



Comportement thermodynamique de réservoirs d'ergols cryogéniques : étude expérimentale et théorique d'un système de contrôle pour des missions spatiales de longue durée

Lauriane Demeure

► To cite this version:

Lauriane Demeure. Comportement thermodynamique de réservoirs d'ergols cryogéniques : étude expérimentale et théorique d'un système de contrôle pour des missions spatiales de longue durée. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Université Grenoble Alpes, 2013. Français. <NNT : 2013GRENI068>. <tel-01201917>

HAL Id: tel-01201917

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01201917>

Submitted on 18 Sep 2015

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

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

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

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

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Lauriane DEMEURE

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

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

Comportement thermodynamique de réservoirs d'ergols cryogéniques

Etude expérimentale et théorique d'un système de contrôle
pour des missions spatiales de longue durée

Thèse soutenue publiquement le **25/10/13**,
devant le jury composé de :

M. Jean-Luc HARION

Professeur à l'École des Mines de Douai, Président du jury

Mme Catherine COLIN

Professeur à l'Institut National Polytechnique de Toulouse, Rapporteur

M. Fabrice LEMOINE

Professeur à l'Université de Lorraine, Rapporteur

M. Benjamin LEGRAND

Ingénieur au CNES

M. Fabrice MATHEY

Chef de projet CFD chez Air Liquide

M. Jean-Paul THIBAUT

Chargé de recherche CNRS au LEGI de Grenoble, Directeur de thèse

M. Christophe CORRE

Professeur à l'ENSE³ de Grenoble, Directeur de thèse



Remerciements

L'excitation de la soutenance (et du pot!) étant maintenant bien retombée, il est temps pour moi de remercier l'ensemble des personnes qui ont participé de près ou de loin à ce travail. Tout d'abord, je remercie mes rapporteurs, Catherine COLIN et Fabrice LEMOINE, pour leur lecture attentive du mémoire et leurs remarques, qui permettront d'approfondir le travail déjà réalisé. Merci également au président du jury, Jean-Luc HARION, pour avoir fait le déplacement depuis Douai le jour de ma soutenance. Vient le tour de Benjamin LEGRAND, notre collaborateur au CNES, qui a suivi ces trois années de thèse. Un gigantesque merci à mes directeurs de thèse, Jean-Paul THIBAUT et Christophe CORRE, avec qui j'ai partagé de très bons moments au cours de ces trois années. Christophe, merci pour m'avoir aidé toujours efficacement lorsque j'en avais besoin. Jean-Paul, merci pour ta bonne humeur permanente et tes jeux de mots incessants dont je m'inspire beaucoup aujourd'hui (sans oublier de toujours te citer)! Un grand merci aux doctorants du labo et en particulier à : Jonathan pour sa gentillesse et sa bienveillance ; Johannes pour son calme et son ouverture d'esprit ; Guillaume pour sa tranquillité et sa disponibilité ; Laurent pour sa motivation sans faille pour aller faire du sport. Merci également aux collègues du 3S dont Stéphane évidemment, d'une part pour toutes les séances de Matlab qui m'ont permis d'avancer plus rapidement dans mon travail, et d'autre part pour les pauses de 16h avec de grandes discussions à la clef. Je remercie chaleureusement les ingénieurs et techniciens du labo pour m'avoir souvent dépannée et fait passer de bons moments : Laure pour avoir passé quelques après-midi « PDI » avec moi ; Muriel pour avoir réalisé avec brio tous les programmes Labview dont j'avais besoin ; Mile pour avoir réalisé (en particulier) de belles animations de la manip que j'ai pu réutiliser lors de ma soutenance ; Vincent et Tristan pour m'avoir souvent prêté main forte ; Joseph pour ton accent sicilien, ta bonne humeur et ton esprit pratique hors pair. Mille mercis enfin à tous mes proches, famille et ami(e)s, d'avoir fait le déplacement pour venir fêter avec moi ce nouveau grade. Merci à mes parents pour l'organisation du pot (qui était magnifique) et merci à ma sœur et ma tante pour y avoir contribué.

Résumé / Abstract

En français

La thèse porte sur l'étude d'un système de contrôle de la pression au sein de réservoirs d'ergols cryogéniques (dihydrogène ou dioxygène) dans le cadre de missions spatiales de longue durée. Ce système de contrôle doit permettre d'éviter la perte excessive d'ergols associée à un contrôle basique de la pression consistant en l'évacuation directe d'une fraction du fluide. Le système alternatif étudié, dit de contrôle thermodynamique, repose sur la réinjection d'un spray sous-refroidi permettant d'abaisser température et pression dans un réservoir soumis à une chauffe (en pratique, le rayonnement solaire). Nous avons analysé les performances de ce système en développant en parallèle un banc d'essai adapté aux conditions du laboratoire, et un modèle théorique de type 0D, à base de bilans globaux, de l'effet du spray sous-refroidi sur les caractéristiques thermodynamiques de l'enceinte. La confrontation des mesures et des calculs a permis de valider l'outil de modélisation théorique. Les caractéristiques du système réel (ensemble des circuits d'injection et de refroidissement) ont ensuite été introduites dans le modèle théorique afin de quantifier de façon réaliste les gains offerts par le système de contrôle thermodynamique, i.e. en prenant en compte la pénalité en masse associée à ces circuits. Des solutions optimales de contrôle de la pression au sein de réservoirs d'ergols cryogéniques lors de missions spatiales de longue durée ont pu alors être proposées.

In english

This PHD thesis deals with the study of a pressure control system inside a cryogenic propellant tank for long duration space missions. This system must be able to reduce propellant losses induced by direct venting, which is the simplest pressure control system. The alternative system which has been studied, called Thermodynamic Vent System (TVS), is based on reinjecting subcooled spray to make the pressure and temperature decrease in a heated tank. The system performance has been analysed developing simultaneously an experimental setup, adapted to laboratory environment, and a theoretical 0D-modelling of subcooled spray impact on tank's thermodynamic characteristics. Facing experimental and theoretical results has permitted to validate the 0D-modelling tool. Inputting the real system characteristics in theoretical modelling has enabled to assess the effective gains of thermodynamic vent system. Finally, optimal solutions to control pressure inside a cryogenic propellant tank for long duration space missions have been proposed.

Table des matières

Plan	7
Liste des figures	11
Liste des tableaux	15
Introduction	17
1 Dispositif expérimental mis en place	29
1.1 Objectifs du dispositif expérimental	30
1.2 Description du dispositif expérimental	30
1.2.1 Schéma de principe	30
1.2.2 L'enceinte d'essai à double enveloppe	32
1.2.3 Choix du fluide	33
1.2.4 La pompe d'injection	33
1.2.5 L'échangeur de chaleur du circuit d'injection	35
1.2.6 L'injecteur et sa canne d'injection	36
1.2.7 Le vase d'expansion	36
1.3 Description des grandeurs mesurées et des méthodes de mesure	36
1.3.1 Les grandeurs mesurées	36
1.3.1.1 Les grandeurs d'intérêt	37
1.3.1.2 Les paramètres	37
1.3.1.3 Les mesures de contrôle	37
1.3.2 Méthodes de mesure courantes	38
1.3.3 Méthode de mesure optique : l'Interféromètre à Phase Döppler	38
1.4 Modes opératoires	42
1.4.1 Protocole de remplissage	42
1.4.2 Protocole d'essai	43
1.4.3 Schéma récapitulatif	44
2 Modélisation 0D du comportement thermodynamique de l'enceinte d'essai	47
2.1 Modélisation 0D d'une phase de chauffe	47
2.2 Modélisation 0D d'une phase de spray	49
2.2.1 Phénomènes physiques mis en jeu au cours de la phase de spray	49
2.2.1.1 Description qualitative	49
2.2.1.2 Un problème complexe	50
2.2.2 Simplification du problème : décomposition de la phase de spray	51

2.2.2.1	Décomposition temporelle de la phase de spray en étapes élémentaires	51
2.2.2.2	Définition du temps de parcours d'une goutte dans la vapeur	51
2.2.2.3	Définition des étapes élémentaires et d'un système fermé	53
2.2.3	Le modèle transitoire à « température uniforme »	54
2.2.3.1	Description	54
2.2.3.2	Mise en équation de la $i^{\text{ème}}$ étape élémentaire	55
2.2.3.3	Justification des hypothèses utilisées lors de la mise en équation	59
2.2.4	Résultats du modèle transitoire à température uniforme	60
2.2.4.1	Premiers résultats du modèle : les deux scenarii possibles	60
2.2.4.2	Influence des paramètres sur la phase de refroidissement	62
2.2.4.3	Analyse complémentaire et discussion	66
2.2.5	Perspectives d'amélioration du modèle	68
2.2.5.1	Prise en compte de la non-adiabaticité de la paroi	68
2.2.5.2	Prise en compte de la non-uniformité de la température au sein du réservoir et de la dynamique de l'injecteur	68
2.2.5.3	Prise en compte de l'absence de gravité	68
3	Exploitation des résultats expérimentaux et confrontation avec le modèle	69
3.1	Analyse des résultats expérimentaux	69
3.1.1	Expérience de référence	69
3.1.2	Reproductibilité	71
3.1.3	Etude qualitative de l'influence des paramètres	71
3.1.3.1	Influence du débit d'injection	71
3.1.3.2	Influence de la température d'injection	73
3.1.3.3	Influence du remplissage	74
3.1.3.4	Influence de la puissance de chauffe	75
3.1.3.5	Influence de l'injecteur	76
3.1.4	Problèmes rencontrés	77
3.1.4.1	Résistance chauffante, prise de température liquide et absence de brassage du bain liquide	77
3.1.4.2	Régulation de la température de l'enveloppe	78
3.2	Confrontation modèle/expérience et amélioration du modèle	79
3.2.1	Confrontation sur l'expérience de référence sans chauffe	79
3.2.2	Amélioration du modèle : prise en compte de la non adiabaticité de la paroi de l'enceinte d'essai	79
3.3	Validation du modèle	81
3.3.1	Influence quantitative du débit d'injection	82
3.3.2	Influence quantitative de la température d'injection	84
3.3.3	Influence quantitative du remplissage	85
3.3.4	Influence quantitative de la puissance de chauffe	86
3.4	Conclusions et perspectives	88
4	Optimisation du système de contrôle	89
4.1	Système de contrôle réel	89
4.1.1	Description	89
4.1.1.1	Schéma de principe	89
4.1.1.2	Différences par rapport au dispositif expérimental	91
4.1.2	Définition de la performance	92
4.1.2.1	Définition qualitative	92
4.1.2.2	Définition quantitative	92
4.2	Calcul du gain d'ergol	93

4.2.1	Deux cas typiques de contrôle	93
4.2.1.1	Contrôle avant redémarrage moteur	93
4.2.1.2	Contrôle pseudocyclique chauffe/spray suivi d'un redémarrage moteur	94
4.2.2	Calcul de la masse relâchée par le système de référence (système DV)	95
4.2.3	Calcul de la masse relâchée par TVS	97
4.2.3.1	Débit massique relâché par TVS	97
4.2.3.2	Modélisation de la phase de spray du système de contrôle réel	100
4.2.3.3	Masse relâchée par TVS	101
4.2.4	Bilan numérique sur le gain d'ergol	101
4.3	Dimensionnement des éléments des circuits d'injection et de refroidissement	102
4.3.1	Dimensionnement du circuit de refroidissement	102
4.3.1.1	Dimensionnement du détendeur de Joule-Thomson	102
4.3.1.2	Principe du dimensionnement de l'échangeur de chaleur	103
4.3.1.3	Utilité du surchauffeur	104
4.3.2	Dimensionnement du circuit d'injection	106
4.3.2.1	Pompe, électronique de commande et alimentation	106
4.3.2.2	Intérêt d'une turbopompe	107
4.4	Optimisation du système de contrôle	109
4.4.1	Principes de l'optimisation	109
4.4.2	Optimisation du système TVS pour un redémarrage moteur	111
4.4.2.1	Cas du réservoir de NOVEC	112
4.4.2.2	Cas du réservoir d'oxygène	116
4.4.2.3	Cas du réservoir d'hydrogène	116
4.4.2.4	Influence de la borne supérieure de pression sur le cas du réservoir d'hydrogène	119
4.4.2.5	Influence du remplissage initial sur le cas du réservoir d'hydrogène	120
4.4.3	Optimisation d'une phase de contrôle pseudocyclique pour le réservoir d'hydrogène	122
4.4.3.1	Optimisation au point de fonctionnement de référence	123
4.4.3.2	Influence de la borne supérieure de pression	126
4.4.3.3	Influence du remplissage initial	127
4.5	Conclusions et perspectives	128
Nomenclature		135
Bibliographie		141
Annexes		143
A Fiches techniques des trois fluides d'intérêt		145
B Calcul de la durée de la phase de chauffe		147
C Méthode température-enthalpie pour le dimensionnement d'un échangeur de chaleur		153

Table des figures

1	Cycle de vol du lanceur Ariane [3].	18
2	Représentation schématique du système TCS pour le sous-refroidissement isobare d'ergols [22].	19
3	Représentation schématique des systèmes de contrôle en pression [19].	20
4	Représentation schématique du système TVS Spray bar, pour un réservoir en gravité réduite [14].	22
5	Représentation schématique du protocole des essais du système de contrôle de la pression TVS Spray Bar réalisés sur MHTB [14].	23
6	Description des volumes de contrôle utilisés dans le modèle analytique du comportement ther- modynamique du réservoir MHTB [14].	24
7	Description des volumes de contrôle utilisés dans le modèle CPPPO [14].	25
8	Schéma de principe du système de contrôle réel.	26
9	Suivi de l'état thermodynamique du fluide des circuits d'injection et de refroidissement sur un diagramme T-S. Les courbes en pointillé à l'extérieur de la courbe d'équilibre représentent les isobares.	26
1.1	Dispositif expérimental mis en place au LEGI.	29
1.2	Schéma de principe du dispositif expérimental mis en place au LEGI.	30
1.3	Positionnement des hublots sur le corps de l'enceinte.	31
1.4	Enceinte d'essai à double enveloppe contrôlée en température. E = entrée d'eau. S = sortie d'eau.	32
1.5	Parcours de l'eau dans la double enveloppe du corps de l'enceinte d'essai.	32
1.6	Schéma de l'échangeur de chaleur chaud-froid.	35
1.7	Détails des serpentins de l'échangeur de chaleur.	35
1.8	Photographie du vase d'expansion placé sur la table levante.	36
1.9	Illustration des grandeurs mesurées dans le dispositif expérimental. En rose apparaissent les grandeurs d'intérêt, en bleu les paramètres et en jaune les mesures de contrôle.	37
1.10	Schéma simplifié du principe de l'IPD.	38
1.11	Intensité reçue par le détecteur au passage d'une goutte à travers le réseau de franges.	40
1.12	Déviation d'une frange au passage d'une goutte perpendiculairement à celle-ci.	40
1.13	Intensité des signaux reçus par les détecteurs D_1 et D_2	40
1.14	Intensité des signaux reçus par les détecteurs D_1 et D_2	41
1.15	Intensité des signaux reçus par les détecteurs D_1 et D_2	41
1.16	Rayon limite détectable par l'IPD.	42
1.17	Intensité des signaux reçus par les détecteurs D_1 et D_2	42
1.18	Evolution des principaux paramètres au cours de chaque étape du mode opératoire.	45
2.1	Description schématique d'une phase de chauffe.	47
2.2	Phénomènes de changement d'état qui imposent la pression au sein de l'enceinte.	50
2.3	Etat initial et état final de la $i^{\text{ème}}$ étape élémentaire.	53
2.4	Définition du système fermé \mathcal{S}^*	54

2.5	Notations utilisées pour l'application du premier principe à \mathcal{S}^*	57
2.6	Evolution de la température dans l'enceinte pour un « fort refroidissement » (seulement un point de calcul sur 500 a été représenté).	61
2.7	Evolution de la température dans l'enceinte pour un « faible refroidissement ».	62
2.8	Influence du débit sur l'évolution de la température dans l'enceinte (seul un point de calcul sur 500 a été représenté).	63
2.9	Influence de la température d'injection sur l'évolution de la température dans l'enceinte (seul un point de calcul sur 500 a été représenté).	64
2.10	Influence du niveau initial de remplissage sur l'évolution de la température dans l'enceinte (seul un point de calcul sur 500 a été représenté).	65
2.11	Influence de la puissance de chauffe sur l'évolution de la température dans l'enceinte (seul un point de calcul sur 500 a été représenté).	65
3.1	Evolution temporelle expérimentale de la température au sein de l'enceinte d'essai (seulement 1 point expérimental sur 40 est représenté pour $t < 1$ h puis 1 point sur 80).	70
3.2	Evolutions temporelles expérimentales de la pression au sein de l'enceinte d'essai et de la pression de vapeur saturante associée à la température de vapeur (seulement 1 point expérimental sur 40 est représenté pour $t < 1$ h puis 1 point sur 80).	70
3.3	Reproductibilité de l'expérience de référence.	71
3.4	Influence du débit d'injection sur l'évolution temporelle des températures (seul 1 point sur 80 a été représenté pour $t < 2$ h30 puis 1 point sur 240 pour la suite).	72
3.5	Influence du débit sur le profil de la surface libre. La surface libre est visualisée en ombroscopie réalisée à travers les deux hublots qui se font face dans l'enceinte d'essai comme illustré sur la figure 1.3 du chapitre 1.	72
3.6	Cartographie des vitesses et rayons des gouttes issues de l'injecteur BF3 pour différents débits.	73
3.7	Influence de la température d'injection sur l'évolution temporelle des températures (seul 1 point sur 50 a été représenté).	74
3.8	Influence du remplissage initial de l'enceinte sur l'évolution temporelle des températures (seul 1 point sur 40 a été représenté pour $t < 1$ h puis 1 point sur 80).	75
3.9	Influence de la puissance de chauffe sur l'évolution temporelle des températures (seul 1 point sur 40 a été représenté pour $t < 1$ h puis 1 point sur 80).	75
3.10	Influence de l'injecteur sur l'évolution temporelle des températures. $z_{liq} = 30$ cm (seul 1 point sur 40 a été représenté pour $t < 1$ h puis 1 point sur 80).	76
3.11	Influence de l'injecteur sur l'évolution temporelle des températures. $z_{liq} = 60$ cm.	77
3.12	Influence de l'injecteur sur le profil de la surface libre. $D_{V,inj} = 100$ L.h ⁻¹	77
3.13	Régulation de la température d'enveloppe sur la température du liquide lors d'une phase de refroidissement avec chauffe.	78
3.14	Evolutions expérimentales des températures de liquide, de vapeur, d'enveloppe et d'injection et prédiction du modèle.	80
3.15	Illustration du modèle prenant en compte les pertes aux parois.	81
3.16	Evolutions expérimentales des températures de liquide, de vapeur, d'enveloppe et d'injection, et prédictions des modèles <i>avec</i> et <i>sans pertes</i>	82
3.17	Evolutions expérimentale et modèle de la températures du liquide pour trois débits différents.	83
3.18	Régression linéaire des temps caractéristiques expérimentaux en fonction de l'inverse des débits. La droite de régression est une droite linéaire : le passage par le point (0,0) a été forcé.	84
3.19	Evolutions expérimentale et modèle de la températures du liquide pour trois températures d'injection différentes.	84
3.20	Evolutions expérimentales et modèles des températures de liquide, de vapeur et d'enveloppe pour deux remplissages différents.	86
3.21	Evolutions expérimentales et modèles des températures de liquide, de vapeur et d'enveloppe pour deux puissances de chauffe différentes.	87

4.1	Schéma de principe du système de contrôle réel.	90
4.2	Suivi de l'état thermodynamique du fluide des circuits d'injection et de refroidissement sur un diagramme T-S. Les courbes en pointillé à l'extérieur de la courbe d'équilibre représentent les isobares.	90
4.3	Evolution de la pression au sein du réservoir lors du contrôle de la pression avant le redémarrage moteur.	94
4.4	Evolution de la pression au sein du réservoir lors du contrôle pseudocyclique de la pression.	95
4.5	Evolution temporelle de la température et du remplissage lors de la phase avant redémarrage moteur pour un réservoir de NOVEC (seul 1 point de calcul sur 10 est représenté).	100
4.6	Evolution temporelle de la pression et de la masse relâchée lors de la phase avant redémarrage moteur pour un réservoir de NOVEC (seul 1 point de calcul sur 10 est représenté).	101
4.7	Description de la géométrie d'échangeur choisie.	103
4.8	Qualité du fluide dans l'échangeur.	104
4.9	Schéma de principe du système de contrôle réel. Cas « sans surchauffe ».	105
4.10	Suivi de l'état thermodynamique du fluide des circuits d'injection et de refroidissement sur un diagramme T-S. Cas « sans surchauffe ». Les courbes en pointillé à l'extérieur de la courbe d'équilibre représentent les isobares.	105
4.11	Indice de performance dans le plan des paramètres d'injection, pour le réservoir de NOVEC soumis à la phase de contrôle avant redémarrage moteur.	112
4.12	Confrontation entre le gain d'ergol et les pénalités en masse imposées par le système de contrôle TVS, pour le réservoir de NOVEC soumis à la phase de contrôle avant redémarrage moteur.	113
4.13	Confrontation du cas optimal avec des cas peu favorables des évolutions temporelles de grandeurs d'intérêt, pour le réservoir de NOVEC soumis à la phase de contrôle avant redémarrage moteur.	114
4.14	Répartition des pénalités en masses imposées par le système TVS dans le cas optimal, pour le réservoir de NOVEC soumis à la phase de contrôle avant redémarrage moteur.	115
4.15	Cycle thermodynamique optimal, pour le réservoir de NOVEC soumis à la phase de contrôle avant redémarrage moteur. Les pointillés représentent les isobares (en bar) et le trait en pointillé une isenthalpe (en kJ.kg^{-1}).	115
4.16	Masse de NOVEC présente dans le réservoir selon le système de contrôle utilisé, à la fin de la phase avant redémarrage.	116
4.17	Indice de performance dans le plan des paramètres d'injection, pour le réservoir d'hydrogène soumis à la phase de contrôle avant redémarrage moteur.	117
4.18	Confrontation entre le gain d'ergol et les pénalités en masse imposées par le système de contrôle TVS, pour le réservoir d'hydrogène soumis à la phase de contrôle avant redémarrage moteur.	117
4.19	Masse d'hydrogène présente dans le réservoir selon le système de contrôle utilisé, à la fin de la phase avant redémarrage.	118
4.20	Confrontation du cas optimal avec un cas peu favorable des évolutions temporelles de grandeurs d'intérêt, pour le réservoir d'hydrogène soumis à la phase de contrôle avant redémarrage moteur.	119
4.21	Répartition des pénalités en masses imposées par le système TVS dans le cas optimal, pour le réservoir d'hydrogène soumis à la phase de contrôle avant redémarrage moteur.	119
4.22	Cycle thermodynamique optimal, pour le réservoir d'hydrogène soumis à la phase de contrôle avant redémarrage moteur.	120
4.23	Indice de performance dans le plan des paramètres d'injection, pour le réservoir d'hydrogène soumis à une phase de contrôle pseudocyclique suivie d'un redémarrage moteur.	123
4.24	Confrontation entre le gain d'ergol et les pénalités en masse imposées par le système de contrôle TVS, pour le réservoir d'hydrogène soumis à une phase de contrôle pseudocyclique suivie d'un redémarrage moteur.	124
4.25	Evolutions temporelles de grandeurs d'intérêt pour différents couples de paramètres $(\Delta T_{inj}, D_{V, inj})$, pour le réservoir d'hydrogène soumis à une phase de contrôle pseudocyclique suivie d'un redémarrage moteur.	125

4.26	Répartition des pénalités en masses imposées par le système TVS dans le cas optimal, pour le réservoir d'hydrogène soumis à une phase de contrôle pseudocyclique suivie d'un redémarrage moteur.	126
4.27	Influence de P_{max} sur l'évolution temporelle optimale de grandeurs d'intérêt.	128
A.1	Géométrie de la molécule de NOVEC.	145
B.1	Description schématique de la phase de chauffe.	147
B.2	Evolution de la chaleur latente massique avec la température. Les + sont les valeurs expérimentales mesurées par la société 3M [2] et la droite est la régression linéaire.	151
C.1	Description de la géométrie d'échangeur choisie.	153
C.2	Qualité du fluide dans l'échangeur.	154
C.3	Diagrammes T-H de chaque circuit. L'enthalpie au point 2 a été choisie égale à 0.	155
C.4	Schéma des échanges thermiques entre le circuit d'injection et le circuit de refroidissement sur la zone I.	156
C.5	Schéma des échanges thermiques entre le circuit d'injection et le circuit de refroidissement sur la zone II.	158

Liste des tableaux

1.1	Propriétés physico-chimiques des espèces étudiées à leur température de stockage.	34
1.2	Définition des nombres adimensionnels d'intérêt.	34
1.3	Rapport des nombres adimensionnels d'intérêt pour différents couples. Un seul chiffre significatif a été retenu.	35
1.4	Tableau récapitulatifs des méthodes de mesures courantes.	39
1.5	Tableau récapitulatif des valeurs de paramètres étudiées.	44
2.1	Tableau de valeurs de t_c en fonction de \mathcal{P}_c et z_{liq} .	49
2.2	Expression de la vitesse de la goutte dans la vapeur en fonction de son Reynolds.	52
2.3	Valeurs de $t_p/5\tau_{lim}$ en fonction de deux diamètres d'orifice et de $D_{V,inj}$.	52
2.4	Valeurs de $v_{g,inj}$ ($m.s^{-1}$).	53
2.5	Valeurs de $r_{g,inj}$ (μm).	53
2.6	Influence du débit sur la température de l'ES et le temps caractéristique.	63
2.7	Influence de la température d'injection sur la température de l'ES et le temps caractéristique.	63
2.8	Influence du niveau initial de remplissage sur la température de l'ES et le temps caractéristique.	64
2.9	Influence de la puissance de chauffe sur la température de l'ES et le temps caractéristique.	66
3.1	Valeurs moyennes du diamètre de Sauter et de la vitesse longitudinale des gouttes.	74
3.2	Coefficients d'ajustement des courbes de températures expérimentales et modèle par une exponentielle décroissante.	80
3.3	Coefficients d'ajustement des courbes de températures expérimentales et modèles par une exponentielle décroissante pour trois débits différents.	83
3.4	Coefficients d'ajustement des courbes de températures expérimentales et modèles par une exponentielle décroissante pour trois températures différentes.	85
3.5	Coefficients d'ajustement des courbes de températures expérimentales et modèles par une exponentielle décroissante pour deux remplissages différents.	86
3.6	Coefficients d'ajustement des courbes de températures expérimentales et modèles par une exponentielle décroissante pour deux puissances de chauffe différentes.	87
4.1	Etat thermodynamique du fluide en chaque point du circuit de refroidissement.	98
4.2	Bilan numérique sur le gain d'ergol.	102
4.3	Ecart de température entre la sortie et l'entrée du détendeur de Joule-Thomson pour un rapport de détente de 30.	103
4.4	Propriétés géométriques de l'échangeur de chaleur.	104

4.5	Valeur maximale de $ \Delta T_{JT} $ associée au rapport de pression maximal de 30 pour les trois fluides d'intérêt.	110
4.6	Intervalles de définition des paramètres.	111
4.7	Propriétés de l'enceinte d'essai et des réservoirs réels d'ergols [1].	111
4.8	Remplissage initial du réservoir et bornes de pression de la phase de redémarrage moteur pour l'enceinte d'essai et les réservoirs réels d'ergols.	112
4.9	Etude de l'influence de la borne supérieure de pression sur la phase de contrôle optimale du réservoir d'hydrogène avant redémarrage moteur.	121
4.10	Etude de l'influence du remplissage initial du réservoir d'hydrogène sur la phase de contrôle optimale avant redémarrage moteur.	122
4.11	Etude de l'influence de la borne supérieure de pression du réservoir d'hydrogène sur la phase de contrôle optimale pseudocyclique suivie d'un redémarrage moteur.	127
4.12	Etude de l'influence du remplissage initial du réservoir d'hydrogène sur la phase de contrôle optimale pseudocyclique suivie d'un redémarrage moteur.	129
A.1	Propriétés physico-chimiques générales du NOVEC, du dihydrogène et du dioxygène.	146
B.1	Tableau de valeurs de σ_{t_c} en fonction de \mathcal{P}_c et z_{liq}	150
B.2	Tableau des variations relatives de z_{liq} liées au changement d'état au cours de la phase de chauffe.	152
C.1	Propriétés géométriques de l'échangeur de chaleur.	154
C.2	Nombre de Prandtl pour le NOVEC et les ergols cryogéniques.	157

Introduction

Contexte général et problématique

La conquête spatiale est lancée entre les Etats-Unis et l'URSS au début des années 50. Grâce notamment au russe Korolev, les soviétiques enverront dans l'espace en 1957, le premier *satellite artificiel* de la Terre : Spoutnik-1. Le tour des américains viendra quatre mois plus tard, alors que ce n'est qu'en 1965 que l'industrie spatiale française lancera son premier satellite : Astérix. Et pour cause : le défi à relever pour mettre un satellite sur orbite est de taille puisqu'il faut vaincre l'attraction terrestre. Pour cela, il a fallu mettre au point des véhicules spatiaux très puissants, les lanceurs. En 1981 est initié le programme de lanceurs européens le plus connu aujourd'hui : Ariane 1 voit le jour. Suivront Ariane 2, 3, 4 et 5. La figure 1 décrit le cycle de vol d'un lanceur Ariane 5 et permet de détailler la structure générale d'un tel lanceur. Trois étages composent son ossature [3] :

- Le 1^{er} étage, ou étage principal cryotechnique, est flanqué de deux réacteurs à poudre qui permettent d'augmenter la poussée au décollage et qui sont détachés à la fin de leur utilisation. Il contient en outre des réservoirs volumineux d'ergols cryogéniques (dihydrogène et dioxygène liquides) qui alimentent le moteur Vulcain de l'étage. Son rôle est d'extraire le lanceur le plus rapidement possible de l'atmosphère, dans laquelle les frottements sont importants.
- Le 2^{ème} étage, ou étage secondaire cryotechnique, possède également un moteur et les réservoirs d'ergols associés. Il poursuit le travail du 1^{er} étage une fois celui-ci largué.
- Le 3^{ème} étage, ou case à équipements, constitue le *cerveau électronique* du lanceur : il contrôle l'ensemble du vol qui dure moins d'une heure et achève la mise en orbite du satellite. Enfin, la coiffe permet de protéger la charge utile, typiquement le satellite ou la sonde, lors de la traversée de l'atmosphère, puis elle est larguée.

Dans le cas d'une mission spatiale de longue durée, typiquement une mission de l'ordre de la semaine ou du mois, de nouvelles difficultés apparaissent. Pour que le lanceur atteigne son objectif, le plan de vol et la gestion des ergols doivent être bien établis. D'autre part, la masse totale du lanceur, qui comprend la masse sèche du lanceur, la masse d'ergols embarquée et la masse de la charge utile, doit être soigneusement optimisée pour limiter le coût de la mission.

Au cours de son vol, le lanceur est soumis au rayonnement solaire dont la densité surfacique de puissance est d'environ 1 kW.m^{-2} . Ce flux radiatif augmente progressivement la température des ergols cryogéniques liquides contenus dans les réservoirs jusqu'à provoquer leur vaporisation. La pression au sein du réservoir augmente alors, ce qui risque de l'endommager si rien n'est fait pour contrer sa pressurisation. C'est la problématique à laquelle nous nous intéresserons dans ce mémoire de thèse.



FIGURE 1: Cycle de vol du lanceur Ariane [3].

En pratique, grâce à une bonne isolation des réservoirs, le flux de chaleur peut être réduit et la pressurisation ainsi ralentie. Il faut cependant noter que l'isolation des réservoirs les rend plus volumineux et plus lourds. Il est donc nécessaire de trouver un compromis entre réduction du flux de chaleur et augmentation de la masse sèche du lanceur, qui va induire une consommation de carburant supplémentaire. A l'heure actuelle, l'isolation choisie pour les réservoirs d'ergols permet de diviser par 20 le flux de chaleur et donc par autant le temps de montée en pression d'un réservoir. Au bout de ce temps caractéristique de pressurisation, le problème de départ se pose à nouveau : il faut réduire la pression dans le réservoir pour qu'il ne soit pas endommagé. Pour cela, une solution simple consiste à relâcher, par une soupape placée en haut du réservoir, la vapeur formée : cette technique s'appelle le *Direct Venting* (DV). Cependant, lors des phases balistiques, la répartition liquide/vapeur dans le réservoir est inconnue. Selon cette répartition, la soupape peut relâcher de la vapeur mais aussi du liquide, ce qui est désastreux en terme de perte d'ergols. Si la mission est suffisamment courte, il est possible d'effectuer régulièrement des phases de poussée pendant lesquelles le liquide est maintenu au fond du réservoir grâce à l'accélération du lanceur. Ceci permet de dégazer et d'abaisser la pression sans perte critique d'ergols. Néanmoins, ces phases de poussée consomment inutilement des ergols et peuvent être requises à des moments inopportuns (lors d'une manoeuvre orbitale par exemple). Utilisée seule, cette solution n'est donc pas suffisamment efficace pour réaliser des missions de longue durée.

Une autre condition à remplir pour qu'un lanceur atteigne un objectif très éloigné est de pouvoir emmener suffisamment d'ergols dans les réservoirs. Le couple hydrogène/oxygène a été choisi car il est très performant en terme de propulsion : les produits de leur réaction sont des gaz très chauds produisant une poussée deux fois plus importante que tout autre couple de réactifs [4]. Cependant, l'hydrogène liquide présente le défaut majeur d'être très peu dense ($\rho_{H_2} = 65,4 \text{ g.L}^{-1}$ à $24,4 \text{ K}$ sous 3 bar), obligeant l'utilisation de réservoirs très volumineux pour le stocker. Une amélioration possible est de densifier l'hydrogène liquide en le sous-refroidissant. Qui plus est, le sous-refroidissement offre un autre avantage : l'ergol sous-refroidi possède une capacité à absorber le flux de chaleur résiduel plus importante et permet ainsi d'augmenter le temps caractéristique de pressurisation et donc de repousser la mise en marche d'un système d'échappement de vapeur d'ergols cryogéniques au cours du vol.

Une solution technique pour sous-refroidir est proposée par la NASA et Mustafi *et al.* en 2010 : c'est le système TCS (Thermodynamic Cryogen Subcooler) [22]. Le principe de ce système, décrit sur la figure 2, est simple : il s'agit d'abaisser au maximum la température du liquide stocké (hydrogène ou oxygène) en-dessous de sa température d'ébullition, tout en maintenant le réservoir plein et la pression de la vapeur constante.

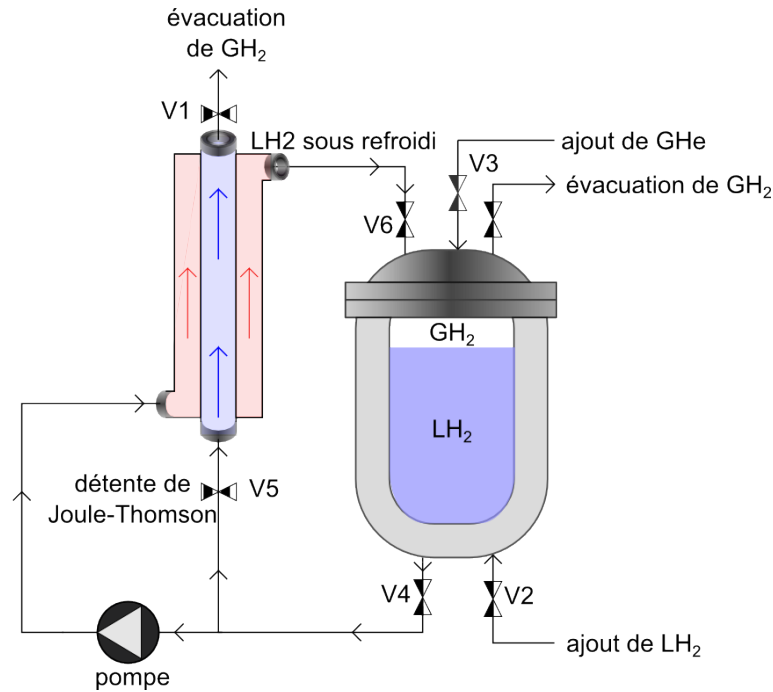


FIGURE 2: Représentation schématique du système TCS pour le sous-refroidissement isobare d'ergols [22].

Pour cela, l'hydrogène évacué (V1) par le système est remplacé (V2) et un agent pressurisant froid (V3 - ici l'hélium) est utilisé. Le système de refroidissement du liquide est réalisé grâce à un circuit extérieur de recirculation. Une certaine quantité d'hydrogène liquide est prélevée (V4) en fond de réservoir et séparée en deux sous-circuits : une partie est envoyée directement à la périphérie d'un échangeur de chaleur co-courant grâce à une pompe tandis que l'autre partie est refroidie et partiellement vaporisée à travers un détendeur de Joule-Thomson (V5) avant d'être envoyée au cœur de l'échangeur de chaleur. Cette portion du liquide termine sa vaporisation en prélevant l'énergie nécessaire au liquide contenu dans la partie périphérique de l'échangeur, puis est évacuée (V1). L'autre partie est réinjectée (V6) en haut du réservoir, une fois sous-refroidie. Comme l'ensemble du circuit de recirculation (échangeur de chaleur compris) est extérieur au réservoir, le système de refroidissement au sol peut être facilement retiré au moment du lancement. Finalement, le système TCS permet bien de densifier l'hydrogène stocké et d'augmenter sa capacité à absorber le flux résiduel grâce à l'abaissement isobare de sa température et, par conséquent, de repousser la mise en marche du système d'échappement de vapeur d'ergols cryogéniques au cours du vol.

Cependant, comme l'isolation des réservoirs, cette technique ne permet pas de contrôler la pression dans le réservoir à proprement parler. Nous allons maintenant faire une revue des systèmes de contrôle en pression qui ont guidé notre travail.

Evolution des systèmes de contrôle thermodynamique de réservoirs d'ergols cryogéniques

Des recherches sont menées depuis plusieurs décennies spécifiquement sur le contrôle thermodynamique des réservoirs pour les missions spatiales de longue durée. Plusieurs solutions ont déjà été proposées puis étudiées en profondeur. Les moyens d'étude sont divers : modèles théoriques, simulations numériques ou bancs d'essais. Les modèles théoriques et les simulations numériques servent souvent de base car ce sont des moyens d'étude en général peu coûteux et rapides à mettre en place. Néanmoins, les données issues de telles études doivent être recoupées par des données expérimentales, plus réalistes.

Dans les années 90, Lin et al. [19] ont mis au point un modèle théorique nommé *Modèle Homogène* qui leur a permis de mener une étude comparative de trois systèmes de contrôle en pression de réservoirs d'ergols. Ce modèle est fondé sur l'application conjointe du premier principe de la thermodynamique et de la conservation de la masse au volume de contrôle correspondant au fluide (liquide et vapeur) contenu à l'intérieur du réservoir. Il donne accès à l'évolution temporelle de la pression dans un réservoir d'ergols, aussi bien pendant la phase d'autopressurisation que pendant la phase de contrôle, c'est-à-dire au moment où entre en jeu le système qui nous intéresse. Il est à noter que le réservoir est supposé être dans un état thermodynamique homogène au cours de ces deux phases¹ (température et pression uniformes au sein du réservoir). Les systèmes de contrôle en pression étudiés par Lin et al. et illustrés sur la figure 3 sont : le mélange du liquide (FIG.3-a.), le TVS (Thermodynamic Vent System) passif (FIG.3-b.) et le TVS actif (FIG.3-c.).

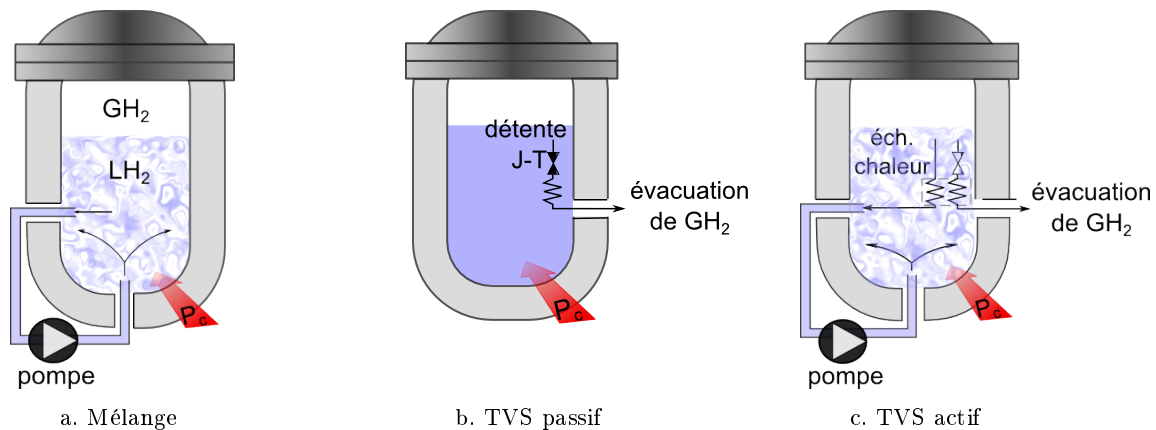


FIGURE 3: Représentation schématique des systèmes de contrôle en pression [19].

Le système de mélange (FIG.3-a.) consiste simplement à prélever du liquide du réservoir grâce à une pompe puis à le réinjecter sous forme de jet dans le liquide. Ceci permet de briser la stratification en température du liquide, qui s'établit par convection naturelle au sein du réservoir, et donc de réduire la vitesse d'autopressurisation du réservoir [13, 18], à condition que l'apport de chaleur par la pompe soit raisonnable. Ainsi, pour retenir le mélange comme solution de contrôle, il faut choisir correctement la durée et la puissance du mélange, ce qui est possible grâce au modèle dit *homogène*. Il a été prouvé que le mélange est une solution efficace dans le cas d'un stockage d'environ 20 jours.

Dans le système TVS passif (FIG.3-b.), une faible quantité de liquide est prélevée dans le réservoir puis traverse un détendeur de Joule-Thomson, ce qui entraîne la vaporisation partielle du liquide ainsi qu'un abaissement de sa température. Le mélange diphasique est alors envoyé

1. Considérer que le réservoir est dans un état homogène constitue une hypothèse forte, dont la validité n'est que peu discutée dans le travail de Lin et al. [19].

vers un échangeur de chaleur où il termine sa vaporisation en prélevant au réservoir l'énergie nécessaire. La vapeur ainsi formée s'échauffe par contact avec le liquide chaud du réservoir avant d'être évacuée de celui-ci. On peut d'ores et déjà noter que, s'il est bien dimensionné, l'avantage d'un système TVS par rapport à un système DV est que, même en microgravité, seul du fluide sous forme vapeur sera rejeté lors des phases de contrôle [29]. Cependant, les transferts thermiques associés au système TVS passif sont de type conduction et convection naturelle, donc lents : il semblerait qu'une quantité importante de fluide sera évacuée avant même qu'il n'y ait eu une diminution significative de la pression au sein du réservoir. Pour réduire le temps de réponse du système, la taille de l'échangeur de chaleur pourrait être augmentée largement, mais ceci impliquerait un ajout de masse prohibitif pour un système qui doit être embarqué en vol. En conclusion de leur rapport [19], les auteurs semblent finalement assez peu enthousiastes quant au développement de cette méthode, même pour les missions de longue durée (environ 1 mois).

Le système TVS actif (FIG.3-c.) correspond à l'association des deux systèmes cités précédemment. Son avantage par rapport au système TVS passif est de produire un contrôle en pression rapide. Une étude paramétrique discrète de l'évolution temporelle de la pression est faite par Lin *et al.*. Les paramètres identifiés sont au nombre de trois et correspondent respectivement à la chaleur prélevée au fluide qui recircule grâce au détendeur de Joule-Thomson, à l'énergie prélevée au réservoir par le fluide qui recircule et à la puissance de l'échangeur. Cependant, les auteurs [19] pointent le fait qu'il leur manque un élément essentiel pour définir la performance d'un tel système : les caractéristiques techniques (géométrie, matériau...) du détendeur, de l'échangeur et du mélangeur.

La notion de performance doit être définie avec soin préalablement au choix d'un système de contrôle en pression. Si plusieurs propositions de contrôle (différentes technologies et/ou différents paramètres d'utilisation) sont envisagées, il est nécessaire de définir un critère de performance commun, qui traduise de façon pertinente le bénéfice (global) apporté par le système de contrôle. Une phase ultérieure d'optimisation pourra alors être envisagée pour maximiser le bénéfice apporté par la stratégie de contrôle. Cette même logique a été adoptée dans la présentation des travaux de thèse proposée dans ce mémoire, qui s'ouvre par un chapitre décrivant le banc d'essai, support de l'évaluation des performances d'un dispositif de contrôle en pression, et se clôt par l'optimisation de ce dispositif.

Le système de contrôle en pression nommé TVS Spray bar appartient à la catégorie des TVS actifs et a été présenté en détail en 2003 dans un rapport technique de la NASA [14] ; il est schématisé sur la figure 4. Sa première originalité par rapport au système commun présenté par Lin (FIG.3-c.) est la mise en parallèle du circuit principal qui contient la pompe et l'échangeur de chaleur et du circuit secondaire qui contient le détendeur de Joule-Thomson. Ceci offre la possibilité de contrôler la pression dans le réservoir par une recirculation de fluide sans refroidissement (seul le circuit principal fonctionne), c'est-à-dire par simple mélange. Selon l'isolation du réservoir, cette solution peut être suffisante pour des missions de quelques jours ou quelques semaines. En outre, l'avantage de prélever du fluide par un unique circuit est de minimiser la masse de l'échangeur. Dans le cas du système représenté sur la figure 4, le circuit principal prélève soit de la vapeur soit du liquide (cas typique en gravité normale). Si de la vapeur est prélevée et que la pression dans le réservoir a atteint sa valeur maximale autorisée alors celle-ci est directement évacuée par le détendeur de Joule-Thomson grâce à un contrôle logique en entrée de pompe ; si du liquide est prélevé, alors la seule configuration possible dans l'échangeur de chaleur est d'avoir du liquide dans le circuit principal et un mélange diphasique dans le circuit secondaire. Nous retrouvons d'ailleurs cette configuration pour le système à double prélèvement de la figure 3-c. utilisé en gravité normale. En revanche, en microgravité, le double prélèvement conduit à quatre types de transfert possibles dans l'échangeur de chaleur : liquide / diphasique, liquide / gaz, gaz / diphasique ou gaz / gaz ; ceci implique de surdimensionner l'échangeur de chaleur puis-

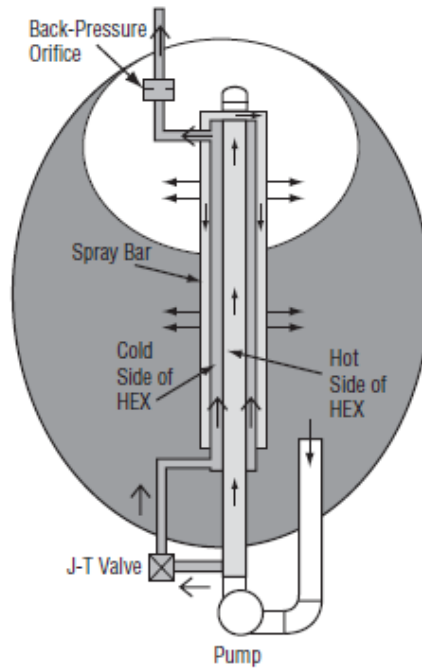


FIGURE 4: Représentation schématique du système TVS Spray bar, pour un réservoir en gravité réduite [14].

qu'il doit être capable d'effectuer les transferts de chaleur nécessaires, même dans le cas le plus défavorable. Finalement, le système de prélèvement unique du Spray bar est un atout majeur puisqu'il optimise le dimensionnement de l'échangeur.

La seconde originalité du TVS Spray bar est la réinjection du liquide sous-refroidi à la fois dans le liquide et la vapeur puisqu'elle permet de déstratifier la phase liquide comme la phase vapeur, quelles que soient leurs positions dans le réservoir en microgravité. Ainsi, les essais de contrôle en pression réalisés en gravité normale, beaucoup plus accessibles financièrement que les essais en microgravité, offriront une bonne prédiction du comportement thermodynamique du réservoir en vol.

Après cette revue rapide de l'évolution des systèmes de contrôle thermodynamique de réservoir, nous allons maintenant nous intéresser aux études qui ont été menées sur la modélisation du comportement thermodynamique d'une enceinte, soumise à une puissance de chauffe et/ou à un spray sous-refroidi.

Modélisation du comportement thermodynamique d'une enceinte

Le TVS Spray Bar a fait l'objet d'une étude théorique et expérimentale approfondie [14] dont l'objectif majeur était de vérifier sa capacité à maintenir la pression entre 1,310 bar et 1,379 bar au sein d'un réservoir d'hydrogène liquide.

Ce banc expérimental MHTB (Multipurpose Hydrogen Test Bed) est composé d'un réservoir isolé contenant de l'hydrogène liquide surmonté de sa vapeur, équipé du système Spray Bar ainsi que de l'ensemble de l'instrumentation, et inséré dans une enveloppe de conditionnement. L'instrumentation comporte principalement deux cannes verticales contenant chacune une dizaine de capteurs de température (diodes au silicium et thermocouples), un capteur de pression dans la vapeur et un capteur de position de l'interface liquide/vapeur. Le dimensionnement de chacun

des éléments du TVS Spray Bar (échangeur de chaleur, détendeur de Joule-Thomson, pompe, dispositif d'injection) a été réalisé de telle sorte que, pour un remplissage du réservoir entre 10% et 95%, le système de contrôle soit capable de contrebalancer une puissance thermique d'au plus 55 W répartie sur toute la surface du réservoir.

Plusieurs essais de contrôle ont été réalisés en suivant le même protocole, qui est décrit sur la figure 5 :

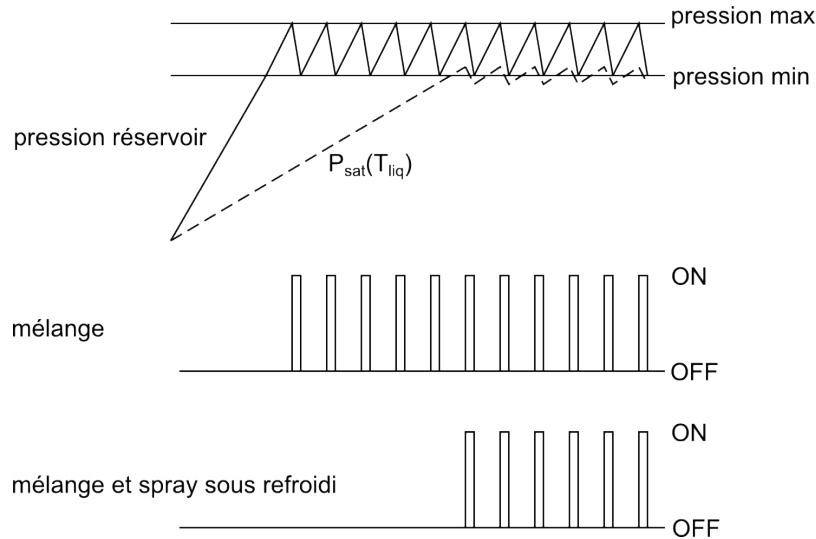


FIGURE 5: Représentation schématique du protocole des essais du système de contrôle de la pression TVS Spray Bar réalisés sur MHTB [14].

- A $t=0$, le réservoir est fermé avec la quantité d'hydrogène liquide souhaitée (25%, 50% ou 90%).
- Le flux de chaleur entrant (fixé soit à environ 20 W soit à environ 50 W) provoque l'auto-pressurisation du réservoir et sa stratification en température : la température du liquide augmente moins vite que celle de la vapeur ($P_{sat}(T_{liq})$ reste inférieure à P_{res}) car le liquide a une plus grande inertie thermique.
- Lorsque la pression dans le réservoir atteint la limite haute fixée, la pompe est mise en route et le spray est injecté dans le réservoir sans refroidissement. L'homogénéisation permet d'abaisser la pression dans le réservoir.
- Lorsque la pression dans le réservoir atteint la limite basse fixée, la pompe est alors éteinte et l'auto-pressurisation reprend. Pendant ce temps, la température du bain liquide continue d'augmenter.
- Lorsque la pression de vapeur saturante associée à la température du bain liquide atteint la limite basse de la gamme de contrôle alors les transferts de masse à l'interface (vaporisation du liquide) commencent à avoir lieu. Le simple mélange ne suffit plus à contrôler la pression dans le réservoir, et le circuit d'échappement et de refroidissement du spray est donc mis en route.

Les résultats obtenus lors des essais sont physiquement cohérents. Par exemple, il a été observé pour deux flux de chaleur différents (un flux faible d'environ 20 W et un flux élevé d'environ 50 W) que plus le remplissage initial du réservoir est important, plus la montée en température est lente. En effet, en augmentant la quantité initiale de liquide, on augmente l'inertie thermique du réservoir. Pour la même raison, la durée entre les cycles de mélange (avec ou sans refroidissement du spray) diminue lorsque le remplissage initial du réservoir augmente.

En parallèle des expériences, un modèle analytique du comportement thermodynamique du

réservoir MHTB a été mis au point [23]. Quatre volumes de contrôle illustrés sur la figure 6 ont été définis : la partie vapeur du réservoir (1), la paroi du réservoir (2), la couche liquide sur la paroi (3) et le bain liquide (4). Un bilan de masse et d'énergie appliqués à chaque volume de contrôle permettaient de remonter à la masse et à la température dans chacun d'eux.

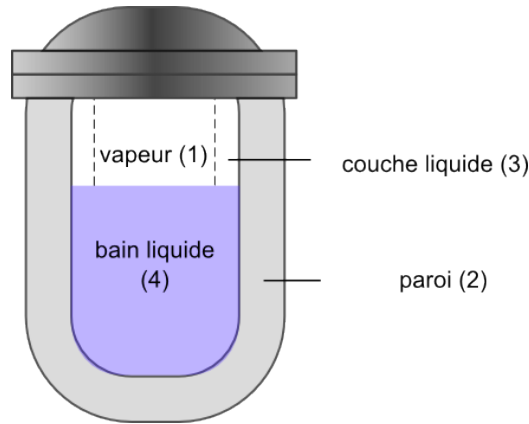


FIGURE 6: Description des volumes de contrôle utilisés dans le modèle analytique du comportement thermodynamique du réservoir MHTB [14].

Finalement, la confrontation du modèle analytique et de l'expérience mène à un bon accord lors des phases de contrôle (avec ou sans refroidissement) mais lors des phases d'autopressurisation, c'est-à-dire lorsque le réservoir n'est pas homogénéisé, le modèle prédit toujours une augmentation plus rapide de la pression dans le réservoir et donc une mise en route prématurée du système de contrôle. Selon Hastings *et al.* ceci est dû au fait que le modèle considère la température uniforme dans chacun des volumes de contrôle, en particulier dans le bain liquide et dans la vapeur, ce qui ne permet pas de décrire correctement les échanges de masse et de chaleur à l'interface liquide / vapeur. Pour pallier ce manque de précision, Corpening développe le modèle CPPPO [9] où un volume de contrôle supplémentaire apparaît : le volume (5) directement au-dessus de l'interface liquide / vapeur, couche infiniment fine dans laquelle la vapeur est saturée (figure 7). D'autre part, la paroi est cette fois extérieure au système et, pour décrire au mieux les échanges entre la paroi et l'intérieur du réservoir, les interfaces respectives liquide / paroi (3) et vapeur / paroi (2) sont matérialisées. La suite de la construction du modèle consiste à écrire pour chaque volume de contrôle les lois de conservation de la masse et de l'énergie, comme il a été fait dans le travail d'Hastings *et al.*. L'hypothèse de gaz parfaits ainsi que certaines lois de comportement décrivant les phénomènes de changement de phase (vaporisation, ébullition, condensation [28]) complètent le modèle. En utilisant la méthode des différences finies et en combinant chacun des bilans d'énergie effectués, les variables d'intérêt sont extraites : la température dans chacun des volumes de contrôle, la pression dans le réservoir, les transferts de masse entre chaque volume de contrôle, etc. La faiblesse majeure de ce modèle est qu'il ne prend pas en compte l'injection de liquide sous-refroidi, contrairement au modèle décrit dans le travail d'Hastings *et al.*.

Enfin, pour revenir au modèle précédent, même si la performance individuelle de chacun des éléments du circuit de recirculation (échangeur de chaleur, pompe, dispositif d'injection) et sa capacité à extraire la quantité de chaleur souhaitée au réservoir ont été discutées, il manque dans l'analyse la notion de performance du système en vol. En effet, le circuit de recirculation pénalise la masse sèche du lanceur. Il faut donc vérifier que cette pénalisation est entièrement compensée par l'économie d'ergol réalisée. Ce point sera développé dans le mémoire au chapitre 4.

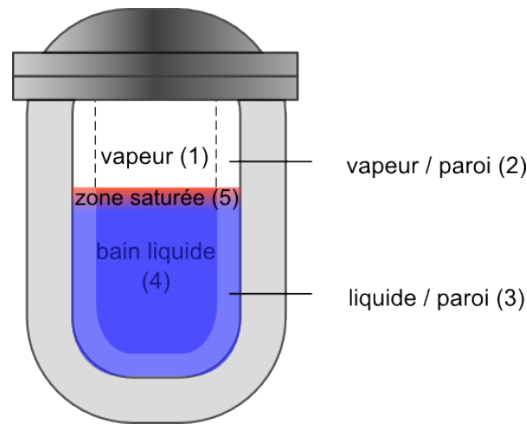


FIGURE 7: Description des volumes de contrôle utilisés dans le modèle CPPPO [14].

Les essais réalisés grâce au MHTB étant coûteux et longs à mettre en place, Lopez *et al.* ont mis au point un modèle numérique pour décrire le comportement thermodynamique d'un réservoir d'ergols en gravité normale ou réduite, soumis à un flux de chaleur donné et contenant un TVS créant un jet longitudinal vers le haut dans le réservoir [20, 21]. Ce modèle est développé grâce à FLOW-3D, code de résolution des équations de Navier-Stokes. Le maillage choisi permet de rendre compte en détail de ce qui se passe à l'interface liquide / vapeur, contrairement au modèle analytique décrit par Hastings [14]. Une simulation de la phase d'autopressurisation pour deux remplissages différents et un même flux de chaleur est présentée ainsi qu'une simulation de la phase de refroidissement pour un remplissage, un sous-refroidissement et un débit d'injection donnés. Finalement, la validation du modèle repose sur la confrontation de ces simulations avec des essais expérimentaux menés dans le cadre du programme STUSTD (Solar Thermal Upper Stage Technology Demonstrator). En gravité normale, l'accord est bon (à 2% près) entre le modèle et les données expérimentales recueillies lors du programme STUSTD. D'autre part, le modèle prévoit une vitesse de pressurisation plus faible lorsque le remplissage initial du réservoir augmente : ceci s'explique par l'inertie thermique apportée par le liquide. Le modèle ne prédit pas avec précision l'évolution de la température de la vapeur et du liquide, l'auteur l'explique par le choix dans le modèle d'une condition de flux de chaleur constant à la paroi qui mène toujours à surestimer les échanges d'énergie entre la paroi et les fluides. Cette explication n'est pas claire puisque la température modèle de la vapeur est au-dessus des données expérimentales tandis que la température modèle du liquide est en-dessous. En gravité réduite, le modèle prédit des vitesses de pressurisation plus faibles, ce que corroborent les données expérimentales. Ce résultat s'explique par la forme adoptée par l'interface liquide / vapeur en gravité réduite : la longueur capillaire augmente, le ménisque s'étend donc le liquide mouille davantage la surface et la vapeur prend la forme d'une grande bulle comme l'illustre la figure 4 (liquide=zone grisée ; vapeur=zone blanche). Finalement, pour un même remplissage qu'en gravité réduite, une plus grande quantité de liquide est en contact direct avec la paroi et joue le rôle d'isolant grâce à son inertie thermique d'où la diminution de la vitesse de pressurisation.

Le contexte général dans lequel s'inscrit notre travail étant maintenant établi et un état de l'art des travaux les plus pertinents disponibles dans la littérature ayant été proposé, nous allons à présent synthétiser la démarche que nous avons adoptée pour répondre à la problématique-clé de cette thèse :

« *Comment contrôler la pression de manière optimale au sein d'un réservoir d'ergols cryogéniques lors d'une mission spatiale de longue durée ?* »

Synthèse : objet de l'étude et originalité

Notre étude est spécifiquement consacrée à l'analyse d'un système TVS qui permet de contrôler la pression au sein d'un réservoir d'ergol cryogénique par injection d'un spray sous-refroidi. Le schéma de principe de ce système est décrit sur la figure 8 et chacune des étapes de transformation est reportée sur le diagramme température-entropie (T-S) de la figure 9 afin de suivre l'état thermodynamique du fluide en chaque point des circuits d'injection (de (a) à (c)) et de refroidissement (de (1) à (3), (4) ou (5)).

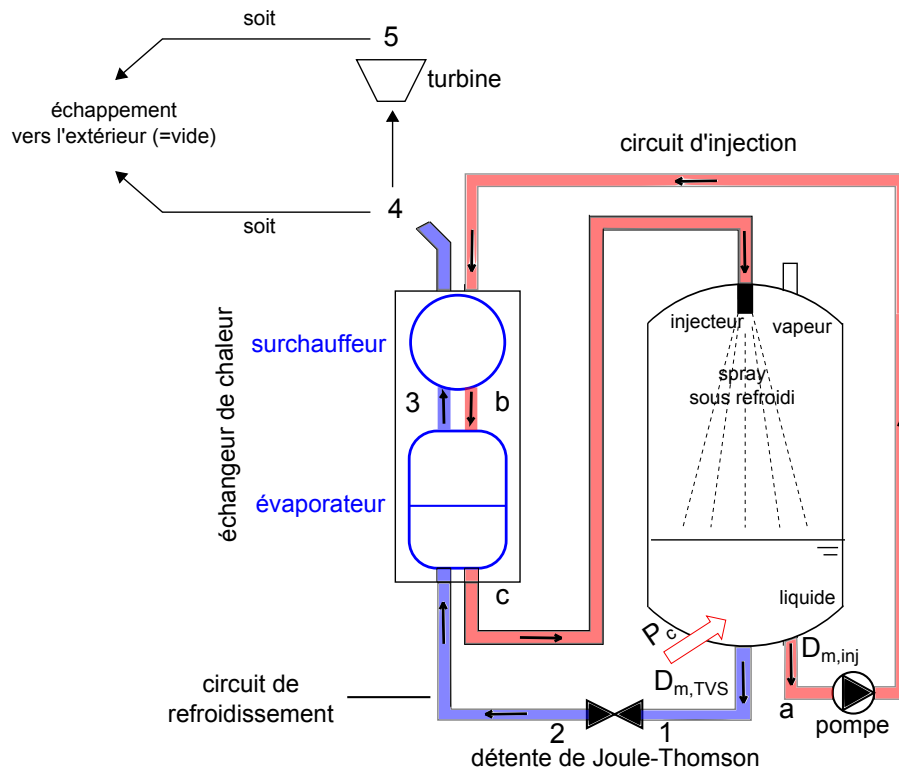


FIGURE 8: Schéma de principe du système de contrôle réel.

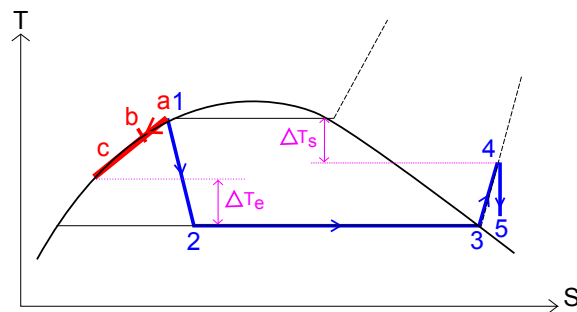


FIGURE 9: Suivi de l'état thermodynamique du fluide des circuits d'injection et de refroidissement sur un diagramme T-S. Les courbes en pointillé à l'extérieur de la courbe d'équilibre représentent les isobares.

Le circuit d'injection, en rouge sur la figure 8, est fondé sur le système TVS Spray-Bar de la NASA [14], qui vient d'être évoqué. Son rôle est de prélever un débit $D_{m,inj}$ de liquide en fond

de réservoir (point (a) de la figure 8) et, après refroidissement dans l'échangeur de chaleur du circuit ouvert de refroidissement (en bleu sur la figure 8), de le réinjecter sous forme de spray en haut du réservoir (point (c) de la figure 8). Si le débit d'injection et le sous-refroidissement sont suffisants, le spray permet d'abaisser la pression au sein du réservoir. Comme le montre la figure 9, le liquide du circuit d'injection suit la courbe d'ébullition de (a) à (c), dans le sens des températures décroissantes. La définition du circuit de refroidissement constitue la première originalité de notre travail.

On peut noter dès à présent que, quel que soit son état thermodynamique (points (3), (4) ou (5) de la figure 9), la quantité de vapeur évacuée par le circuit de refroidissement traduit une partie du coût du refroidissement du fluide du circuit d'injection.

Nous avons entrepris d'étudier le système de contrôle réel de la figure 8 en développant en parallèle un banc d'essai adapté aux conditions du laboratoire, et un modèle théorique, ayant pour but commun de modéliser le comportement thermodynamique d'un réservoir fermé d'ergol cryogénique soumis à un spray sous-refroidi. Ces deux volets, dispositif expérimental et modèle théorique, sont étudiés en profondeur respectivement dans les chapitres 1 et 2, puis confrontés dans le chapitre 3. Après cette étape de validation, l'originalité de notre travail a consisté à définir la performance du système réel, puis à la quantifier grâce au dimensionnement des circuits d'injection et de refroidissement, et à l'utilisation du modèle théorique adapté au cas réel. Cette dernière étape est détaillée dans le chapitre 4 et permet de répondre à la problématique à l'origine de la thèse.

— Chapitre 1 —

Dispositif expérimental mis en place

Le dispositif expérimental (en photographie sur la figure 1.1), conçu dès le début de la thèse en octobre 2010, a été mis en service au LEGI courant avril 2012. Il a été conçu dans l'optique de répondre à la problématique posée tout en s'adaptant aux conditions opératoires du laboratoire.



FIGURE 1.1: Dispositif expérimental mis en place au LEGI.

Nous pouvons dès à présent identifier les différences majeures qui existent entre notre dispositif expérimental et le cas réel d'un réservoir d'ergols cryogéniques, brièvement décrit en synthèse de la partie introductive (figure 8) :

- le réservoir expérimental : son volume est cent fois plus petit que celui du réservoir réel. Nous le qualifierons désormais d'« enceinte d'essai ».
- les conditions de pression et de température au sein de l'enceinte d'essai : elles sont proches des conditions ambiantes afin de s'affranchir des contraintes liées à la cryogénie et de réaliser aisément les mesures classiques en mécanique des fluides et thermodynamique.
- le fluide : nous avons choisi de travailler avec une fluorocétone dont le nom commercial

est le NOVEC. Des justifications à ce choix seront apportées dans la partie 1.2.3.

- le circuit de refroidissement : il est remplacé par un échangeur à eau perdue.
- les conditions aux parois sont une température uniforme mais un flux non uniforme car le flux solaire est simulé par une résistance chauffante placée dans le bain liquide.

1.1 Objectifs du dispositif expérimental

L'objectif principal du dispositif expérimental est de simuler le comportement thermodynamique d'un réservoir d'ergols cryogéniques, c'est-à-dire l'évolution temporelle de la température et de la pression au sein de celui-ci, lorsqu'il est soumis à un flux de chaleur et/ou à un spray sous-refroidi.

L'objectif secondaire est d'établir un lien entre le comportement thermodynamique du réservoir et la dynamique du spray (vitesse et taille des gouttes).

1.2 Description du dispositif expérimental

1.2.1 Schéma de principe

Le schéma de principe du dispositif expérimental mis en place au LEGI dans le cadre de la présente thèse est illustré sur la figure 1.2.

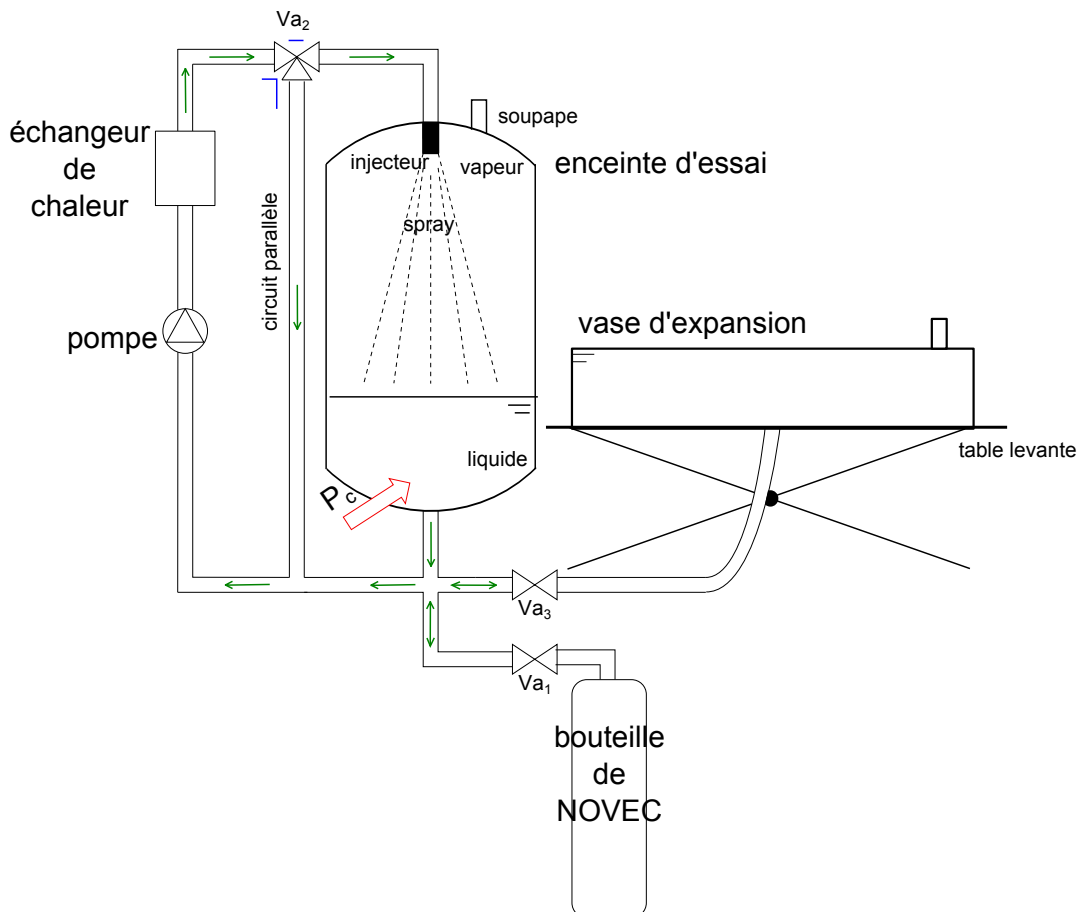


FIGURE 1.2: Schéma de principe du dispositif expérimental mis en place au LEGI.

Le coeur de ce dispositif expérimental est l'enceinte d'essai. Celle-ci contient le fluide de similitude, le NOVEC, sous deux phases (liquide et vapeur). Elle est remplie initialement grâce

à la vanne Va_1 , qui peut également servir de vanne de vidange.

La résistance chauffante qui simule le flux résiduel auquel est soumis le réservoir d'ergols ($\approx 50 \text{ W.m}^{-2}$) est représentée sur la figure 1.3. Elle est placée en fond de cuve et permet de délivrer une puissance de chauffe \mathcal{P}_c , entre 0 et 360 W, fixée par l'opérateur.

Lorsque la pompe est en marche et la vanne trois voies Va_2 en position -, du liquide est prélevé en fond de cuve puis refroidi à travers l'échangeur de chaleur et est finalement injecté en haut de l'enceinte d'essai à la température fixée par l'opérateur. Le circuit parallèle permet de préchauffer le corps de pompe et l'ensemble du circuit d'injection sans injecter de spray dans l'enceinte d'essai. Il fonctionne lorsque la vanne Va_2 est en position] .

Le vase d'expansion est un réservoir souple qui est la plupart du temps isolé du reste du dispositif expérimental par la vanne Va_3 . Sa face supérieure étant horizontale, le liquide directement en contact avec cette face est à pression atmosphérique d'après la loi de Laplace sur le lien entre la courbure d'une interface et la pression de part et d'autre de cette interface [10]. Le vase d'expansion est placé sur une table levante dont la course permet de le déplacer de haut en bas de l'enceinte d'essai. Ceci assure de pouvoir réaliser le transfert de fluide à travers la vanne Va_3 non seulement de l'enceinte d'essai vers le vase d'expansion - lorsqu'on veut stocker le fluide pour intervenir sur l'enceinte d'essai - mais également du vase d'expansion vers l'enceinte d'essai. D'autre part, lorsqu'il est relié à l'enceinte d'essai, le vase d'expansion permet de fixer la pression à l'intérieur de celle-ci.

Une soupape de sécurité est placée sur le fond bombé supérieur de l'enceinte d'essai et se déclenche lorsque la pression à l'intérieur de celle-ci atteint 2 bars.

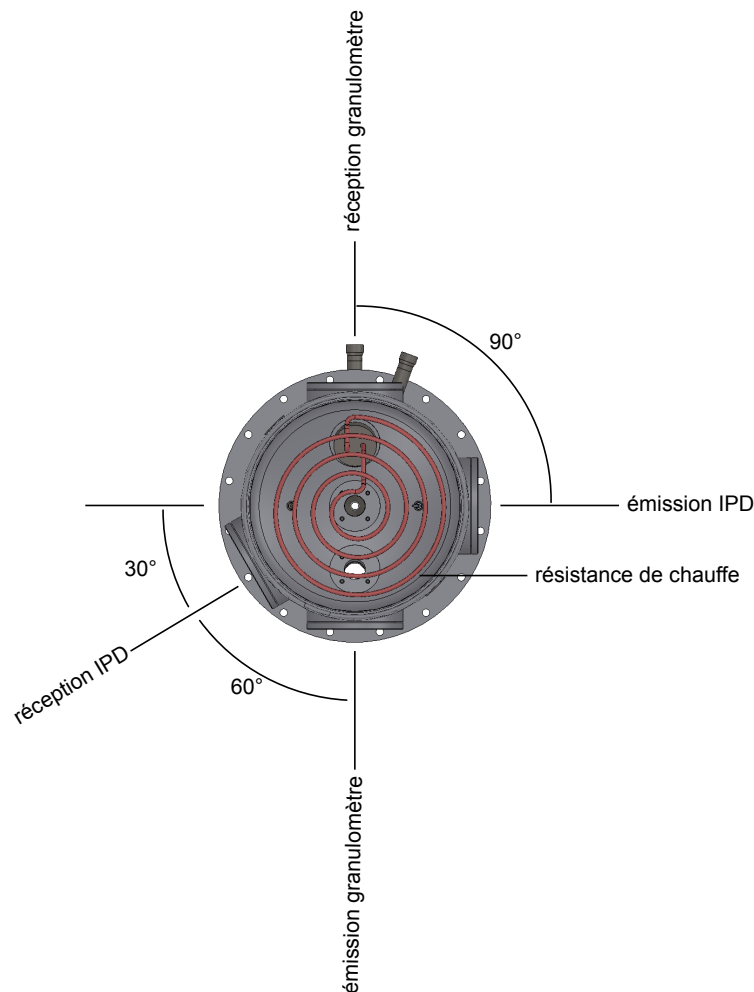


FIGURE 1.3: Positionnement des hublots sur le corps de l'enceinte.

1.2.2 L'enceinte d'essai à double enveloppe

L'enceinte d'essai décrite sur la figure 1.4 est composée d'un corps cylindrique d'environ 1 m de hauteur et de 40 cm de diamètre entouré de deux fonds bombés identiques pour un volume total intérieur de 114 L.

Plusieurs critères ont été pris en compte dans le dimensionnement de l'enceinte. Si l'enceinte a un volume bien inférieur aux réservoirs réels d'ergols c'est d'une part pour faire des économies en NOVEC qui est un fluide onéreux (80 euros/kg), et d'autre part pour limiter la durée des expériences. En effet, plus l'enceinte contient un grand volume de fluide, plus son inertie thermique est importante et donc plus les phases de chauffe et de refroidissement seront longues. Le diamètre de l'enceinte a été dimensionné pour pouvoir accueillir quatre hublots disposés selon les contraintes imposées par les instruments de granulométrie et de vélocimétrie laser (Interféromètre à Phase Döppler [IPD] et granulomètre à diffraction laser) et illustrées sur la figure 1.3. Ces instruments sont utilisés pour caractériser le spray et répondre à l'objectif secondaire cité en début de chapitre ; le principe de l'IPD, qui a finalement été le seul appareil utilisé pendant la thèse, est décrit dans la partie 1.3.3.

Chacune des trois sous-parties de l'enceinte d'essai - le corps et les deux fonds bombés - est composée d'une double enveloppe matérialisée sur la figure 1.5 dans laquelle circule de l'eau issue d'un circuit nourrice. Le débit d'eau est suffisamment important pour assurer une température de paroi uniforme. La température de l'eau peut être asservie à une valeur fixée par l'utilisateur ou régulée sur la température du liquide contenu dans l'enceinte, elle suit alors la température du liquide. La première option est utilisée lorsqu'on veut amener l'ensemble de l'enceinte à une température choisie. La seconde option est utilisée lorsqu'on veut annuler le flux à la paroi, c'est-à-dire lorsqu'on veut simuler la condition d'adiabaticité de l'enceinte.

Cependant, la régulation de la température d'enveloppe n'est pas au point à l'heure où ces lignes sont écrites. Les conditions aux parois retenues dans les travaux présentés sont donc telles que la température est uniforme et connue, égale à la température de l'enveloppe.

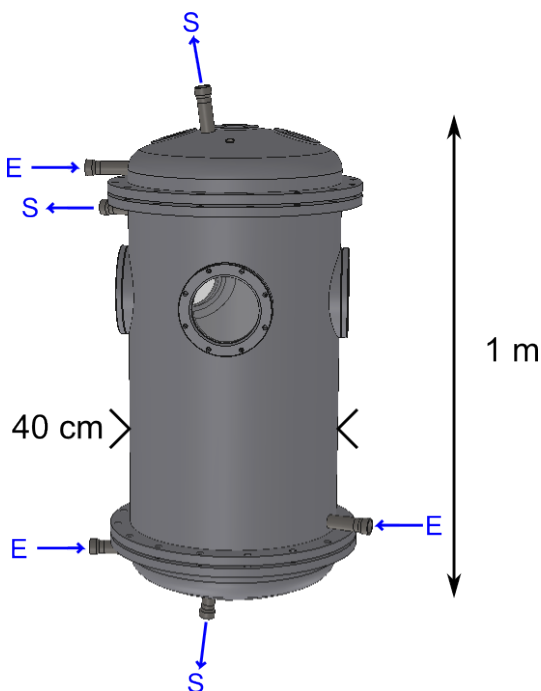


FIGURE 1.4: Enceinte d'essai à double enveloppe contrôlée en température. E = entrée d'eau. S = sortie d'eau.

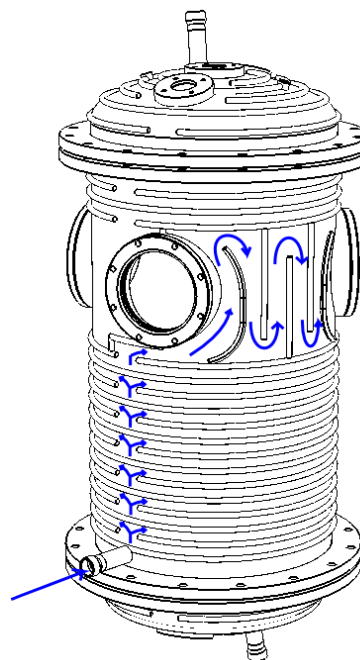


FIGURE 1.5: Parcours de l'eau dans la double enveloppe du corps de l'enceinte d'essai.

Enfin, l'enceinte d'essai est isolée par une couche d'épaisseur $e = 50$ mm d'armaflex recouvert

d'une fine couche d'aluminium (isoxal) pour réduire les pertes thermiques entre la double enveloppe et le milieu ambiant. La surface d'échange de l'enceinte A_e vaut environ $1,5 \text{ m}^2$. Sachant que la conductivité thermique de l'armaflex est de l'ordre de $\lambda = 0,04 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ et que l'écart de température entre la double enveloppe et le milieu ambiant est au plus de $\Delta T = 40^\circ\text{C}$, les pertes thermiques sont majorées par :

$$\lambda A_e \frac{\Delta T}{e} \approx 48 \text{ W}$$

1.2.3 Choix du fluide

Le choix du fluide a été fixé par une étude préalable réalisée au LEGI sur la caractérisation des régimes d'atomisation des ergols cryogéniques [16]. L'objectif était d'étudier expérimentalement la déstabilisation d'un jet pour plusieurs injecteurs et plusieurs différences de pression à l'injection. Pour faciliter cette étude au laboratoire, il fallait trouver un fluide inoffensif, et liquide dans les conditions normales de température et de pression. Néanmoins, pour que l'étude soit applicable au cas des ergols cryogéniques, il fallait avant tout que le fluide présente une bonne similitude dynamique avec les ergols cryogéniques (hydrogène et oxygène). Pour cela, les nombres adimensionnels mettant en jeu les forces à l'origine du régime de déstabilisation d'un jet (force d'inertie, de viscosité et de tension de surface) ont été calculés et comparés pour les couples NOVEC(liq)/NOVEC(vap), $\text{H}_2(\text{liq})/\text{H}_2(\text{vap})$, $\text{O}_2(\text{liq})/\text{O}_2(\text{vap})$, eau/air et eau/vapeur d'eau dont les propriétés physico-chimiques sont reportées dans le tableau 1.1. Il s'agit du nombre de Reynolds du jet Re_j et du nombre de Weber du jet We_j [24]. Plus particulièrement, c'est le produit $\text{Re}_j^{1/2}\text{We}_j$ qui détermine le mécanisme de déstabilisation du jet [12]. Il a été fait de même pour les nombres adimensionnels caractéristiques de la fragmentation des gouttes et de leur dynamique (taille et vitesse) : le nombre de Weber d'une goutte, le nombre d'Ohnesorge du liquide et le nombre de Reynolds d'une goutte [25]. Dans le but d'étudier ensuite des phénomènes de transfert de masse entre phase liquide et phase vapeur par condensation, le nombre de Jakob a été également proposé. Ces nombres adimensionnels sont définis dans le tableau 1.2. Les rapports de ces nombres pour les couples cités sont reportés dans le tableau 1.3. Pour étudier simplement la déstabilisation du jet, les couples de similitude NOVEC(liq)/NOVEC(vap), eau/air et eau/vapeur d'eau sont équivalents et peuvent être substitués aux ergols. Cependant, pour l'étude de la fragmentation des gouttes formées par déstabilisation du jet, le couple NOVEC(liq)/NOVEC(vap) réalise un meilleur compromis que les deux autres. De plus, il est représentatif des couples d'ergols en terme de transfert de masse par changement de phase. C'est pourquoi il a été choisi comme fluide de similitude dans le cadre de notre dispositif expérimental.

Le NOVEC est une fluorocétone utilisée entre autres applications dans la lutte contre les incendies du fait de sa faible pression de vapeur saturante ($\approx 0,4 \text{ bar}$). Il se vaporise donc facilement diminuant ainsi la concentration locale en oxygène, ce qui se traduit par une extinction du feu. Sa formule brute est $\text{CF}_3\text{CF}_2\text{COCF}(\text{CF}_3)_2$. Sa fiche technique se trouve en annexe A et est complétée par de nombreuses propriétés physico-chimiques utiles par la suite. Ces mêmes propriétés sont également listées dans la même annexe pour le dihydrogène et le dioxygène.

1.2.4 La pompe d'injection

La gamme de fonctionnement souhaitée pour la pompe était très étendue en termes de débit et de hauteur manométrique. Nous avons donc retenu une pompe volumétrique à débit variable, réglé par la vitesse de rotation du moteur. Nous avons choisi la pompe Micro C 500 de la marque Mouvex [6]. Elle délivre un débit volumique compris entre 7 et 500 L.h^{-1} dont les fluctuations relatives sont de l'ordre de 10% d'après le constructeur. Pour lisser ces fluctuations et faciliter la mesure de débit, un ballon amortisseur est placé entre la pompe et le débitmètre dans le circuit d'injection. Le débit, et donc la vitesse de rotation de la pompe, est asservi à la consigne fixée par l'opérateur.

TABLE 1.1: Propriétés physico-chimiques des espèces étudiées à leur température de stockage.

Propriété	H ₂ [15]		O ₂ [15]		NOVEC [2]		eau/ air		eau [27]	
$P_{stockage}$ (bar)	3		3		1		1		1	
$T_{sat}(P_{stockage})$ (K)	24,4		102		323		-		373	
	liq	vap	liq	vap	liq	vap	eau	air	liq	vap
ρ (kg.m ⁻³)	68	3,6	1090	11	1540	14	958	1,3	958	0,597
$\eta \times 10^5$ (Pa.s)	1,16	0,158	18,8	7,64	53,0	2	100	1,8	100	1,02
σ (mN.m ⁻¹)	2,63		13,2		10		70		59	
$c_{P,liq}$ (kJ.kg ⁻¹ .K ⁻¹)	10,9		1,73		1,12		-		4,22	
l_{vap} (kJ.kg ⁻¹)	410		200		88		-		2300	

TABLE 1.2: Définition des nombres adimensionnels d'intérêt.

Nombre adimensionnel	Abréviation	Description	Expression
Reynolds jet	Re _j	$\frac{\text{inertie}}{\text{viscosité}}$	$\frac{\rho_{liq} d_j v_j}{\eta_{liq}}$
Weber jet	We _j	$\frac{\text{inertie}}{\text{tension de surface}}$	$\frac{\rho_{liq} d_j v_j^2}{\sigma}$
Weber goutte	We _g	$\frac{\text{inertie}}{\text{tension de surface}}$	$\frac{\rho_{vap} d_g v_g^2}{\sigma}$
Ohnesorge du liquide	Oh	$\frac{\text{viscosité}}{\sqrt{\text{inertie} \times \text{tension de surface}}}$	$\frac{\eta_{liq}}{\sqrt{\rho_{liq} d_g \sigma}}$
Reynolds goutte	Re _g	$\frac{\text{inertie}}{\text{viscosité}}$	$\frac{\rho_{vap} d_g v_g}{\eta_{vap}}$
Jakob	Ja	$\frac{\text{chaleur sensible}}{\text{chaleur latente}}$	$\frac{c_{P,liq}(T_{sat} - T_{liq})}{l_{vap}}$

TABLE 1.3: Rapport des nombres adimensionnels d'intérêt pour différents couples. Un seul chiffre significatif a été retenu.

Couple	Re_j	We_j	$Re_j^{1/2} We_j$	We_g	Oh	Re_g	Ja
$H_2(\text{liq})/(\text{vap}) / \text{NOVEC}(\text{liq})/(\text{vap})$	2	0,2	0,2	1	0,2	3	3
$H_2(\text{liq})/(\text{vap}) / \text{eau/air}$	6	2	5	60	0,2	30	-
$H_2(\text{liq})/(\text{vap}) / \text{eau}(\text{liq})/(\text{vap})$	6	2	4	100	0,2	70	20
$O_2(\text{liq})/(\text{vap}) / \text{NOVEC}(\text{liq})/(\text{vap})$	2	0,5	0,8	0,6	0,4	2	0,7
$O_2(\text{liq})/(\text{vap}) / \text{eau/air}$	6	6	10	40	0,4	20	-
$O_2(\text{liq})/(\text{vap}) / \text{eau}(\text{liq})/(\text{vap})$	6	5	10	80	0,4	50	5

1.2.5 L'échangeur de chaleur du circuit d'injection

Les expériences sont réalisées à température d'injection fixée. Pour cela, un échangeur de chaleur chaud-froid a été dimensionné. L'échangeur de chaleur est un bloc d'aluminium dans lequel sont placées trois cannes chauffantes de 600 W chacune (la source chaude) et un double serpentin d'eau froide (la source froide) comme le montrent les figures 1.6 et 1.7. A son entrée dans le bloc en aluminium, le circuit d'injection est séparé en deux serpentins bobinés autour du circuit d'eau froide. La température d'injection est régulée sur la consigne fixée par l'opérateur grâce à l'échangeur de chaleur chaud-froid. 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 reliée au réseau d'eau et la sortie à une électrovanne réglée entre 0 et 100 % d'ouverture. Le bloc aluminium est isolé de manière identique à l'enceinte d'essai.

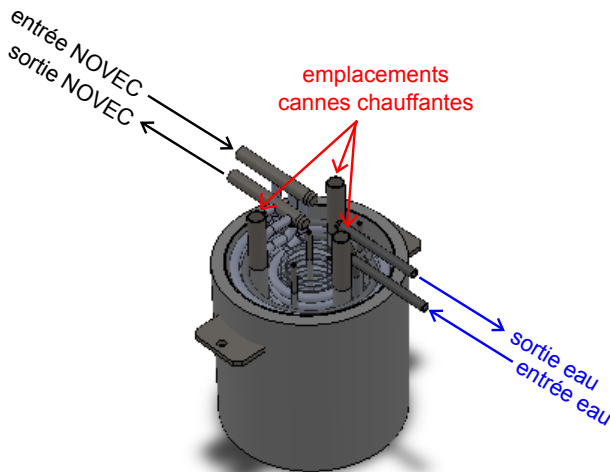


FIGURE 1.6: Schéma de l'échangeur de chaleur chaud-froid.

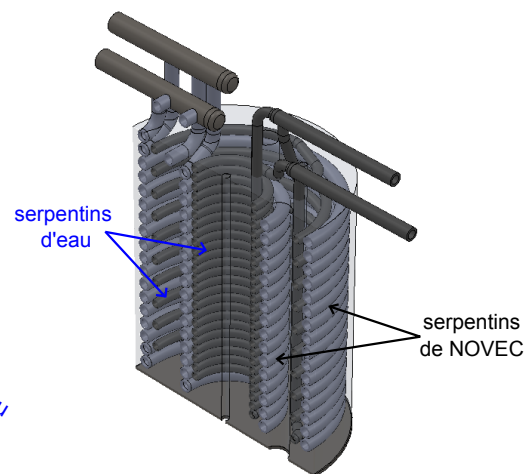


FIGURE 1.7: Détails des serpentins de l'échangeur de chaleur.

1.2.6 L'injecteur et sa canne d'injection

L'injecteur muni d'un filtre est vissé au bout d'une canne d'injection de taille sélectionnée (3 tailles). La taille de canne la plus utilisée est celle qui permet de voir l'injecteur à travers les hublots et donc de filmer le développement du spray depuis l'injecteur. Ceci peut notamment être intéressant pour mesurer l'angle au sommet du spray conique et estimer la distance à laquelle il impacte les parois de l'enceinte d'essai. L'injecteur utilisé a pour nom commercial BF₃. Il a été choisi car il produit une atomisation fine en introduisant une faible perte de charge.

1.2.7 Le vase d'expansion

Le vase d'expansion représenté sur la figure 1.8 peut stocker 100 L au maximum. Il est légèrement sous-dimensionné par rapport à l'enceinte d'essai qui a un volume intérieur de 114 L. On peut voir que, même lorsqu'il est rempli, considérer que chacune de ses deux faces est horizontale constitue une bonne approximation. La pression à l'intérieur du vase d'expansion peut donc être prise égale à la pression atmosphérique P_{atm} .

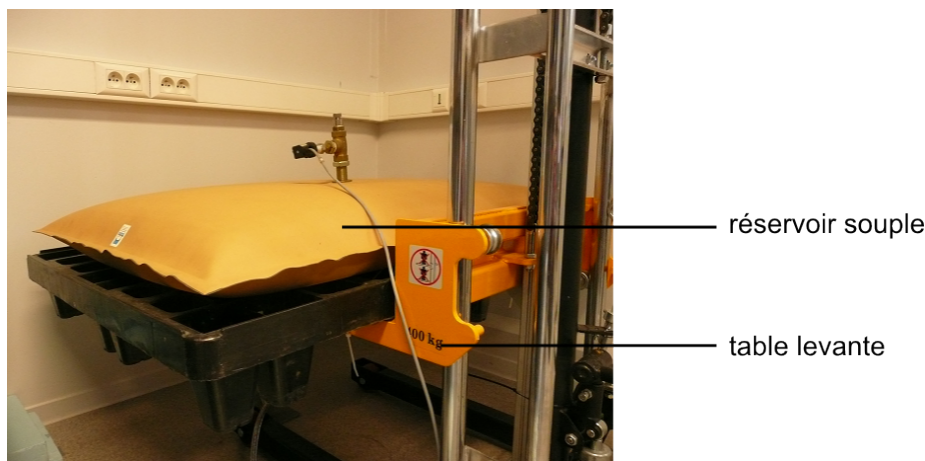


FIGURE 1.8: Photographie du vase d'expansion placé sur la table levante.

1.3 Description des grandeurs mesurées et des méthodes de mesure

1.3.1 Les grandeurs mesurées

Les grandeurs mesurées sont récapitulées sur la figure 1.9. Elles sont de trois types :

- **les grandeurs d'intérêt** : ce sont les grandeurs qui vont nous permettre de réaliser les objectifs initiaux du dispositif expérimental à savoir le suivi du comportement thermodynamique du réservoir et le lien entre ce comportement et le spray formé ; elles sont représentées en rose sur la figure 1.9.
- **les paramètres** : leur mesure nous permet d'étudier leur influence sur les grandeurs d'intérêt ; ils sont représentés en bleu sur la figure 1.9.
- **les mesures de contrôle** : certaines ont pour rôle de vérifier les hypothèses faites sur le dispositif et d'autres permettent d'assurer la sécurité du dispositif ; elles sont représentées en jaune sur la figure 1.9.

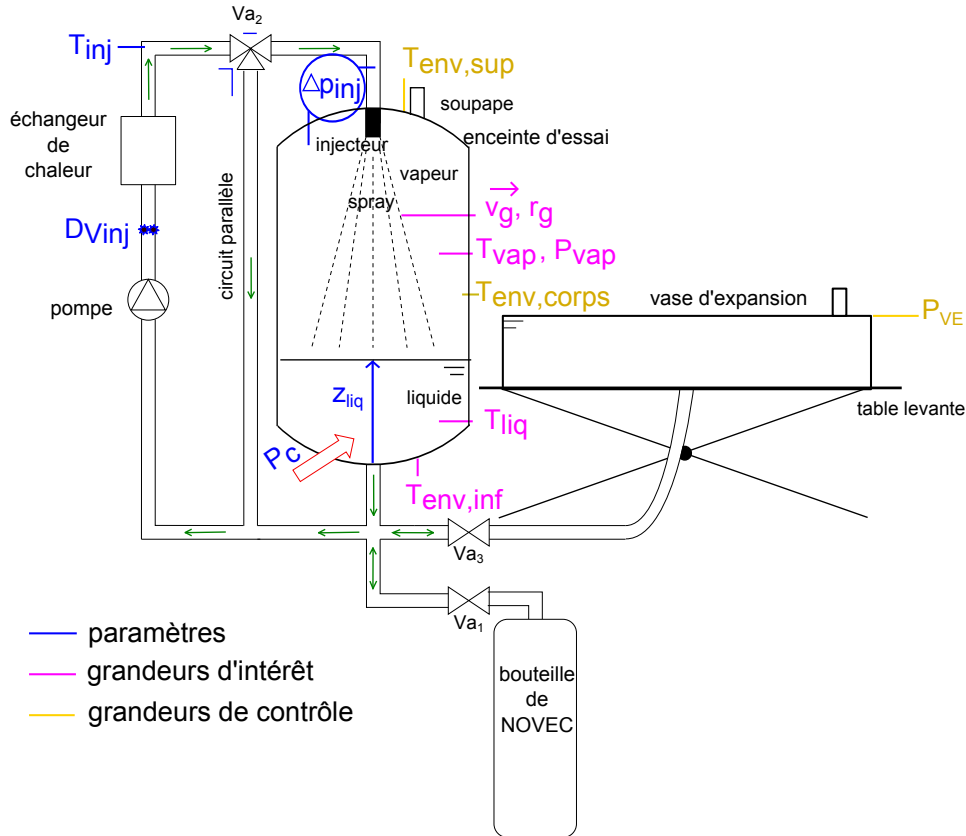


FIGURE 1.9: Illustration des grandeurs mesurées dans le dispositif expérimental. En rose apparaissent les grandeurs d'intérêt, en bleu les paramètres et en jaune les mesures de contrôle.

1.3.1.1 Les grandeurs d'intérêt

Les grandeurs d'intérêt sont :

- les grandeurs thermodynamiques de l'enceinte d'essai : la température du liquide T_{liq} , la température de vapeur T_{vap} , la pression de vapeur P_{vap} et la température de l'enveloppe du fond bombé inférieur $T_{env,inf}$.
- les grandeurs physiques du spray : le vecteur vitesse des gouttes \vec{v}_g et la taille des gouttes r_g .

1.3.1.2 Les paramètres

Les paramètres sont le débit volumique d'injection $D_{V,inj}$, la température à l'injection T_{inj} , la différence de pression à l'injection Δp_{inj} (liée à l'injecteur mis en place), la hauteur de liquide dans l'enceinte d'essai z_{liq} et la puissance de chauffe \mathcal{P}_c . Le débit d'injection et la température d'injection sont asservis.

1.3.1.3 Les mesures de contrôle

Les mesures de contrôle sont :

- des mesures de vérification : les températures des deux fonds bombés $T_{env,sup}$ et $T_{env,corps}$ permettent de vérifier que la température de paroi de l'enceinte d'essai est bien uniforme, et la pression relative dans le vase d'expansion permet de vérifier l'hypothèse d'horizontalité de ses faces selon laquelle la pression intérieure est égale à la pression atmosphérique.
- des mesures de sécurité : les températures du bloc aluminium et de l'eau circulant dans la nourrice de la double enveloppe permettent d'assurer la sécurité du dispositif expérimental

puisque lorsque ces températures dépassent la valeur fixée par l'opérateur, les cartouches de chauffe s'éteignent.

1.3.2 Méthodes de mesure courantes

Les méthodes de mesure, autres que celles destinées à mesurer les caractéristiques physiques du spray, sont récapitulées dans la table 1.4.

Les signaux délivrés par les capteurs dont on veut faire un suivi temporel sont convertis en signaux 4-20 mA pour minimiser les pertes en ligne. Plus précisément, cette conversion est précédée d'une compensation de soudure froide pour les thermocouples. Les signaux ainsi convertis sont envoyés sur le bornier d'une carte d'acquisition National Instruments (NI) PCI 6323 X où des résistances de précision de $249\ \Omega$ assurent la reversion courant-tension des signaux à acquérir (les paramètres et les grandeurs d'intérêt). Ces signaux sont finalement enregistrés à une fréquence de 0,1 Hz.

Pour les thermocouples, l'erreur de la chaîne de mesure a été déterminée à partir d'une dizaine de signaux calibrés. Pour les autres capteurs, cette erreur correspond uniquement à l'erreur intrinsèque du capteur : les erreurs liées aux pertes en ligne et à la carte d'acquisition ont été négligées.

1.3.3 Méthode de mesure optique : l'Interféromètre à Phase Döppler

Les caractéristiques physiques du spray ont été mesurées grâce à un Interféromètre à Phase Döppler (IPD). Cet instrument mène à la fois à la taille et aux vitesses verticale et radiale des gouttes. Il permet de réaliser des mesures locales. Son fonctionnement est décrit sur la figure 1.10 pour la mesure d'une composante de la vitesse et du rayon des gouttes.

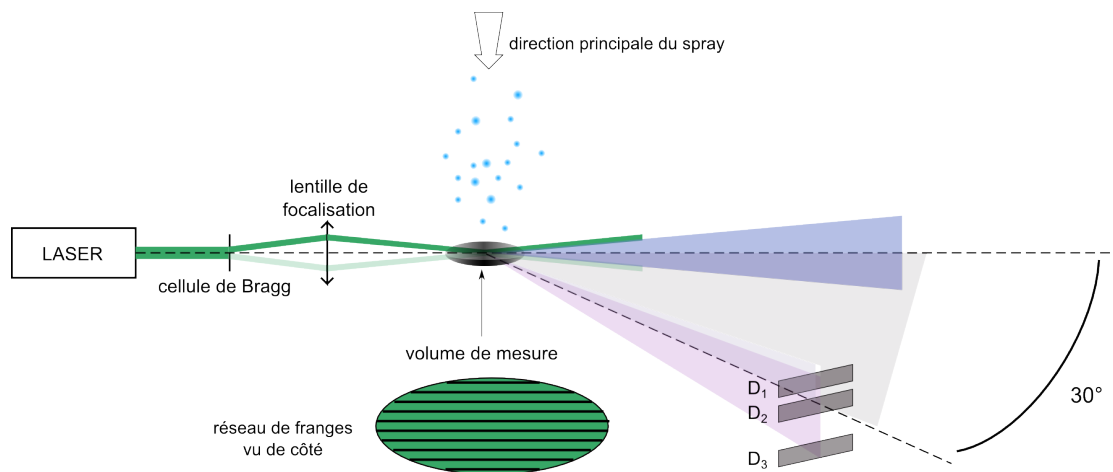


FIGURE 1.10: Schéma simplifié du principe de l'IPD.

Le faisceau laser incident est envoyé sur une cellule de Bragg qui divise le faisceau en deux sous-faisceaux cohérents de même intensité. Une lentille focalise ces deux sous-faisceaux dans le volume de mesure où ils interfèrent et créent un réseau de franges d'égale épaisseur. Lorsqu'une goutte de spray traverse le volume de mesure, elle rencontre alternativement des franges sombres et des franges claires et diffuse donc un signal de fréquence constante ν_D , proportionnelle à sa vitesse et inversement proportionnelle à l'interfrange. En diffusion avant, le maximum d'intensité est émis par la goutte dans le sens de propagation du faisceau incident. Ceci dit, pour éviter la réception après réflexions multiples sur les hublots du faisceau incident et ainsi augmenter le rapport signal sur bruit, un bon compromis est de placer le récepteur dans l'intervalle $[-45^\circ; -25^\circ]$ ou $[25^\circ; 45^\circ]$ (ce qui revient au même puisque la diffusion par une particule sphérique est symétrique

TABLE 1.4: Tableau récapitulatifs des méthodes de mesures courantes.

Grandeur	Méthode	Etendue de mesure (EM)	Erreur chaîne de mesure	Temps de réponse	Enregistrée
T_{liq}	thermocouple type K	-	+1,9 °C	4 s	oui
T_{vap}	thermocouple type K	-	+2,0 °C	4 s	oui
$T_{env,inf}$	thermocouple type K	-	+2,2 °C	4 s	oui
T_{inj}	thermocouple type K	-	+1,9 °C	4 s	oui
$T_{env,cowh}$	thermocouple type K	-	+1,8 °C	4 s	non
$T_{env,corps}$	thermocouple type K	-	+2,0 °C	4 s	non
P_{VE}	capteur de pression absolue	0-200 mbar	0,25% EM	1 ms	oui
P_{vap}	capteur de pression absolue	0-2 bar	0,25% EM	1 ms	oui
$D_{V,inj}$	compteur à roues ovales	7-500 L.h ⁻¹	<2%	20 ms	oui
Δp_{inj}	capteur de pression différentiel	0-6 bar	0,25% EM	2 ms	oui
z_{liq}	capteur de pression différentiel	0-200 mbar	0,075% EM	200 ms	oui
\mathcal{P}_c	voltmètre	0-360 W	-	-	non

par rapport à la direction du faisceau incident) [7]. Ceci explique le choix d'introduire un angle de 150° entre les normales des hublots d'émission et de réception de l'IPD, schématisées sur la figure 1.3. Le signal typique reçu par le détecteur est tracé sur la figure 1.11 : on retrouve bien un signal de fréquence constante. Pour expliquer chacune des caractéristiques du signal (forme de l'enveloppe, visibilité, etc), il faut opter pour une analyse plus fine des phénomènes physiques mis en jeu. Ce travail est très bien fait dans la thèse d'Onofri [26].

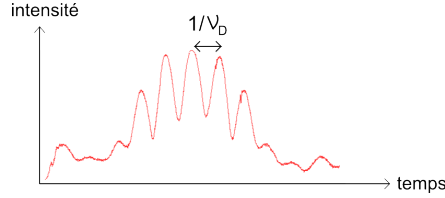


FIGURE 1.11: Intensité reçue par le détecteur au passage d'une goutte à travers le réseau de franges.

Pour obtenir le rayon de la goutte, il faut placer un second détecteur D_2 de telle sorte qu'il forme avec le premier une droite parallèle à la direction principale du spray et donc perpendiculaire au réseau de franges, comme indiqué sur la figure 1.10. En effet, puisque la goutte se déplace parallèlement aux détecteurs, le second détecteur reçoit un signal identique mais déphasé par rapport au premier. Une explication simple à ceci peut-être donnée en s'intéressant à ce qui se passe lorsqu'une goutte franchit une frange brillante. Pour simplifier, on peut s'intéresser au cas d'une goutte qui franchit perpendiculairement la première frange brillante du réseau. Les lois de la réfraction indiquent que la goutte, dont l'indice optique est plus élevé que celui de la phase continue, joue le rôle d'une lentille convergente. Ainsi, tant que la frange se trouve dans l'hémisphère inférieure de la goutte, elle est déviée vers le haut, comme indiqué sur la figure 1.12. L'angle d'incidence de la frange sur la goutte diminue à mesure que la goutte se déplace. La frange est donc de moins en moins déviée par la goutte jusqu'à ce que la frange atteigne l'équateur de la goutte. Le détecteur D_1 reçoit donc en premier la lumière diffusée par la goutte au passage de la première frange du réseau, puis c'est le tour du détecteur D_2 . Les signaux sont reçus dans le même ordre au passage des franges suivantes et finalement les détecteurs enregistrent les signaux représentés sur la figure 1.13. Le déphasage $\Delta\Phi_{12}$ qui existe entre la réception par D_1 et celle par D_2 de l'intensité diffusée par la goutte est d'autant plus grand que le rayon de la goutte est grand et que la distance entre les détecteurs est grande comme l'illustrent respectivement les figures 1.14 et 1.15. Plus précisément, on peut démontrer que le déphasage est proportionnel au rayon de la goutte et à la distance entre les détecteurs [26]. Ainsi, les signaux enregistrés par les deux détecteurs au passage d'une goutte dans le volume de mesure permettent de remonter à la valeur de son rayon.

D'autre part, la distance entre les détecteurs fixe le rayon maximum r_{max} que l'on peut mesurer. Si la goutte qui traverse le volume de mesure a un rayon supérieur au rayon maximum

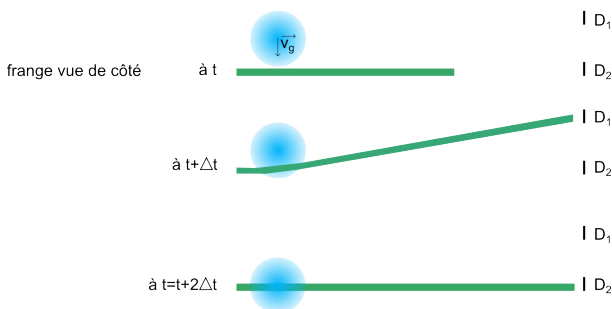


FIGURE 1.12: Déviation d'une frange au passage d'une goutte perpendiculairement à celle-ci.

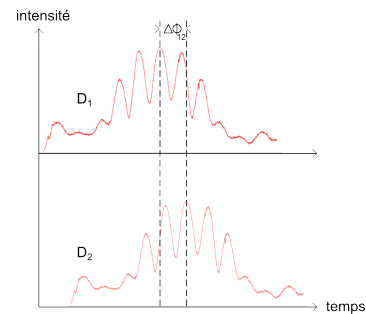


FIGURE 1.13: Intensité des signaux reçus par les détecteurs D_1 et D_2 .

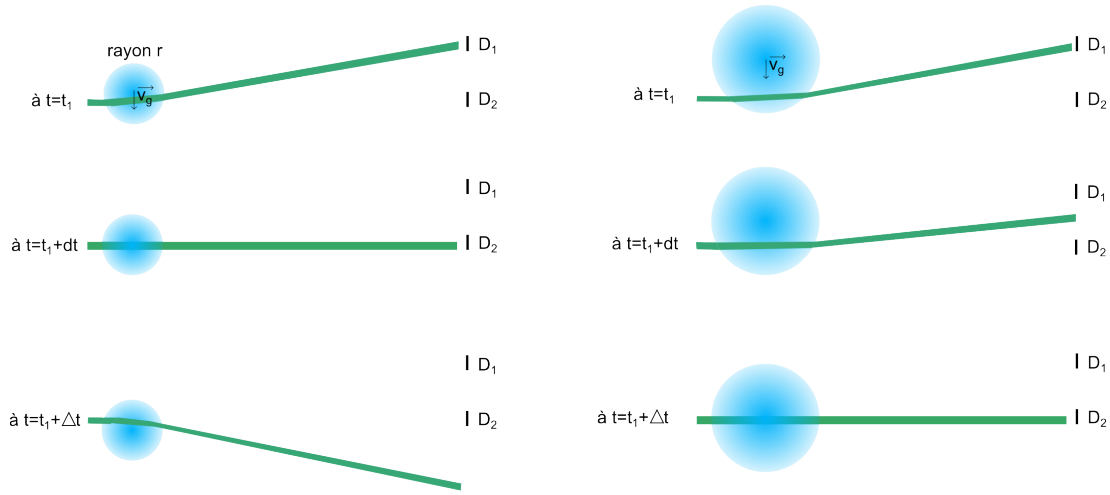


FIGURE 1.14: Intensité des signaux reçus par les détecteurs D_1 et D_2 .

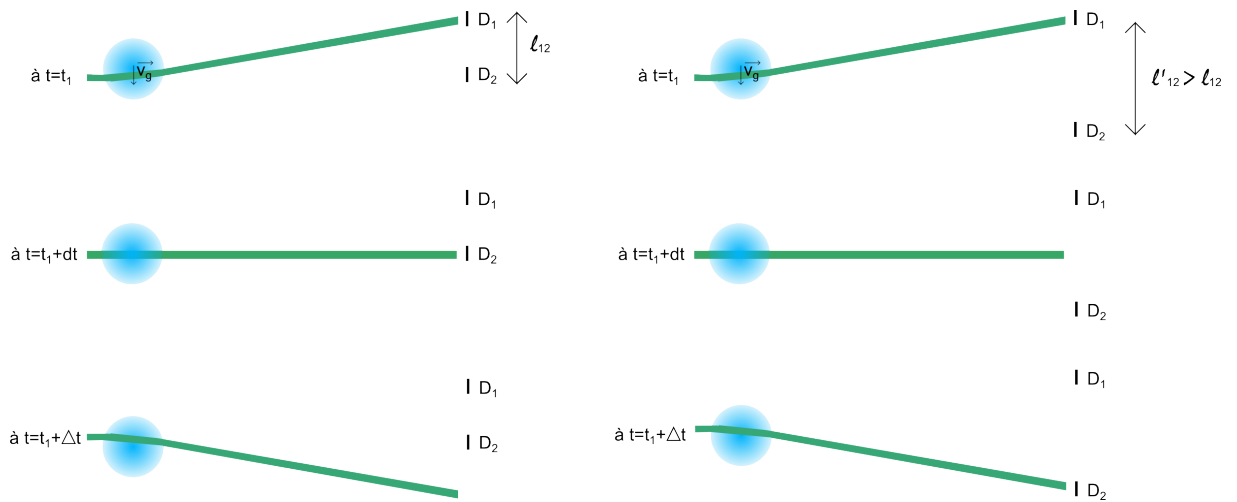


FIGURE 1.15: Intensité des signaux reçus par les détecteurs D_1 et D_2 .

délectable r_{max} , comme sur la figure 1.16, le détecteur D_1 reçoit les signaux diffusés des deux premières franges puis c'est le tour de D_2 . Les signaux reçus par les détecteurs sont alors mélangés et on risque de ne plus mesurer le bon déphasage. La condition sur la distance l_{12} entre les détecteurs pour être sûr de mesurer le bon déphasage est $l_{12} < i_p$, où i_p est l'interfrange projeté (cf figure 1.16), ce qui équivaut à dire que :

$$r < r_{max} \propto 1/l_{12}$$

car $i_p \propto 1/r$ puisque la distance focale d'une goutte augmente avec son rayon.

Cependant, si les détecteurs sont proches, le déphasage mesuré est petit et la précision relative sur la mesure est donc faible. Pour l'augmenter, un troisième détecteur D_3 est placé suffisamment éloigné de D_2 (cf figure 1.10). Les déphasages enregistrés en fonction du rayon sont dessinés sur la figure 1.17 : $\Delta\Phi_{12}$ fixe le rayon maximum détectable r_{max} et $\Delta\Phi_{13}$ fixe la précision relative sur la mesure.

Enfin, pour obtenir la deuxième composante de vitesse, il suffit d'ajouter un réseau de franges dans le même volume de mesure, d'une autre couleur et perpendiculaire au premier.

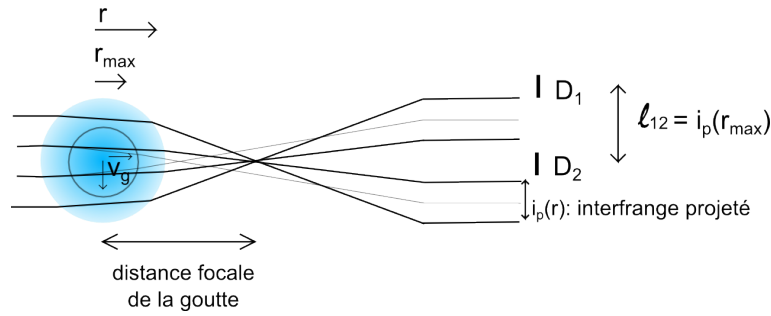
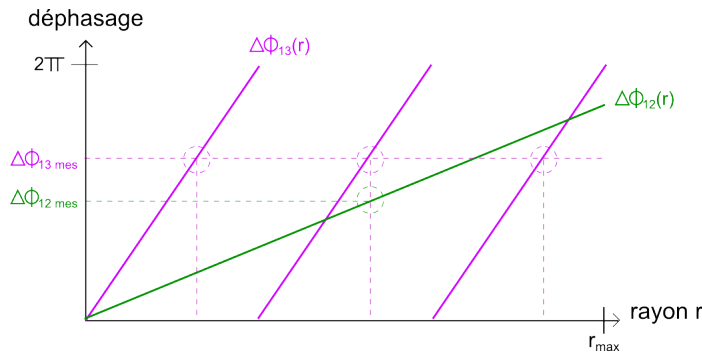


FIGURE 1.16: Rayon limite détectable par l'IPD.

FIGURE 1.17: Intensité des signaux reçus par les détecteurs D₁ et D₂.

1.4 Modes opératoires

1.4.1 Protocole de remplissage

Un protocole de remplissage méticuleux a été mis en place pour éliminer l'air contenu initialement dans l'ensemble du dispositif expérimental et ainsi n'être en présence que du corps pur NOVEC au moment de la mise en chauffe de l'enceinte d'essai. Pour se faciliter la tâche, le remplissage à débordement a été préféré au tirage au vide.

Au départ, le vase d'expansion est à plat et ne contient que des traces d'air. Il est isolé du reste du dispositif par la vanne Va₃. L'enceinte d'essai et les conduites adjacentes sont remplies à travers la vanne Va₁, la purge de point haut de l'enceinte d'essai étant ouverte pour évacuer l'air qu'elle contient. Dans un premier temps, l'enceinte est remplie au trois quart puis la pompe est mise en route et la vanne Va₂ est placée en position \uparrow afin de remplir le circuit parallèle. Puis la vanne Va₂ est placée en position \downarrow et la vitesse de la pompe est largement augmentée - le débit atteint environ 200 L.h⁻¹ - afin de chasser les bulles d'air emprisonnées dans le double serpentin de l'échangeur de chaleur. Lorsqu'on n'observe plus d'air sortir de l'injecteur, la pompe est éteinte et le remplissage de l'enceinte d'essai est poursuivi jusqu'à débordement de la purge de point haut. De minuscules poches d'air (moins de 100 ppm en volume) subsistent au niveau de chacun des piquages réalisés dans le fond bombé supérieur. Pour éliminer les poches d'air au niveau des piquages reliés à des purges de points haut, il suffit d'augmenter la pression au niveau de ces purges en ajoutant du NOVEC dans l'enceinte d'essai complètement isolée du milieu extérieur puis de les ouvrir une à une jusqu'à débordement, en commençant de la purge la plus basse et en remontant jusqu'à la plus haute. Pour éliminer la poche d'air située au niveau du piquage de la soupape de sécurité, il faut augmenter la pression au sein de l'enceinte d'essai jusqu'à ce que la soupape se déclenche (autour de 2 bar).

Une fois cette phase d'élimination de l'air terminée, l'utilisateur fixe la consigne de température de l'enveloppe à $T_{min} = 50^\circ\text{C}$, qui correspond à la température de saturation du NOVEC

sous 1 bar : cette phase va permettre d’atteindre l’état initial du protocole expérimental. Dès le début de cette phase, il est important de maintenir ouverte la vanne Va_3 pour que l’augmentation de pression liée à la chauffe n’endommage pas l’enceinte. La température du contenu de l’enceinte augmente progressivement, le liquide se dilate et le transfert de l’enceinte vers le vase d’expansion commence. Lorsque le liquide à la surface libre dans l’enceinte atteint la température de saturation sous 1 bar, la vaporisation du liquide peut se produire. Le transfert de liquide vers le vase d’expansion compense alors le volume de vapeur formé. Lorsque le niveau de liquide dans l’enceinte atteint la valeur souhaitée z_{liq} , le vase d’expansion est isolé du reste du dispositif expérimental grâce à la vanne Va_3 . Le contenu de l’enceinte peut être homogénéisé en température par un spray à $T_{min} = 50^\circ\text{C}$. L’état initial correspond à une enceinte contenant le fluide à l’équilibre thermodynamique (ET) sous deux phases à $T_{min} = 50^\circ\text{C}$ et telle que la quantité totale de fluide, sous phase liquide (liq) et vapeur (vap), correspond au niveau initial de remplissage souhaité, z_{liq} .

1.4.2 Protocole d’essai

La phase de chauffe : A partir de l’état initial décrit précédemment, la résistance chauffante située au fond de l’enceinte est mise en route et réglée à la puissance de chauffe \mathcal{P}_c souhaitée : la phase de chauffe commence. Rappelons que cette puissance de chauffe simule l’entrée de flux de chaleur dans l’enceinte. En effet, la condition imposée d’équilibre thermique fluide/paroi annule le flux à la paroi. Au cours de cette phase, la température de l’enveloppe est régulée sur la température du liquide afin de limiter les pertes de chaleur à la paroi. D’ailleurs, le fait que la température de paroi soit uniforme limite *a priori* la stratification en température qui a lieu dans l’enceinte par convection naturelle. Progressivement, la température au sein de l’enceinte augmente, le liquide se dilate et se vaporise, et la pression au sein du réservoir augmente. L’état final de la phase de chauffe correspond à l’enceinte contenant le fluide à l’équilibre thermodynamique (ET) sous deux phases à $T_{max} = 60^\circ\text{C}$ et remplie au niveau souhaité z_{liq} . Il est atteint au bout d’un temps de chauffe t_c que l’on estimera dans la partie 2.1.

En parallèle de la phase de chauffe du contenu de l’enceinte, tous les éléments du circuit d’injection (pompe, échangeur de chaleur et conduites) ont été préchauffés à la température d’injection souhaitée. Ainsi, dès le début de la phase de spray, la température d’injection est à la valeur souhaitée.

La phase de spray : La phase de spray peut commencer dès que l’état final de la phase de chauffe est atteint. Un spray sous-refroidi à la température T_{inj} est alors injecté au débit $D_{V,inj}$ dans l’enceinte d’essai remplie d’une hauteur z_{liq} de liquide et soumise à une puissance de chauffe \mathcal{P}_c constante. La phase de spray se termine au bout d’un temps t_{sp} , lorsque l’enceinte atteint un état stationnaire (ES) : la puissance de chauffe est alors équilibrée par la puissance de refroidissement du spray. On reparlera longuement de cet état stationnaire dans la partie 2.2.

A la fin d’une phase de spray, l’enceinte est replacée dans le même état initial - température uniforme $T_{max} = 60^\circ\text{C}$ - et une nouvelle phase de spray commence. Ce processus se poursuit tant que toutes les combinaisons de paramètres n’ont pas été réalisées. Les valeurs de paramètres étudiées sont reportées dans le tableau 1.5. Le plan d’expériences a une taille minimale, qui permet d’étudier l’influence de chacun des paramètres en un nombre minimum d’essais (72). Le plan d’expériences devra être complété par la suite mais constitue une base solide. Rappelons que l’intérêt de l’injecteur BF_3 est de produire une atomisation fine à faible perte de charge. De plus, notons que la limite haute du niveau liquide a été déterminée par deux critères : d’une part, à $z_{liq} \approx 60\text{ cm}$, la surface libre se situe dans le champ visuel accessible depuis le hublot et peut donc être observée facilement ; et d’autre part, pour $z_{liq} \leq 60\text{ cm}$, la durée de l’expérience reste raisonnable (une dizaine d’heures dans le pire des cas). Les valeurs de puissances

de chauffe choisies correspondent aux valeurs minimale et maximale que l'on peut imposer grâce à la résistance chauffante. Les valeurs choisies pour la température d'injection correspondent respectivement à des sous-refroidissements de 30, 20 et 10°C. Enfin, au-delà de 150 L.h⁻¹, le capteur de pression différentielle à l'injection est hors gamme, ce qui fixe le débit d'injection maximal. Le débit minimal correspond à un tiers du débit maximal.

TABLE 1.5: Tableau récapitulatif des valeurs de paramètres étudiées.

Paramètre	Valeurs étudiées
injecteur	aucun ; BF3
z_{liq} (cm)	30 ; 60
P_c (W)	0 ; 360
T_{inj} (°C)	30 ; 40 ; 50
$D_{V,inj}$ (L.h ⁻¹)	50 ; 100 ; 150

1.4.3 Schéma récapitulatif

La figure 1.18 récapitule chaque étape du mode opératoire ainsi que l'évolution des paramètres pendant chacune de ces étapes.

L'objectif du chapitre suivant est de modéliser théoriquement l'évolution des grandeurs d'intérêt pendant la phase de chauffe et la phase de spray. Ce modèle sera ensuite confronté à l'expérience décrite dans le présent chapitre afin d'évaluer sa capacité prédictive. Si les recoupements calcul / expérience sont satisfaisants, le modèle pourra être considéré comme validé et il sera alors intéressant de le mettre en œuvre pour optimiser à moindre coût les performances du dispositif de contrôle thermodynamique des réservoirs d'ergols.

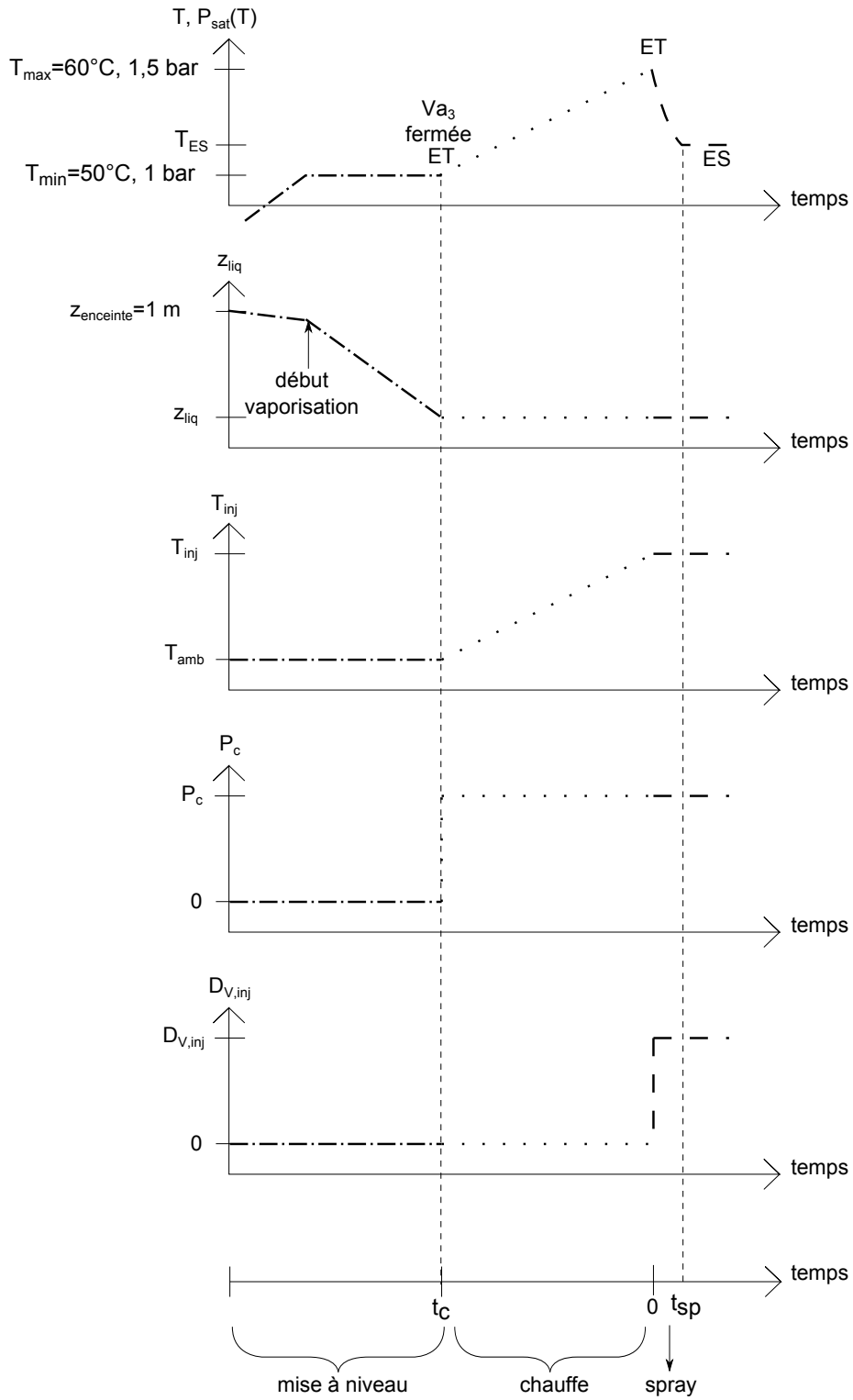


FIGURE 1.18: Evolution des principaux paramètres au cours de chaque étape du mode opératoire.

Chapitre 2

Modélisation 0D du comportement thermodynamique de l'enceinte d'essai

L'objectif de ce chapitre est de développer des modèles simplifiés du comportement thermodynamique de l'enceinte d'essai lorsqu'elle est soumise à une puissance de chauffe et/ou à un spray sous-refroidi. Ces modèles peuvent être qualifiés de « 0D » car ils s'appuient sur des bilans globaux et ne font pas appel à une discrétisation spatiale de l'enceinte. Ils seront confrontés, au chapitre 3, aux données expérimentales obtenues sur le banc d'essai décrit au chapitre précédent puis, une fois validés, mis en oeuvre pour établir de façon efficace, au chapitre 4, les choix des paramètres de design conduisant à une performance optimale du dispositif de contrôle thermodynamique des ergols dans un réservoir.

2.1 Modélisation 0D d'une phase de chauffe

Nous nous intéressons dans cette partie à l'obtention d'une estimation du temps de chauffe nécessaire t_c pour faire passer l'enceinte d'essai de l'état d'ET à 50°C et l'état d'ET à 60°C lorsqu'elle est soumise à une puissance de chauffe \mathcal{P}_c (figure 2.1).

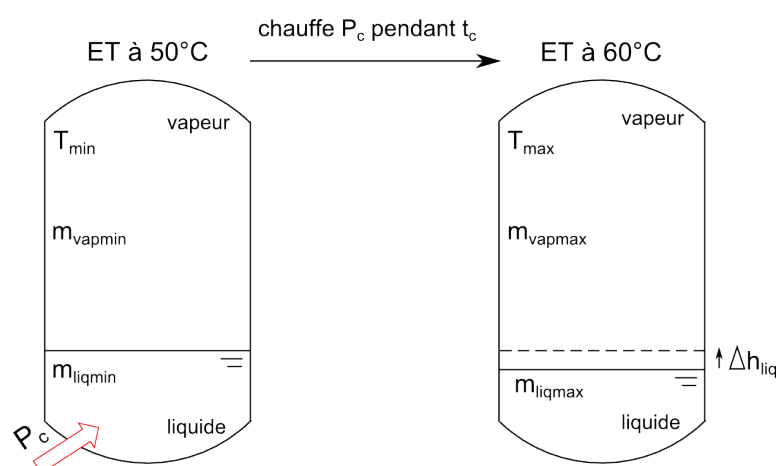


FIGURE 2.1: Description schématique d'une phase de chauffe.

Pour estimer t_c , on applique le premier principe de la thermodynamique à l'enceinte d'essai entre ces deux états d'ET. Les développements du calcul de t_c ainsi que les hypothèses sur lesquelles ils reposent et leur justification ont volontairement été placés en annexe B dans la mesure

où le temps de chauffe ne fait pas l'objet d'une étude expérimentale. Ils mènent à l'expression (2.1) de la durée de la phase de chauffe :

$$\begin{aligned}
t_c = & \frac{1}{\mathcal{P}_c} (m_{vap,min} \Delta(c_{V,vap} \cdot T) + m_{liq,min} \Delta(c_{V,liq} \cdot T)) \\
& + \frac{m_{vap,min}}{\mathcal{P}_c} \left(\left(\frac{T_{max}}{T_{min}} \right)^{\frac{aM}{R}-1} \exp \left[\frac{Mb}{R} \left(\frac{1}{T_{min}} - \frac{1}{T_{max}} \right) \right] - 1 \right) \\
& \times \left((c_{V,vap}(T_{max}) - c_{V,liq}(T_{max})) T_{max} + l_{vap}(T_{min}) \right)
\end{aligned} \tag{2.1}$$

Une estimation des ordres de grandeur des différents termes qui apparaissent dans cette expression complète du temps de chauffe va nous permettre de la simplifier en une estimation nettement plus simple et d'étudier ainsi l'influence des paramètres z_{liq} et \mathcal{P}_c sur le temps de chauffe.

Tout d'abord, puisque $\rho_{liq} \sim 100 \rho_{vap}$ alors pour une hauteur initiale de liquide z_{liq} supérieure à 30 cm (soit un remplissage initial de 30% en volume liquide), on peut écrire :

$$m_{vap,min} < \frac{(1 - 0,3)m_{liq,min}}{100}$$

soit encore :

$$m_{vap,min} < \frac{m_{liq,min}}{100}$$

On peut en déduire l'estimation suivante pour les termes $m_{vap/liq,min} \Delta(c_{V,vap/liq} \cdot T)$ qui apparaissent dans la première partie de l'expression 2.1 du temps de chauffe :

$$\begin{aligned}
\frac{m_{vap,min} \Delta(c_{V,vap} \cdot T)}{m_{liq,min} \Delta(c_{V,liq} \cdot T)} & < \frac{\Delta(c_{V,vap} \cdot T)}{100 \Delta(c_{V,liq} \cdot T)} \approx 10^{-2} \\
\Rightarrow m_{vap,min} \Delta(c_{V,vap} \cdot T) & \ll m_{liq,min} \Delta(c_{V,liq} \cdot T)
\end{aligned}$$

Ce premier calcul d'ordre de grandeur mène donc à une première simplification de l'expression du temps de chauffe t_c :

$$\begin{aligned}
t_c = & \frac{1}{\mathcal{P}_c} m_{liq,min} \Delta(c_{V,liq} \cdot T) \\
& + \frac{m_{vap,min}}{\mathcal{P}_c} \underbrace{\left(\left(\frac{T_{max}}{T_{min}} \right)^{\frac{aM}{R}-1} \exp \left[\frac{Mb}{R} \left(\frac{1}{T_{min}} - \frac{1}{T_{max}} \right) \right] - 1 \right)}_{\approx 0,3} \\
& \times \left((c_{V,vap}(T_{max}) - c_{V,liq}(T_{max})) T_{max} + l_{vap}(T_{min}) \right)
\end{aligned}$$

Il est alors possible d'estimer le poids relatif des deux termes dont la somme constitue l'expression de t_c . La valeur numérique d'une partie du second terme pouvant être estimée à 0,3 environ, le rapport du second et du premier terme définissant t_c est tel que :

$$\frac{0,3 m_{vap,min} \left((c_{V,vap}(T_{max}) - c_{V,liq}(T_{max})) T_{max} + l_{vap}(T_{min}) \right)}{m_{liq,min} \Delta(c_{V,liq} \cdot T)} \approx 6 \cdot 10^{-2}$$

Il est donc possible de négliger le second terme devant le premier pour aboutir finalement à une expression de t_c particulièrement simple à interpréter :

$$t_c \sim \frac{m_{liq,min} \Delta(c_{V,liq} \cdot T)}{\mathcal{P}_c} \quad (2.2)$$

On déduit de cette expression que le temps de chauffe est inversement proportionnel au paramètre puissance de chauffe \mathcal{P}_c (ce qui était déjà évident sur l'expression (2.1) de t_c). On observe également qu'il croît avec le paramètre z_{liq} , hauteur initiale de liquide dans l'enceinte d'essai, ce qui est en accord avec le fait que l'inertie thermique du liquide est la grandeur limitante dans la chauffe de l'enceinte. Mathématiquement, le temps de chauffe t_c croît avec z_{liq} car $m_{liq,min}$ est une fonction affine croissante de z_{liq} . En effet, $m_{liq,min}$ s'exprime comme :

$$m_{liq,min} = \rho_{liq}(T_{min})(V_{inf} + \pi r_{corps}^2(z_{liq} - z_{inf}))$$

Le tableau 2.1 donne les valeurs de t_c en fonction des paramètres dont il dépend. A pleine puissance, la durée de la phase de chauffe ne dépasse jamais 1h30. Le dimensionnement de la résistance chauffante est donc correct par rapport à la quantité de fluide qu'elle doit pouvoir chauffer.

TABLE 2.1: Tableau de valeurs de t_c en fonction de \mathcal{P}_c et z_{liq} .

		\mathcal{P}_c (W)	
		180	360
z_{liq} (cm)	30	1h08min	34min
	40	1h32min	46min
	60	2h20min	1h11min

2.2 Modélisation 0D d'une phase de spray

Nous souhaitons modéliser à présent l'évolution temporelle de la température, et donc de la pression, au sein du réservoir au cours d'une phase de spray. Il s'agit donc de modéliser l'effet de l'injection d'un spray sous-refroidi dans une enceinte contenant initialement un corps pur à l'équilibre liquide/vapeur.

2.2.1 Phénomènes physiques mis en jeu au cours de la phase de spray

2.2.1.1 Description qualitative

Lorsque les gouttes de spray sous-refroidies entrent dans l'enceinte d'essai, elles refroidissent la vapeur saturée directement en contact avec elles. La vapeur se condense donc à la surface des gouttes et leur masse augmente. Le phénomène de condensation étant endothermique, il s'ensuit un abaissement de température de la vapeur et donc de la pression au sein de l'enceinte¹. Par conséquent, le liquide à la surface libre, initialement saturé, est désormais en contact avec une vapeur plus froide. Pour rétablir l'équilibre thermodynamique, il tend à se vaporiser et la pression

1. D'ailleurs, le passage d'une masse donnée de l'état vapeur (peu dense) à l'état liquide (très dense) contribue, à volume total constant, très légèrement à l'abaissement de pression.

au sein de l'enceinte tend à augmenter. La résistance chauffante située dans le liquide contribue à renforcer cet effet en provoquant l'ébullition du liquide. Il y a donc une compétition entre trois phénomènes physiques simultanés, représentés sur la figure 2.2, pour imposer la pression au sein de l'enceinte d'essai : la condensation de la vapeur sur les gouttes de spray, la vaporisation du liquide à la surface libre et l'ébullition du liquide au contact de la résistance chauffante.

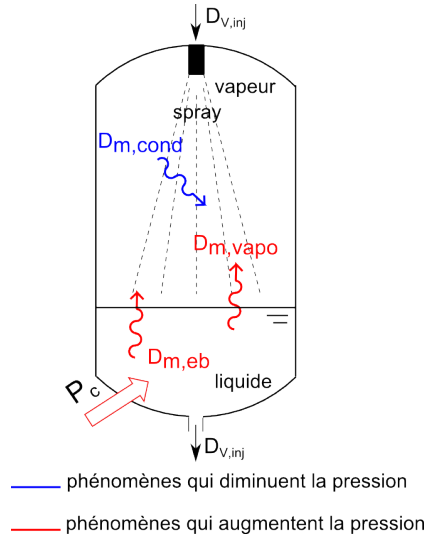


FIGURE 2.2: Phénomènes de changement d'état qui imposent la pression au sein de l'enceinte.

L'état stationnaire est atteint lorsque les trois débits massiques résultant de cette compétition s'équilibrent, c'est-à-dire lorsque :

$$D_{m,cond} = D_{m,vapo} + D_{m,eb}$$

2.2.1.2 Un problème complexe

Trois difficultés principales apparaissent à ce stade. La première réside dans le fait que la température et le rayon des gouttes augmentent au fur et à mesure que celles-ci traversent la vapeur. Ainsi, à l'instant t , les échanges de masse et de chaleur réalisés entre une goutte et la vapeur dépendent de l'altitude à laquelle se trouve la goutte dans l'enceinte. Le premier obstacle à franchir est donc de proposer un modèle de comportement collectif des gouttes en contact avec la vapeur à l'instant t afin de les traiter comme un unique objet. Une solution est proposée dans la partie 2.2.2.1. La deuxième difficulté vient du fait que le système étudié, l'enceinte d'essai, est un système ouvert : du liquide entre sous forme de spray en haut de l'enceinte et du liquide sort au fond de l'enceinte (cf figure 2.2). Il est donc judicieux de définir un système fermé représentatif de ce système ouvert, ce qui est fait dans la partie 2.2.2.1, afin de pouvoir appliquer notamment le premier principe de la thermodynamique. La troisième et dernière difficulté est de pouvoir définir plus précisément la notion de simultanéité des trois phénomènes de changement d'état mis en jeu. En effet, la condensation de vapeur à la surface des gouttes, la vaporisation du liquide à la surface libre et l'ébullition du liquide au niveau de la résistance chauffante sont la conséquence de transferts de chaleur auxquels sont associés des temps caractéristiques potentiellement différents. Ces derniers vont influencer sur la dynamique du comportement de l'enceinte et une perspective de cette thèse sera de comprendre comment s'opère cette influence.

Pour l'instant, nous resterons à l'échelle macroscopique pour essayer de comprendre l'impact de ces phénomènes physiques sur le comportement thermodynamique de l'enceinte. Il ne s'agit pas ici de détailler chacun des phénomènes mais plutôt d'obtenir des lois globales qui nous donnent

accès à l'évolution temporelle des grandeurs macroscopiques d'intérêt telles que la température et la pression au sein de l'enceinte.

2.2.2 Simplification du problème : décomposition de la phase de spray

2.2.2.1 Décomposition temporelle de la phase de spray en étapes élémentaires

Au cours de la phase de spray, la température au sein de l'enceinte évolue en permanence. Ainsi, les gouttes qui entrent dans l'enceinte à l'instant t ne voient pas une vapeur à la même température que celles qui entrent à l'instant $t + \Delta t$. Pour simplifier le problème, on choisit de décomposer la phase de spray en n étapes élémentaires de durée t_p pendant lesquelles on peut considérer que la température de vapeur varie peu (cette hypothèse sera à vérifier *a posteriori*). Par conséquent, l'ensemble des gouttes qui entrent dans le réservoir entre t et $t + t_p$ voient une température de valeur identique : elles jouent donc des rôles identiques, ce qui permet de les rassembler sous forme d'une **goutte équivalente** qui a le même pouvoir de refroidissement que l'ensemble des gouttes. Ceci se traduit par une masse totale identique et un produit du coefficient de transfert de chaleur par la surface d'échange totale conservé. La durée d'une étape élémentaire a été choisie égale au temps de parcours t_p d'une goutte dans la vapeur (défini dans la partie 2.2.2.2) car cela présente un double intérêt. D'une part, on s'attend *a priori* à ce que ce temps de parcours soit faible devant la durée de la phase de spray t_{sp} et donc que la température au sein du réservoir varie peu pendant t_p . D'autre part, ceci permet d'assurer que les gouttes de spray correspondant à une étape élémentaire donnée n'atteignent le liquide qu'à la fin de cette même étape élémentaire. Ainsi, la goutte équivalente est bien en contact permanent avec la vapeur au cours d'une étape élémentaire, ce qui facilite l'analyse des échanges de chaleur et de masse.

2.2.2.2 Définition du temps de parcours d'une goutte dans la vapeur

Le temps de parcours d'une goutte dans la vapeur dépend du débit d'injection $D_{V,inj}$ et de l'injecteur en place. En effet, ces deux paramètres d'injection vont permettre de déterminer la forme de la traînée de la goutte, considérée comme sphérique, en mouvement dans la vapeur. Une fois que la traînée de la goutte est connue, on peut remonter à la vitesse de la goutte au cours de sa chute en intégrant le principe fondamental de la dynamique (PFD) appliqué à la goutte.

Pour estimer la traînée et donc la vitesse de la goutte, faisons tout d'abord plusieurs hypothèses simplificatrices. Les deux premières sont de considérer que les gouttes sont indépendantes et que la vapeur est au repos. Ces deux hypothèses sont contraignantes et risquent d'être mises en défaut pour les spray denses. Cependant, la seule contrainte requise à cette étape est que t_p soit petit devant la durée de la phase de spray t_{sp} .

La dernière hypothèse porte sur le rayon $r_{g,inj}$ des gouttes à l'injection : on considère que les gouttes, dont la granulométrie est inconnue, ont une taille unique égale par exemple au rayon de Sauter moyen, et que ce rayon correspond à un nombre de Weber critique de goutte égal à 12 [25]. Au-delà de cette valeur critique du nombre de Weber, couramment admise, les forces de tension de surface ne sont pas suffisantes pour éviter la fragmentation de la goutte sous l'effet des forces d'inertie.

Ainsi, le rayon des gouttes à l'injection s'exprime finalement comme suit :

$$r_{g,inj} = \frac{\sigma}{2 \rho_{vap} v_{g,inj}^2}$$

La vitesse de la goutte à l'injection $v_{g,inj}$ est simplement la vitesse débitante en sortie de l'injecteur de section s_{inj} :

$$v_{g,inj} = \frac{D_{V,inj}}{s_{inj}}, \quad \text{où } s_{inj} \text{ est la surface de l'orifice d'injection}$$

Il est alors possible, connaissant rayon et vitesse, de calculer le Reynolds de la goutte et, en fonction de sa valeur, d'utiliser une des deux formules de vitesse indiquées dans le tableau 2.2. On rappelle que ces deux formules de vitesse s'obtiennent en intégrant l'équation différentielle obtenue en appliquant le PFD à la goutte.

TABLE 2.2: Expression de la vitesse de la goutte dans la vapeur en fonction de son Reynolds.

Re_g	$v_g(t)$	$v_{g,lim}$	τ_{lim}
< 10	$v_{g,lim} + (v_{g,inj} - v_{g,lim})exp(-t/\tau_{lim})$	$\frac{2\rho_{liq}gr_{g,inj}^2}{\eta_{vap}}$	$\frac{v_{g,lim}}{g}$
> 10	$v_{g,lim} \frac{\frac{v_{g,inj} + v_{g,lim}}{v_{g,inj} - v_{g,lim}}exp(2t/\tau_{lim}) + 1}{\frac{v_{g,inj} + v_{g,lim}}{v_{g,inj} - v_{g,lim}}exp(2t/\tau_{lim}) - 1}$	$\sqrt{\frac{8\rho_{liq}gr_{g,inj}}{3\rho_{vap}}}$	$\frac{v_{g,lim}}{2g}$

L'ordre de grandeur du temps de parcours d'une goutte dans la vapeur est au plus de $max(z_{corps} - z_{liq})/v_{g,inj}$. Dans l'espace des paramètres défini dans le tableau 1.5, ce temps de parcours maximum est atteint pour une goutte qui ne serait pas freinée et qui chuterait dans l'enceinte remplie de 60 cm de liquide. Le rapport $t_p/5\tau_{lim}$ est calculé pour l'ensemble des valeurs de $D_{V,inj}$ et pour deux injecteurs de diamètre d'orifice ϕ valant respectivement 2 mm et 2,5 mm. Les résultats sont reportés dans le tableau 2.3. Quelles que soient les valeurs des paramètres, on a toujours $t_p < 5\tau_{lim}$. On peut forcer le trait en disant que $t_p \ll 5\tau_{lim}$, c'est-à-dire que le temps de relaxation dynamique de la goutte est grand devant son temps de parcours dans la vapeur. Ainsi, on va considérer par la suite que la goutte conserve sa vitesse d'injection au cours de sa chute. Finalement, le temps de parcours d'une goutte dans la vapeur est tel que :

$$t_p = \frac{z_{chute}}{v_{g,inj}} = \frac{z_{corps} - z_{liq}}{v_{g,inj}}$$

TABLE 2.3: Valeurs de $t_p/5\tau_{lim}$ en fonction de deux diamètres d'orifice et de $D_{V,inj}$.

	ϕ (mm)	
	2	2,5
$D_{V,inj}$ (L.h ⁻¹)	50	0,4
	100	0,2
	150	0,1

Les vitesses d'injection et rayons d'injection associés aux mêmes valeurs de paramètres peuvent être respectivement lus dans les tableaux 2.4 et 2.5. Ces valeurs de vitesse et de rayon

seront comparées aux valeurs obtenues expérimentalement grâce à l'IPD (cf partie 3.1.3.1).

TABLE 2.4: Valeurs de $v_{g,inj}$ (m.s⁻¹).

	ϕ (mm)	
	2	2,5
$D_{V,inj}$ (L.h ⁻¹)	50	3
	100	6
	150	8

TABLE 2.5: Valeurs de $r_{g,inj}$ (μ m).

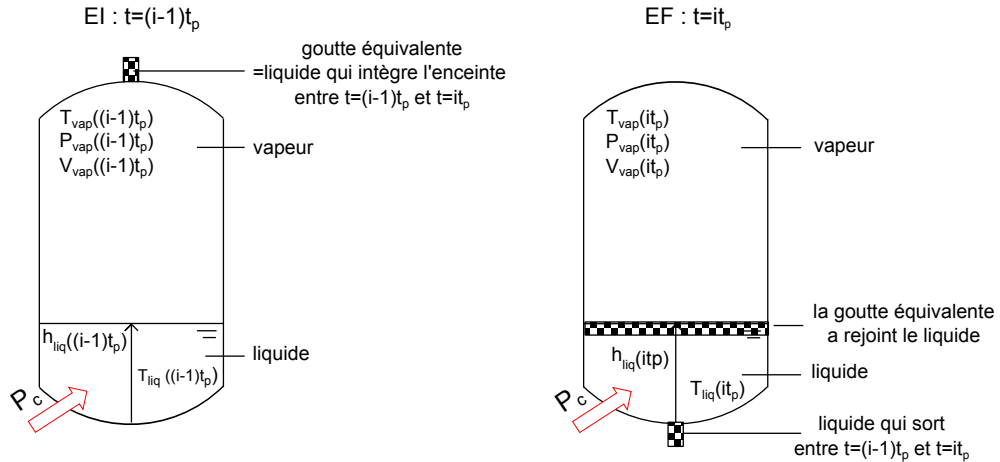
	ϕ (mm)	
	2	2,5
$D_{V,inj}$ (L.h ⁻¹)	50	600
	100	100
	150	60

Pour conclure et par anticipation sur les résultats d'essais analysés dans le prochain chapitre, l'expérience montre que ce temps de parcours, très utile pour définir clairement les phénomènes physiques mis en jeu pendant une étape élémentaire, est toujours très petit devant la durée de la phase de spray. Afin de diminuer le temps de calcul, il sera donc souvent remplacé par une valeur supérieure mais toujours très inférieure à la durée de la phase de spray, afin que la température au sein de l'enceinte varie peu pendant une étape élémentaire.

2.2.2.3 Définition des étapes élémentaires et d'un système fermé

Définition des étapes élémentaires : La figure 2.3 décrit l'état initial et l'état final de la $i^{\text{ème}}$ étape élémentaire. Elle est initialement composée de liquide à la température $T_{liq}((i-1)t_p)$, de vapeur à la température $T_{vap}((i-1)t_p)$ et d'une goutte équivalente artificiellement immobile et sous-refroidie. L'enceinte est soumise à une puissance de chauffe constante \mathcal{P}_c . La goutte équivalente de cette étape élémentaire est formée des gouttes de spray injectées entre $(i-1)t_p$ et it_p à la température T_{inj} . Elle possède le même pouvoir refroidissant que l'ensemble de ces gouttes.

Dans le cas particulier de la 1^{ère} étape élémentaire, le liquide et la vapeur sont initialement dans l'état d'ET atteint à la fin de la phase de chauffe.

FIGURE 2.3: Etat initial et état final de la $i^{\text{ème}}$ étape élémentaire.

Définition d'un système fermé : A partir de la description faite des étapes élémen-

taires, on voit clairement comment construire le système fermé \mathcal{S}^* . Définissons tout d'abord la surface de contrôle Σ comme indiqué sur la figure 2.4. A l'instant t , le système ouvert \mathcal{S} est constitué de tout ce qui se trouve à l'intérieur de la surface de contrôle Σ à ce même instant : la vapeur, le liquide, le spray et la double enveloppe. On construit le système fermé \mathcal{S}^* en suivant le fluide en écoulement, c'est-à-dire :

$$\begin{cases} \text{à } t : & \mathcal{S}^*(t) = \mathcal{S}(t) \cup \{\text{ce qui intègre l'enceinte pendant } t_p \text{ (goutte équivalente)}\} \\ \text{à } t + t_p : & \mathcal{S}^*(t + t_p) = \mathcal{S}(t + t_p) \cup \{\text{ce qui sort pendant } t_p\} \end{cases}$$

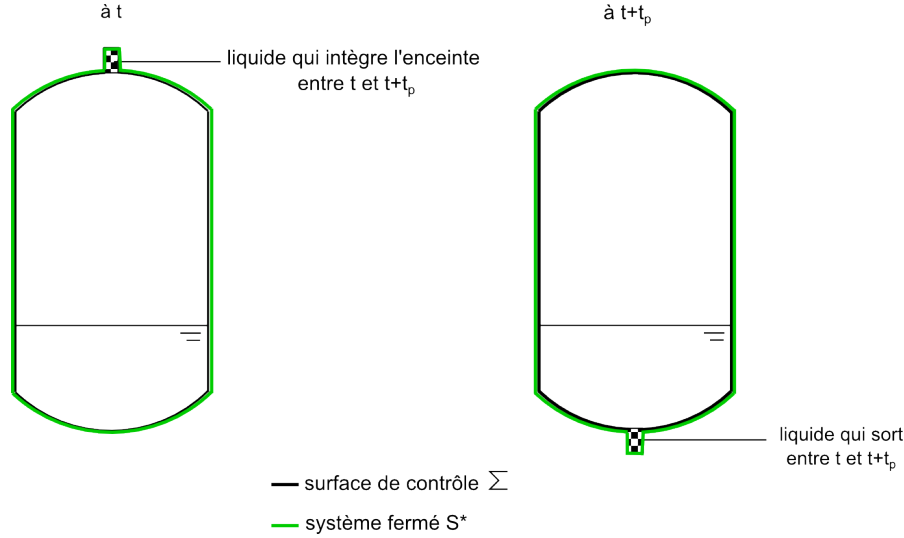


FIGURE 2.4: Définition du système fermé \mathcal{S}^* .

Pour finir, ce qui lie les étapes élémentaires entre elles est l'état thermodynamique du système ouvert \mathcal{S} . En effet, l'état final du système \mathcal{S} dans l'étape élémentaire i est l'état initial du système \mathcal{S} dans l'étape élémentaire $i+1$.

2.2.3 Le modèle transitoire à « température uniforme »

2.2.3.1 Description

Hypothèse : Ce modèle est fondé sur l'hypothèse forte selon laquelle les températures du liquide et de la vapeur contenus dans l'enceinte et la température de la paroi de l'enceinte restent égales entre elles au cours de la phase de spray. Plus précisément, le système \mathcal{S} atteint un état d'ET à la fin de chaque étape élémentaire, c'est-à-dire que la température est uniforme au sein de l'enceinte et donc que les gouttes de spray atteignent l'équilibre thermique avec la vapeur au cours de leur chute :

$$T_{vap}(i t_p) = T_{liq}(i t_p) = T_{env}(i t_p) = T_{eq}(i t_p), \quad \forall i \in [1, n]$$

On notera simplement par la suite $T_{eq}(i t_p) = T_{eq,i}$.

Chaque étape élémentaire est donc vue comme une variation infinitésimale de température du fluide contenu dans l'enceinte.

Résolution du modèle : Pour reconstruire l'évolution temporelle de la température et donc de la pression au sein de l'enceinte au cours de la phase de spray, il faut raisonner pas à

pas. Il faut tout d'abord trouver l'état d'ET de la 1^{ère} étape élémentaire, puis cet état d'ET sera l'état initial de la 2^{ème} étape élémentaire et ainsi de suite. Tant que la pente de la température n'est pas négligeable, le processus continue.

2.2.3.2 Mise en équation de la $i^{\text{ème}}$ étape élémentaire

Soit \mathcal{S}^* le système fermé défini comme suit pour la $i^{\text{ème}}$ étape élémentaire :

$$\begin{cases} \text{à } t = i t_p : & \mathcal{S}^*(t) = \mathcal{S}(t) \cup \{\text{ce qui entre pendant } t_p \text{ (goutte équivalente)}\} \\ \text{à } t + t_p : & \mathcal{S}^*(t + t_p) = \mathcal{S}(t + t_p) \cup \{\text{ce qui sort pendant } t_p\} \end{cases}$$

En appliquant le premier principe de la thermodynamique à \mathcal{S}^* , on obtient :

$$E_{tot}(\mathcal{S}^*(t + t_p)) - E_{tot}(\mathcal{S}^*(t)) = \delta Q + \delta W \quad (2.3)$$

où :

E_{tot} représente l'énergie totale,
 δQ la chaleur reçue par \mathcal{S}^* pendant t_p ,
 δW le travail élémentaire reçu par \mathcal{S}^* pendant t_p .

L'énergie totale comprend l'énergie interne U , l'énergie cinétique E_c et l'énergie potentielle (uniquement de pesanteur ici) E_p .

Exprimons l'énergie interne du système fermé \mathcal{S}^* :

$$\begin{cases} \text{à } t = i t_p : & U(\mathcal{S}^*(t)) = U(\mathcal{S}(t)) + D_{m,inj} t_p c_{V,liq}(T_{inj}) \cdot T_{inj}, \quad \text{car } U \text{ est extensive} \\ \text{à } t + t_p : & U(\mathcal{S}^*(t + t_p)) = U(\mathcal{S}(t + t_p)) + D_{m,inj} t_p c_{V,liq}(T_{eq,i}) \cdot T_{eq,i} \end{cases}$$

L'hypothèse sous-jacente ici est de considérer que le liquide sort de l'enceinte à la température constante T_{max} , ce qui conduit à légèrement sous-estimer (cf partie 2.2.3.3) la valeur absolue de la variation de la masse de vapeur Δm_{vap} au cours de l'étape élémentaire. Notons Δm_{vap} la variation globale de masse de vapeur entre $t = i t_p$ et $t = i t_p + t_p$. Si $\Delta m_{vap} < 0$ alors le phénomène de condensation prend le pas sur la vaporisation et l'ébullition du liquide et la température diminue au sein de l'enceinte. On a :

$$\Delta m_{vap} = \Delta m_{vapo} + \Delta m_{eb} - \Delta m_{cond}$$

où :

Δm_{cond} est la masse de vapeur condensée sur la goutte équivalente pendant t_p ,
 Δm_{vapo} est la masse de liquide vaporisée pendant t_p ,
 Δm_{eb} est la masse de liquide passée en phase vapeur par ébullition pendant t_p .

Dans ce cas, on obtient :

$$\begin{cases} U(\mathcal{S}(t)) = m_{liq,i} \cdot c_{V,liq}(T_{eq,i}) \cdot T_{eq,i} + m_{vap,i} \cdot c_{V,vap}(T_{eq,i}) \cdot T_{eq,i} + C_e \cdot T_{eq,i} \\ U(\mathcal{S}(t + t_p)) = m_{liq,i+1} \cdot c_{V,liq}(T_{eq,i+1}) \cdot T_{eq,i+1} + m_{vap,i+1} \cdot c_{V,vap}(T_{eq,i+1}) \cdot T_{eq,i+1} \\ \quad + C_e \cdot T_{eq,i+1} + \Delta m_{vap} \cdot l_{vap}(T_{eq,i}) \end{cases}$$

où :

C_e est la capacité thermique de l'enceinte d'essai (deux couches d'inox et une couche d'eau, cf annexe B).

$m_{liq,i}$ (resp. $m_{liq,i+1}$) est la masse de liquide présente dans l'enceinte au début (resp. à la fin) de l'étape élémentaire.

$m_{vap,i}$ (resp. $m_{vap,i+1}$) est la masse de vapeur présente dans l'enceinte au début (resp. à la fin) de l'étape élémentaire.

L'hypothèse sous-jacente à l'expression de l'énergie interne à l'instant $t + t_p$ est de considérer que les changements d'état ont lieu à température constante égale à la température initiale de l'étape élémentaire, ce qui mène à surestimer légèrement (cf 2.2.3.3) la valeur absolue de la variation de la masse de vapeur Δm_{vap} au cours de l'étape élémentaire.

Exprimons l'énergie cinétique du système fermé \mathcal{S}^* :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{à } t = i t_p : E_c(\mathcal{S}^*(t)) = \frac{1}{2} D_{m,inj} t_p \left(\frac{D_{V,inj}}{s_c} \right)^2 \\ \text{à } t + t_p : E_c(\mathcal{S}^*(t + t_p)) = \frac{1}{2} D_{m,inj} t_p \left(\frac{D_{V,inj}}{s_c} \right)^2 \end{array} \right.$$

où s_c est la section de la conduite (cf figure 2.5).

Exprimons la variation d'énergie potentielle du système fermé \mathcal{S}^* lors de la transformation infinitésimale entre $t = i t_p$ et $t = i t_p + t_p$ en utilisant les notations de la figure 2.5 :

$$E_p(\mathcal{S}^*(t + t_p)) - E_p(\mathcal{S}^*(t)) = D_{m,inj} t_p g (z_4 - z_1) \sim D_{m,inj} t_p g z_{corps}, \quad \text{car } z_4 - z_1 \sim z_4 - z_2$$

où z_i désigne la hauteur du point d'indice i , l'origine de l'axe étant pris au fond du réservoir et l'axe étant dirigé vers le haut.

Finalement, la variation d'énergie totale du système fermé \mathcal{S}^* lors de la transformation infinitésimale entre $t = i t_p$ et $t = i t_p + t_p$ est :

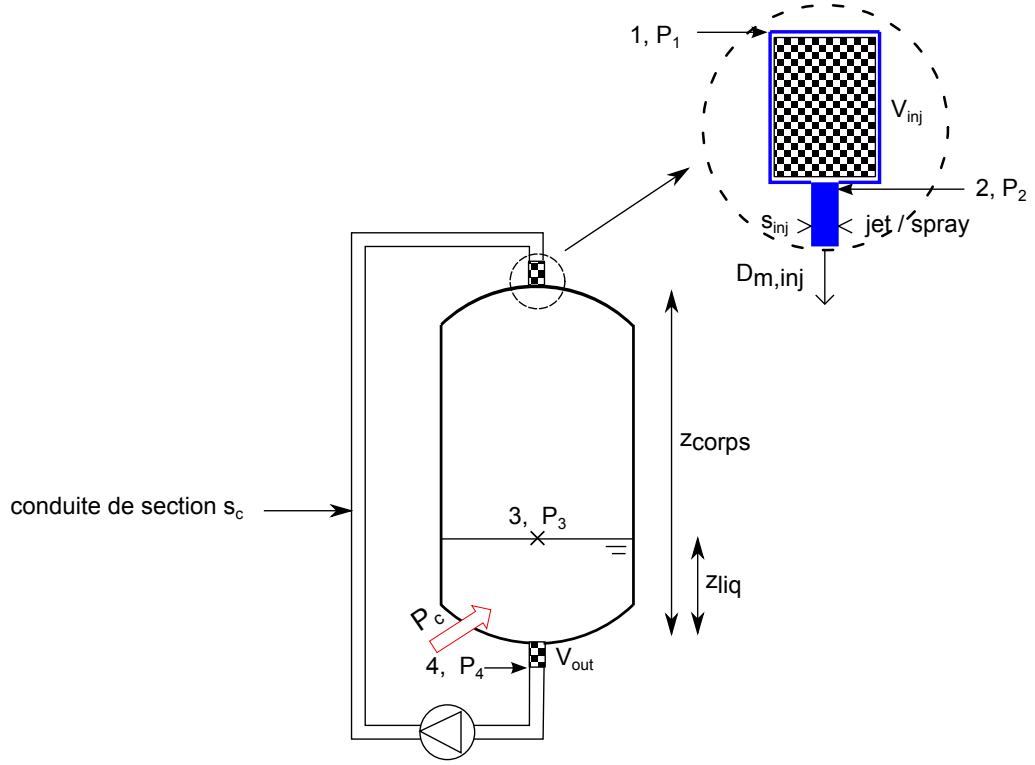
$$\begin{aligned} E_{tot}(\mathcal{S}^*(t + t_p)) - E_{tot}(\mathcal{S}^*(t)) = & (m_{liq,i+1} \cdot c_{V,liq}(T_{eq,i+1}) + m_{vap,i+1} \cdot c_{V,vap}(T_{eq,i+1}) + C_e) \cdot T_{eq,i+1} \\ & + \Delta m_{vap} \cdot l_{vap}(T_{eq,i}) \\ & + D_{m,inj} t_p \cdot c_{V,liq}(T_{eq,i}) \cdot T_{eq,i} \\ & - (m_{liq,i} \cdot c_{V,liq}(T_{eq,i}) + m_{vap,i} \cdot c_{V,vap}(T_{eq,i}) + C_e) \cdot T_{eq,i} \\ & - D_{m,inj} t_p \cdot c_{V,liq}(T_{inj}) \cdot T_{inj} \\ & - D_{m,inj} t_p \cdot g z_{corps} \end{aligned}$$

Or, la conservation de la masse indique que :

$$\left\{ \begin{array}{l} m_{liq,i+1} = m_{liq,i} - \Delta m_{vap} \\ m_{vap,i+1} = m_{vap,i} + \Delta m_{vap} \end{array} \right.$$

Ainsi, en utilisant, ces deux relations, on obtient l'expression simplifiée suivante pour la variation d'énergie totale :

$$\begin{aligned} E_{tot}(\mathcal{S}^*(t + t_p)) - E_{tot}(\mathcal{S}^*(t)) = & m_{liq,i} \cdot \Delta(c_{V,liq} \cdot T) + m_{vap,i} \cdot \Delta(c_{V,vap} \cdot T) + C_e \cdot \Delta T \\ & + \Delta m_{vap} \cdot ((c_{V,vap}(T_{eq,i+1}) - c_{V,liq}(T_{eq,i+1})) T_{eq,i+1} + l_{vap}(T_{eq,i})) \\ & + D_{m,inj} t_p \cdot (c_{V,liq}(T_{eq,i}) \cdot T_{eq,i} - c_{V,liq}(T_{inj}) \cdot T_{inj} - g z_{corps}) \end{aligned} \quad (2.4)$$

FIGURE 2.5: Notations utilisées pour l'application du premier principe à \mathcal{S}^* .

où :

$$\begin{cases} \Delta T = T_{eq,i+1} - T_{eq,i} \quad (\Delta T < 0 \text{ dans le cas d'un refroidissement}) \\ \Delta(c_{V,liq} \cdot T) = c_{V,liq}(T_{eq,i+1}) \cdot T_{eq,i+1} - c_{V,liq}(T_{eq,i}) \cdot T_{eq,i} \\ \Delta(c_{V,vap} \cdot T) = c_{V,vap}(T_{eq,i+1}) \cdot T_{eq,i+1} - c_{V,vap}(T_{eq,i}) \cdot T_{eq,i} \end{cases}$$

Or, $g z_{corps} \sim 10 \ll c_{V,liq}(T_{eq,i}) T_{eq,i} - c_{V,liq}(T_{inj}) T_{inj} \sim 10^4$ donc l'équation (2.4) peut être simplifiée en :

$$\begin{aligned} E_{tot}(\mathcal{S}^*(t + t_p)) - E_{tot}(\mathcal{S}^*(t)) = & m_{liq,i} \cdot \Delta(c_{V,liq} \cdot T) + m_{vap,i} \cdot \Delta(c_{V,vap} \cdot T) + C_e \cdot \Delta T \\ & + \Delta m_{vap} ((c_{V,vap}(T_{eq,i+1}) - c_{V,liq}(T_{eq,i+1})) T_{eq,i+1} + l_{vap}(T_{eq,i})) \\ & + D_{m,inj} t_p \cdot (c_{V,liq}(T_{eq,i}) \cdot T_{eq,i} - c_{V,liq}(T_{inj}) \cdot T_{inj}) \end{aligned} \quad (2.5)$$

Calculons maintenant le terme de droite qui apparaît dans l'expression (2.3) du premier principe de la thermodynamique .

Le travail reçu par \mathcal{S}^* entre $t = i t_p$ et $t = i t_p + t_p$ est simplement le travail des forces de pression. En se référant à la figure 2.5 et en notant P_4 la pression du liquide en amont de l'injecteur, P_1 la pression du liquide à la sortie de l'enceinte, V_G le volume de la goutte équivalente qui entre dans l'enceinte pendant t_p et V_s le volume de liquide qui sort de l'enceinte pendant t_p , on obtient :

$$\delta W = \int_{V_{inj}}^0 -P_1 dV + \int_0^{V_{out}} -P_4 dV$$

soit encore :

$$\delta W = P_1 V_{inj} - P_4 V_{out}$$

Or, la conservation de la masse impose $V_{inj} = V_{out} = D_{V,inj} t_p$, d'où :

$$\delta W = (P_1 - P_4) D_{V,inj} t_p \quad (2.6)$$

Appliquons maintenant la relation de Bernoulli sur la ligne de courant entre le point 1, en amont de l'injecteur, et le point 2, situé juste après l'injecteur. Entre ces deux points se situe l'injecteur de coefficient de perte de charge ξ . On néglige les pertes de charge régulières sur ce tronçon car la distance entre les points 1 et 2 est faible. La relation obtenue est :

$$P_1 + \rho_{liq} g z_1 + \frac{1}{2} \rho_{liq} \left(\frac{D_{V,inj}}{s_c} \right)^2 = P_2 + \rho_{liq} g z_2 + \frac{1}{2} \rho_{liq} \left(\frac{D_{V,inj}}{s_{inj}} \right)^2 + \frac{1}{2} \rho_{liq} \xi \left(\frac{D_{V,inj}}{s_{inj}} \right)^2$$

Or, en considérant le jet homocinétique, la pression dans le jet est constante et égale à la pression de la vapeur : $P_2 = P_{vap}$. D'autre part, on a par construction : $z_1 - z_2 = \frac{D_{V,inj}}{s_c} t_p$. Ainsi, la pression au point 1 s'exprime comme :

$$P_1 = P_{vap} - \rho_{liq} g \frac{D_{V,inj}}{s_c} t_p + \frac{1}{2} \rho_{liq} D_{V,inj}^2 \left(\frac{1 + \xi}{s_{inj}^2} - \frac{1}{s_c} \right)$$

De la même manière, la relation de Bernoulli appliquée entre le point 4, situé à la sortie de l'enceinte, et le point 3, situé à la surface libre dans l'enceinte, permet d'obtenir :

$$P_4 = P_{vap} + \rho_{liq} g z_{liq} + \frac{1}{2} \rho_{liq} \left(\frac{D_{V,inj}}{s_{corps}} \right)^2 - \frac{1}{2} \rho_{liq} \left(\frac{D_{V,inj}}{s_c} \right)^2$$

$$\Leftrightarrow P_4 = P_{vap} + \rho_{liq} g z_{liq} - \frac{1}{2} \rho_{liq} \left(\frac{D_{V,inj}}{s_c} \right)^2, \text{ car } s_c \ll s_{corps}$$

Finalement, en utilisant les expressions de P_1 et P_4 , on obtient :

$$P_1 - P_4 = -\rho_{liq} g \left(\frac{D_{V,inj}}{s_c} t_p + z_{liq} \right) + \frac{1}{2} \rho_{liq} D_{V,inj}^2 \frac{1 + \xi}{s_{inj}^2}$$

En substituant cette expression de $P_1 - P_4$ dans (2.6), on aboutit à :

$$\delta W = \left(-\rho_{liq} g \left(\frac{D_{V,inj}}{s_c} t_p + z_{liq} \right) + \frac{1}{2} \rho_{liq} D_{V,inj}^2 \frac{1 + \xi}{s_{inj}^2} \right) D_{V,inj} t_p \quad (2.7)$$

Par ailleurs, la chaleur reçue par \mathcal{S}^* entre $t = i t_p$ et $t + t_p$ est simplement la chaleur de la résistance chauffante (les pertes à la paroi sont négligées) :

$$\delta Q = \mathcal{P}_c t_p \quad (2.8)$$

En insérant (2.5), (2.7) et (2.8) dans (2.3), on obtient finalement l'expression suivante pour la variation de masse de vapeur Δm_{vap} au cours de la première étape élémentaire :

$$\Delta m_{vap} = \frac{\left(\mathcal{P}_c + D_{m,inj} \left(-g \left(\frac{D_{V,inj}}{s_c} t_p + z_{liq} \right) + \frac{1 + \xi}{2 s_{inj}^2} D_{V,inj}^2 \right) \right) t_p}{\mathcal{D}} + \frac{D_{m,inj} \left(c_{V,liq}(T_{inj}) \cdot T_{inj} - c_{V,liq}(T_{eq,i}) \cdot T_{eq,i} \right) t_p}{\mathcal{D}} - \frac{m_{vap,i} \cdot \Delta(c_{V,vap} \cdot T) + m_{liq,i} \cdot \Delta(c_{V,liq} \cdot T) + C_e \cdot \Delta T}{\mathcal{D}} \quad (2.9)$$

où le dénominateur \mathcal{D} est tel que $\mathcal{D} = (c_{V,vap}(T_{eq,i+1}) - c_{V,liq}(T_{eq,i+1}))T_{eq,i+1} + l_{vap}(T_{eq,i})$.

L'injecteur utilisé, nommé BF3, a un coefficient de perte de charge de l'ordre de 100 pour un diamètre de l'ordre de 2 mm. Une analyse d'ordre de grandeur montre que, quelles que soient les valeurs des paramètres :

$$-g \left(\frac{D_{V,inj}}{s_c} t_p + z_{liq} \right) + \frac{1 + \xi}{2s_{inj}^2} D_{V,inj}^2 \ll c_{V,liq}(T_{inj}) \cdot T_{inj} - c_{V,liq}(T_{eq,i}) \cdot T_{eq,i}$$

L'expression (2.9) de Δm_{vap} peut donc être simplifiée comme suit :

$$\Delta m_{vap} = \frac{\left(\mathcal{P}_c + D_{m,inj} \left(c_{V,liq}(T_{inj}) \cdot T_{inj} - c_{V,liq}(T_{eq,i}) \cdot T_{eq,i} \right) \right) t_p}{\mathcal{D}} \quad (2.10)$$

$$\frac{m_{vap,i} \cdot \Delta(c_{V,vap} \cdot T) + m_{liq,i} \cdot \Delta(c_{V,liq} \cdot T) + C_e \cdot \Delta T}{\mathcal{D}}$$

Le dénominateur \mathcal{D} est toujours positif. Lorsque l_{vap} diminue, Δm_{vap} augmente en valeur absolue, c'est-à-dire qu'une faible chaleur latente favorise bien les changements d'état.

Le signe de Δm_{vap} est déterminé par celui du numérateur de l'expression (2.10). Δm_{vap} est proportionnel à \mathcal{P}_c : on retrouve bien le fait qu'une puissance de chauffe élevée favorise les phénomènes de vaporisation et d'ébullition. À l'inverse, une quantité élevée de goutte équivalente, c'est-à-dire un grand débit d'injection, favorise le phénomène de condensation puisque Δm_{vap} est proportionnel à $-D_{m,inj}$. De même, une température d'injection faible favorise le phénomène de condensation puisque le terme $c_{V,liq}(T_{inj})T_{inj} - c_{V,liq}(T_{eq,i})T_{eq,i}$ est d'autant plus négatif que T_{inj} est faible.

La seule relation (2.10) entre Δm_{vap} et $T_{eq,i+1}$ est insuffisante pour trouver une expression explicite de chacune des deux inconnues. Cependant, l'état initial et l'état final d'une étape élémentaire sont considérés comme des états d'ET. De la même manière que dans l'annexe B, on peut donc intégrer la relation de Clausius-Clapeyron (B.3) entre $T_{eq,i}$ et $T_{eq,i+1}$ pour obtenir une seconde relation entre Δm_{vap} et $T_{eq,i+1}$. On trouve la relation (2.11) :

$$\Delta m_{vap} = m_{vap,i} \left(1 - \exp \left(-\frac{Mb}{R} \left(\frac{1}{T_{eq,i+1}} - \frac{1}{T_{eq,i}} \right) \right) \left(\frac{T_{eq,i+1}}{T_{eq,i}} \right)^{\frac{aM}{R} - 1} \right) \quad (2.11)$$

Cette fois, on a deux relations et deux inconnues, on peut donc aboutir numériquement à la valeur de Δm_{vap} et $T_{eq,i+1}$ par la méthode de Newton.

2.2.3.3 Justification des hypothèses utilisées lors de la mise en équation

L'équation (2.10) a été établie en supposant, d'une part, que le liquide sort de l'enceinte à température constante égale à la température initiale de l'étape élémentaire et, d'autre part, que les changements d'états se font à la température initiale de l'étape élémentaire. Les justifications à ces hypothèses sont données dans les deux paragraphes suivants.

Le liquide sort de l'enceinte à température constante égale à la température initiale : Nous avons considéré que le liquide sortait de l'enceinte à température constante et égale à $T_{eq,i}$ au cours de l'étape élémentaire. Cette hypothèse implique une légère sous-estimation de l'écart entre masse de vapeur produite et masse de vapeur perdue donnée par la relation (2.10) car $T_{eq,i} > T_{eq,i+1}$. Puisque l'écart de température entre le début et la fin d'une étape élémentaire n'excèdera jamais $|T_{eq,2} - T_{max}| \approx 1$ K (par construction des étapes élémentaires), l'erreur relative induite sur Δm_{vap} est majorée par :

$$\left| \frac{\sigma_{\Delta m_{vap}}}{\Delta m_{vap}} \right| = \frac{D_{m,inj} t_p |c_{V,liq}(T_{max} \pm 1) \cdot (T_{max} \pm 1) - c_{V,liq}(T_{max}) \cdot T_{max}|}{\left(c_{V,vap}(T_{eq}) - c_{V,liq}(T_{eq}) \right) T_{eq} + l_{vap}(T_{max})}$$

Un développement de Taylor de $T \mapsto c_{V,liq}(T) \cdot T$ en $T_{max} \pm 1$ donne :

$$|c_{V,liq}(T_{max} \pm 1) \cdot (T_{max} \pm 1) - c_{V,liq}(T_{max}) \cdot T_{max}| \sim \left| c_{V,liq}(T_{max}) + \frac{dc_{V,liq}}{dT}(T_{max}) \cdot T_{max} \right|$$

Sur la gamme de température parcourue, la capacité thermique massique du liquide s'exprime comme :

$$c_{V,liq}(T) = 1294,6 - 1,8246 \cdot T + 0,003964 \cdot T^2 \text{ en J.kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}, \quad \text{avec } T \text{ en K}$$

Ainsi, pour un débit d'injection $D_{V,inj}$ de 100 L.h^{-1} et un temps de parcours t_p de $0,1 \text{ s}$, l'erreur relative vaut $0,1 \%$. On peut donc considérer que le liquide sort à température constante T_{max} au cours de la 1^{ère} étape élémentaire. Pour les étapes élémentaires suivantes, l'erreur relative sera plus faible puisque les températures initiale et finale seront plus proches.

Les changements d'état se font à la température initiale de l'étape élémentaire :

Nous avons considéré que la température de changement d'état était constante et égale à $T_{eq,i}$. Cette hypothèse implique une légère surestimation de l'écart entre masse de vapeur produite et masse de vapeur perdue donnée par la relation (2.10) car la chaleur latente diminue avec la température. Cette surestimation est maximale au cours de la première étape initiale puisque c'est là que l'écart de température entre le début et la fin de l'étape est le plus important. Cette surestimation est donc évaluée pour la première étape élémentaire, de manière identique à ce qui a été fait dans l'annexe B. Comme les étapes élémentaires ont été choisies de telle sorte que la température de vapeur varie peu au cours de chacune d'elles, on peut raisonnablement penser que l'écart de température entre le début et la fin d'une étape élémentaire n'excèdera jamais $|T_{eq,2} - T_{max}| \approx 1 \text{ K}$. L'erreur relative induite sur Δm_{vap} par le choix d'une température de changement d'état constante et égale à T_{max} est donc :

$$\left| \frac{\sigma_{\Delta m_{vap}}}{\Delta m_{vap}} \right| = \frac{|l_{vap}(T_{max} \pm 1) - l_{vap}(T_{max})|}{\left(c_{V,vap}(T_{eq,2}) - c_{V,liq}(T_{eq,2}) \right) T_{eq,2} + l_{vap}(T_{max})}$$

Un développement de Taylor de $T \mapsto l_{vap}(T)$ en $T_{max} \pm 1$ donne :

$$|l_{vap}(T_{max} \pm 1) - l_{vap}(T_{max})| \sim \left| \frac{dl_{vap}}{dT}(T_{max}) \right|$$

D'après l'expression de la chaleur latente en fonction de la température (fonction affine, cf annexe B), l'erreur relative vaut 4% . On peut donc considérer que les changements d'état s'effectuent, pour la i^{ème} étape élémentaire, à $T_{eq,i}$. Cette hypothèse constitue la source principale d'erreur.

Pour ce qui concerne la relation (2.11) les hypothèses sous-jacentes à son obtention sont les mêmes que celles formulées dans l'annexe B et se justifient de la même manière.

2.2.4 Résultats du modèle transitoire à température uniforme

2.2.4.1 Premiers résultats du modèle : les deux scénarii possibles

Dans cette première exploitation du modèle développé, nous allons nous intéresser à des phases de refroidissement pour lesquelles l'injecteur en place (de diamètre Φ), le remplissage initial z_{liq} et la puissance de chauffe \mathcal{P}_c sont prescrits :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Phi = 2 \text{ mm} \\ z_{liq} = 30 \text{ cm soit } 30\% \text{ de remplissage} \\ \mathcal{P}_c = 360 \text{ W} \end{array} \right.$$

Nous allons ensuite distinguer deux configurations possibles pour ce qui concerne les valeurs de la température et du débit d'injection, respectivement T_{inj} et $D_{V,inj}$.

Cas « fort refroidissement » : Ce premier cas de figure correspond à une grande goutte équivalente, produite par un grand débit d'injection, en l'occurrence $D_{V,inj} = 100 \text{ L.h}^{-1}$, et une température d'injection faible, en l'occurrence $T_{inj} = 40^\circ\text{C}$.

Pour ces caractéristiques d'injection, la température au sein du réservoir diminue jusqu'à atteindre un état stationnaire (ES) comme le montre la figure 2.6. Dans ce cas, le phénomène de condensation de la vapeur prend donc le pas sur la vaporisation et l'ébullition du liquide en fond de cuve. La phase de spray dure environ 6 h, la condition $t_p \ll t_{sp}$ est donc bien respectée (seul un point de calcul sur 500 a été représenté sur la courbe de la figure 2.6). Les points de calculs (représentés par des symboles de type diamant) sont très bien ajustés par une fonction exponentielle décroissante (en trait plein) du type :

$$T_{eq}(t) = T_{ES} + (T_{max} - T_{ES}) \exp\left(-\frac{t}{\tau_{ES}}\right)$$

où T_{max} est la température initiale de la première étape élémentaire, T_{ES} est la température du plateau et τ_{ES} le temps caractéristique de l'évolution. Ceci vient du fait que le terme de transfert de chaleur conducto-convectif est proportionnel à l'écart de température entre l'enceinte et le spray. Au départ, cet écart est grand donc le refroidissement est rapide. Au fur et à mesure, l'écart de température diminue impliquant une diminution de la pente de la température, c'est-à-dire que la vitesse de refroidissement de l'enceinte diminue. Lorsque la pente s'annule, l'ES est atteint et les phénomènes de changement d'état s'équilibrent.

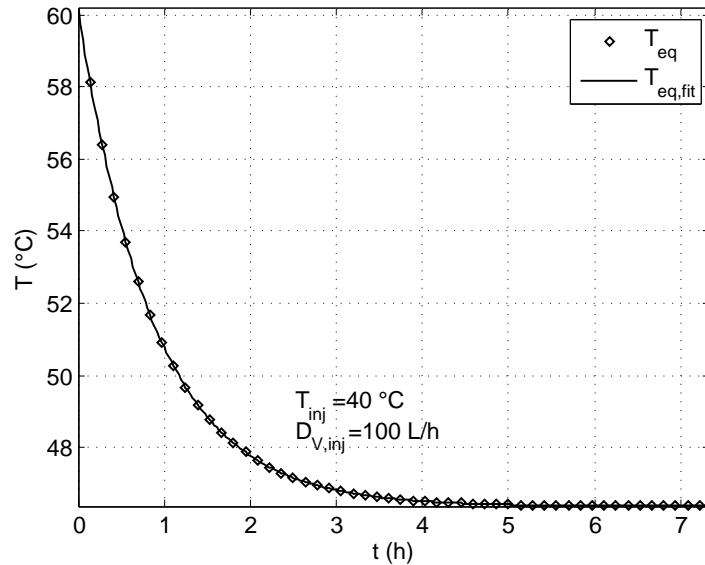


FIGURE 2.6: Evolution de la température dans l'enceinte pour un « fort refroidissement » (seulement un point de calcul sur 500 a été représenté).

Cas « faible refroidissement » : Ce second cas de figure correspond à une petite goutte équivalente, produite par un débit d'injection plus faible, en l'occurrence $D_{V,inj} = 50 \text{ L.h}^{-1}$, combiné à une température d'injection plus élevée, en l'occurrence $T_{inj} = 50^\circ\text{C}$. Dans ces conditions

de fonctionnement, le pouvoir de refroidissement de la goutte froide équivalente ne permet pas de contrebalancer la puissance chauffante comme le prouve la figure 2.7 qui présente l'évolution de la température dans l'enceinte. La température au sein du réservoir augmente avant d'atteindre un plateau, environ deux degrés au-dessus de la température initiale. De nouveau, les points de calculs sont bien ajustés par une courbe exponentielle, croissante cette fois, en trait plein. Néanmoins, il faut noter que cette situation ne sera pas étudiée expérimentalement en raison de son faible intérêt applicatif.

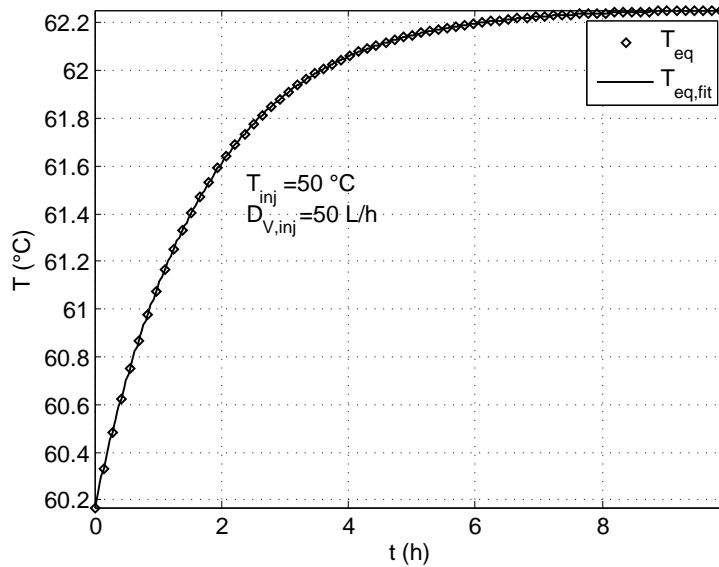


FIGURE 2.7: Evolution de la température dans l'enceinte pour un « faible refroidissement ».

2.2.4.2 Influence des paramètres sur la phase de refroidissement

L'exploitation préliminaire du modèle qui vient d'être présentée a mis en évidence l'importance d'un choix judicieux des conditions (débit, température) d'injection du spray si l'on veut effectivement assurer le refroidissement de l'enceinte. Nous allons procéder dans ce qui suit à une analyse paramétrique, elle-aussi préliminaire, afin de nous donner une première idée de l'effet des paramètres sur la durée caractéristique du refroidissement (coefficient τ_{ES}) et sur l'état stationnaire atteint (coefficient T_{ES}). Cette analyse, à caractère purement numérique pour le moment, sera naturellement approfondie au chapitre suivant où nous confronterons les résultats d'essai aux prédictions du modèle.

Influence du débit d'injection $D_{V,inj}$: La figure 2.8 représente l'évolution de la température dans l'enceinte pour tous paramètres constants - $T_{inj} = 40\text{ °C}$, $z_{liq} = 30\text{ cm}$ soit 30 % de remplissage, $\mathcal{P}_c = 360\text{ W}$ et $\Phi = 2\text{ mm}$ - à l'exception du débit volumique d'injection qui prend trois valeurs différentes : 50 L.h^{-1} , 100 L.h^{-1} , 150 L.h^{-1} . On observe logiquement que plus le débit d'injection est élevé plus le refroidissement est rapide et la température de l'ES faible, mais toujours supérieure à la température d'injection. Le tableau 2.6 répertorie les valeurs de temps caractéristiques et de températures de l'ES pour les trois débits d'injection. A la lecture du tableau 2.6, on peut noter que le temps caractéristique de la phase de spray et l'écart entre la température de l'ES et la température d'injection (40 °C) sont inversement proportionnels au débit, ce que l'on vérifiera explicitement dans la partie 2.2.4.3.

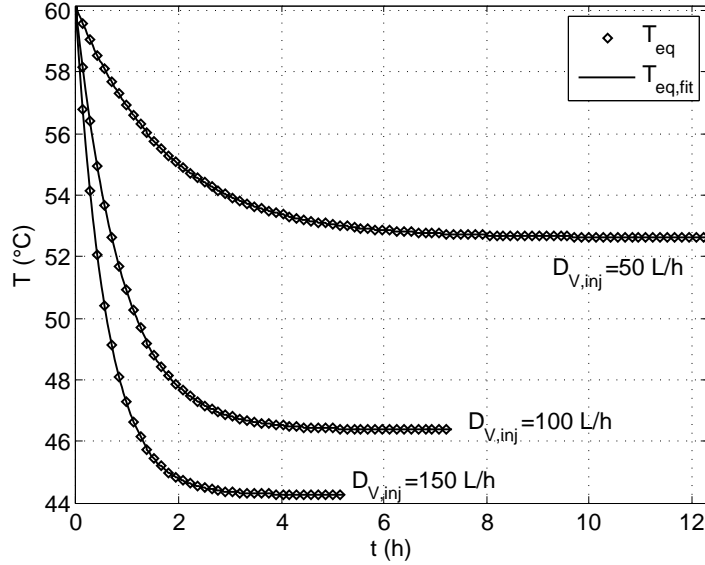


FIGURE 2.8: Influence du débit sur l'évolution de la température dans l'enceinte (seul un point de calcul sur 500 a été représenté).

TABLE 2.6: Influence du débit sur la température de l'ES et le temps caractéristique.

$D_{V,inj}$ (L.h ⁻¹)	τ_{ES} (s)	T_{ES} (°C)	$T_{ES} - T_{inj}$ (°C)
50	6243	52,6	12,6
100	3151	46,4	6,4
150	2107	44,3	4,3

Influence de la température d'injection T_{inj} : La figure 2.9 représente l'évolution de la température dans l'enceinte pour tous paramètres constants - $D_{V,inj} = 100 \text{ L.h}^{-1}$, $z_{liq} = 30 \text{ cm}$ soit 30 % de remplissage, $\mathcal{P}_c = 360 \text{ W}$ et $\Phi = 2 \text{ mm}$ - à l'exception de la température d'injection qui prend trois valeurs différentes : 30 °C, 40 °C et 50 °C. On observe logiquement que plus la température d'injection est faible plus la température de l'ES est faible. Elle reste néanmoins toujours supérieure à la température d'injection satisfaisant ainsi le second principe de la thermodynamique. Le tableau 2.7 répertorie les valeurs de temps caractéristiques et de températures de l'ES pour les trois températures d'injection. A la lecture du tableau 2.7, on peut noter que la température de l'ES est une fonction affine de la température d'injection tandis que le temps caractéristique pour atteindre l'ES semble indépendant de la température d'injection, ce que l'on vérifiera explicitement dans la partie 2.2.4.3.

TABLE 2.7: Influence de la température d'injection sur la température de l'ES et le temps caractéristique.

T_{inj} (°C)	τ_{ES} (s)	T_{ES} (°C)
30	3120	36,5
40	3151	46,4
50	3104	56,2

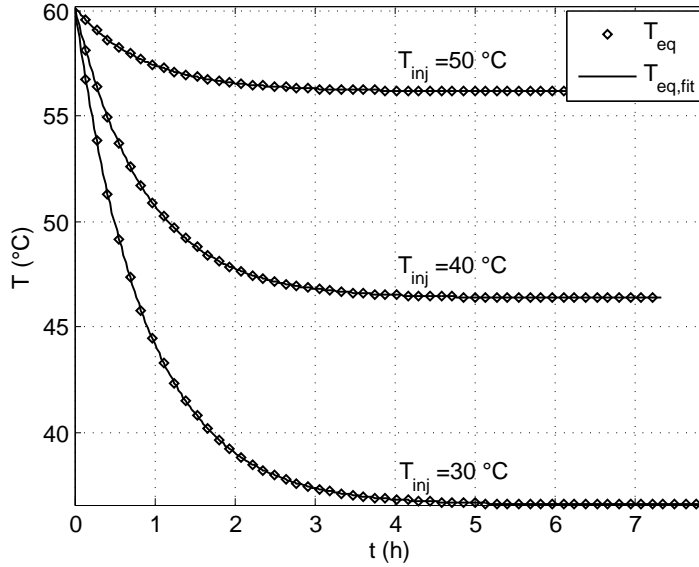


FIGURE 2.9: Influence de la température d'injection sur l'évolution de la température dans l'enceinte (seul un point de calcul sur 500 a été représenté).

Influence du niveau de liquide z_{liq} : La figure 2.10 représente l'évolution de la température dans l'enceinte pour tous paramètres constants - $D_{V,inj} = 100 \text{ L.h}^{-1}$, $T_{inj} = 40^\circ\text{C}$, $\mathcal{P}_c = 360 \text{ W}$ et $\Phi = 2 \text{ mm}$ - à l'exception du niveau de liquide au début de la phase de spray qui prend trois valeurs différentes : 30 cm, 60 cm et 80 cm qui correspondent respectivement à environ 30 %, 60 % et 90 % de remplissage de l'enceinte. En étudiant le graphique en détail, on observe que plus le niveau initial de liquide est grand, plus le refroidissement est lent. En revanche, le niveau n'a aucune influence sur la température de l'ES. Le tableau 2.8 répertorie les valeurs de temps caractéristiques et de températures de l'ES pour les trois niveaux de remplissage. A la lecture du tableau 2.8, on peut noter que le temps caractéristique pour atteindre l'ES est une fonction affine du niveau initial de liquide dans l'enceinte, ce que l'on vérifiera explicitement dans la partie 2.2.4.3.

TABLE 2.8: Influence du niveau initial de remplissage sur la température de l'ES et le temps caractéristique.

z_{liq} (cm)	τ_{ES} (s)	T_{ES} ($^\circ\text{C}$)
30	3151	46,4
60	3918	46,4
80	4429	46,4

Influence de la puissance de chauffe \mathcal{P}_c : La figure 2.11 représente l'évolution de la température dans l'enceinte pour tous paramètres constants - $D_{V,inj} = 100 \text{ L.h}^{-1}$, $T_{inj} = 40^\circ\text{C}$, $z_{liq} = 30 \text{ cm}$ soit 30 % de remplissage et $\Phi = 2 \text{ mm}$ - à l'exception de la puissance de chauffe qui prend trois valeurs différentes : 0 W, 180 W et 360 W. On observe logiquement que plus la puissance de chauffe est élevée, plus la température de l'ES est élevée. En revanche, la puissance de chauffe semble ne pas avoir d'influence sur la dynamique du phénomène. On peut noter que, dans le cas sans chauffe, la température de l'ES est égale à la température d'injection. Le tableau 2.9 répertorie les valeurs de temps caractéristiques et de températures de l'ES pour les trois puissances de chauffe. A la lecture du tableau 2.9, on peut noter que la température de l'ES est

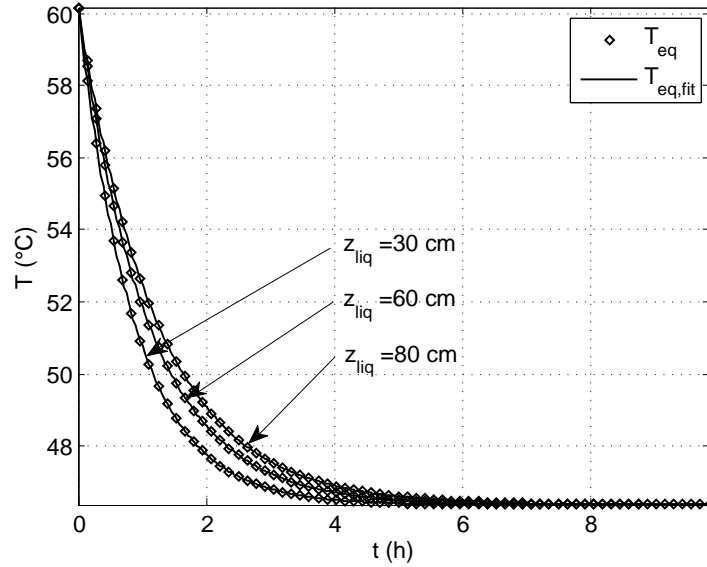


FIGURE 2.10: Influence du niveau initial de remplissage sur l'évolution de la température dans l'enceinte (seul un point de calcul sur 500 a été représenté).

une fonction affine de la puissance de chauffe, ce que l'on vérifiera explicitement dans la partie 2.2.4.3.

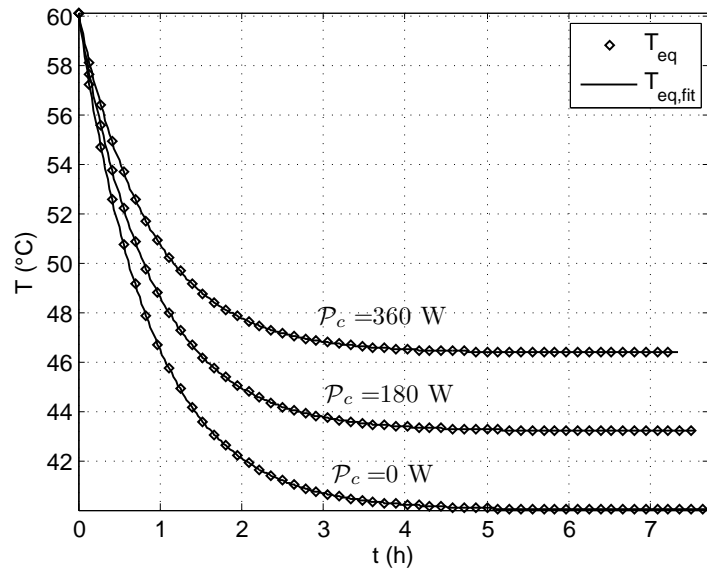


FIGURE 2.11: Influence de la puissance de chauffe sur l'évolution de la température dans l'enceinte (seul un point de calcul sur 500 a été représenté).

Influence de l'injecteur : Tel qu'il est construit, le modèle « température uniforme » ne permet pas de mettre en évidence l'influence de l'injecteur sur le refroidissement de l'enceinte. Néanmoins, nous montrerons expérimentalement que l'injecteur a une légère influence sur l'évolution thermodynamique du réservoir dans la partie 3.1.3.5.

TABLE 2.9: Influence de la puissance de chauffe sur la température de l'ES et le temps caractéristique.

\mathcal{P}_c (W)	τ_{ES} (s)	T_{ES} (°C)
0	3181	40,0
180	3166	43,2
360	3151	46,4

2.2.4.3 Analyse complémentaire et discussion

Le modèle dit à « température uniforme » a permis de montrer que, lors d'une phase de refroidissement, l'évolution de la température dans l'enceinte d'essai est très bien ajustée par une fonction de type exponentielle décroissante :

$$T_{eq}(t) = T_{ES} + (T_{max} - T_{ES}) \exp\left(-\frac{t}{\tau_{ES}}\right)$$

Nous allons désormais montrer comment aboutir aux coefficients d'ajustements, T_{ES} et τ_{ES} , en appliquant respectivement à l'enceinte un bilan de puissance et un bilan d'énergie.

L'intérêt de cette analyse complémentaire est double : d'une part, elle permet de confirmer les premières tendances observées sur les phases de refroidissement et, d'autre part, elle nous permettra dans le chapitre 3 de confronter assez simplement le modèle aux expériences.

Estimation de T_{ES} par un bilan de puissance sur l'enceinte lorsque l'ES est atteint :

Comme on l'a déjà dit, l'état stationnaire est atteint lorsque les phénomènes de changement d'état - condensation, vaporisation et ébullition - s'équilibrent. On a alors :

$$D_{m,cond} = D_{m,vapo} + D_{m,eb}$$

Finalement, le bilan énergétique sur l'enceinte donne :

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_c &= D_{m,inj} \cdot c_{V,liq} \cdot (T_{ES} - T_{inj}) \\ \Leftrightarrow T_{ES} &= T_{inj} + \frac{\mathcal{P}_c}{D_{m,inj} c_{V,liq}} \end{aligned} \quad (2.12)$$

Cette formule conforte les résultats de la partie 2.2.4.2 puisqu'elle permet de retrouver que l'écart entre la température de l'ES et la température d'injection est inversement proportionnel au débit et proportionnel à la puissance de chauffe. Elle permet également de retrouver que la température de l'ES est une fonction affine de la température d'injection et est insensible au niveau initial de liquide.

Notons que, pour simplifier le calcul, la capacité thermique du liquide à volume constant a été considérée indépendante de la température. L'erreur induite, inférieure à 2%, est tout à fait acceptable.

Estimation de τ_{ES} par un bilan d'énergie entre l'état initial de la phase de spray et l'ES : Ecrivons le bilan global d'énergie entre l'état initial de la phase de spray et l'ES :

$$\begin{aligned} U_{ES} - U_{max} &= \mathcal{P}_c t_{sp} - D_{m,inj} c_{V,liq} \int_0^{t_{sp}} (T_{eq}(t) - T_{inj}) dt \\ &\quad - \underbrace{\Delta m_{vap,sp} l_{vap}}_{\text{énergie dégagée par les changements d'état}} \end{aligned} \quad (2.13)$$

où :

$\Delta m_{vap,sp}$ est la variation de masse de vapeur au cours de la phase de spray,

$$T_{eq}(t) = T_{ES} + (T_{max} - T_{ES}) \exp\left(-\frac{t}{\tau_{ES}}\right).$$

Ce bilan est inspiré de celui effectué pour un système d'aspersion par Lemaitre et Porcheron [17].

Or, pour la phase de refroidissement typique - $D_{V,inj} = 100 \text{ L.h}^{-1}$, $T_{inj} = 40^\circ\text{C}$, $z_{liq} = 30 \text{ cm}$, $\mathcal{P}_c = 360 \text{ W}$ et un injecteur de 2 mm de diamètre - $\Delta m_{vap,sp} < 1 \text{ kg}$. Cette phase typique dure environ 3 h. On a ainsi :

$$\Delta m_{vap,sp} l_{vap} \ll \mathcal{P}_c t_{sp}$$

Cette relation permet de simplifier l'équation (2.13) comme suit :

$$U_{ES} - U_{max} \sim \mathcal{P}_c t_{sp} - D_{m,inj} c_{V,liq} \int_0^{t_{sp}} (T_{eq}(t) - T_{inj}) dt$$

Le calcul donne alors :

$$U_{ES} - U_{max} \sim \mathcal{P}_c t_{sp} - D_{m,inj} c_{V,liq} \left[(T_{ES} - T_{inj}) t - \tau_{ES} (T_{max} - T_{ES}) \exp\left(-\frac{t}{\tau_{ES}}\right) \right]_0^{t_{sp}}$$

$$\Leftrightarrow U_{ES} - U_{max} \sim \mathcal{P}_c t_{sp} - D_{m,inj} c_{V,liq} [(T_{ES} - T_{inj}) t_{sp} + \tau_{ES} (T_{max} - T_{ES})]$$

$$\Leftrightarrow U_{ES} - U_{max} \sim 5 \left[\mathcal{P}_c - D_{m,inj} c_{V,liq} \left(\frac{4}{5} T_{ES} - T_{inj} + \frac{1}{5} T_{max} \right) \right] \tau_{ES},$$

car $t_{sp} \sim 5 \tau_{ES}$ si l'on considère que la phase de spray est terminée lorsque l'écart entre la température de l'enceinte et la température de l'ES est inférieur à 1% de sa valeur au début de la phase de spray.

En utilisant l'expression (2.12) de T_{ES} , on aboutit après simplification à l'expression suivante pour le temps caractéristique de la phase de spray :

$$\begin{aligned} U_{ES} - U_{max} &\sim [\mathcal{P}_c - D_{m,inj} c_{V,liq} (T_{max} - T_{inj})] \tau_{ES} \\ \Leftrightarrow \tau_{ES} &\sim \frac{U_{ES} - U_{max}}{\mathcal{P}_c - D_{m,inj} c_{V,liq} (T_{max} - T_{inj})} \end{aligned} \quad (2.14)$$

Or, comme la masse de vapeur dans le réservoir est négligeable par rapport à la masse de liquide, la variation d'énergie interne au cours de la phase de spray est simplement :

$$U_{ES} - U_{max} = m_{liq,ES} c_{V,liq} (T_{ES}) T_{ES} - m_{liq,max} c_{V,liq} (T_{max}) T_{max} + C_e (T_{ES} - T_{max})$$

Comme la masse de liquide ne varie pas de plus de 1 kg, on peut écrire en commettant une erreur inférieure à 5% : $m_{liq,ES} \sim m_{liq,max}$. D'où :

$$\begin{aligned} U_{ES} - U_{max} &\sim (m_{liq,max} c_{V,liq} + C_e) (T_{ES} - T_{max}) \\ \Leftrightarrow U_{ES} - U_{max} &\sim (m_{liq,max} c_{V,liq} + C_e) \left(T_{inj} - T_{max} + \frac{\mathcal{P}_c}{D_{m,inj} c_{V,liq}} \right) \end{aligned} \quad (2.15)$$

Finalement, en insérant l'expression (2.15) dans (2.14), on obtient pour τ_{ES} :

$$\tau_{ES} \sim \frac{m_{liq,max}c_{V,liq} + C_e}{D_{m,inj}c_{V,liq}} \quad (2.16)$$

L'estimation de τ_{ES} donnée par la relation (2.16) permet de retrouver les résultats de la partie 2.2.4.2 à savoir que le temps caractéristique de la phase de spray est :

- inversement proportionnel au débit d'injection,
- indépendant de la température d'injection et de la puissance de chauffe,
- une fonction affine du niveau de remplissage.

2.2.5 Perspectives d'amélioration du modèle

2.2.5.1 Prise en compte de la non-adiabaticité de la paroi

Le modèle développé néglige les pertes à la paroi car dans le cas de référence, c'est-à-dire le cas forte chauffe ($\mathcal{P}_c = 360 \text{ W}$), la puissance de chauffe est très grande devant les pertes de l'enceinte vers l'extérieur, qui sont de l'ordre de 30 W. L'étape suivante, ultérieure à cette thèse, sera d'estimer plus précisément les pertes, qui dépendent *a priori* du temps, et de les introduire dans le modèle.

2.2.5.2 Prise en compte de la non-uniformité de la température au sein du réservoir et de la dynamique de l'injecteur

Comme les résultats expérimentaux du chapitre 3 nous le montreront, l'hypothèse d'uniformité des températures n'est que rarement vérifiée. Afin de prendre en compte la non-uniformité des températures, il faudra, dans le prolongement de cette thèse, développer un modèle multi-systèmes qui permettra de traiter séparément chacune des « phases » présentes dans l'enceinte d'essai : la vapeur, le liquide, la paroi, le spray, etc. Pour cela, il faudra être capable d'analyser la nature et les temps caractéristiques des échanges de masse et de chaleur entre chaque sous-système.

2.2.5.3 Prise en compte de l'absence de gravité

Le réservoir embarqué en vol se trouve régulièrement en microgravité. L'impact de la microgravité sur l'évolution thermodynamique du réservoir devra pouvoir être évalué.

Chapitre 3

Exploitation des résultats expérimentaux et confrontation avec le modèle

Le présent chapitre du mémoire est consacré à la présentation et à l'analyse des résultats des expériences de comportement thermodynamique d'un réservoir réalisées au laboratoire grâce au dispositif expérimental décrit dans la partie 1.1 du chapitre 1. Ces résultats expérimentaux seront confrontés ensuite aux prédictions du modèle développé dans la partie 2.2 du chapitre 2 afin de procéder finalement à la validation de ce modèle. Le modèle ainsi validé pourra alors être mis en oeuvre dans le dernier chapitre du mémoire pour optimiser le système de contrôle réel, présenté à la fin de l'introduction de ce mémoire.

3.1 Analyse des résultats expérimentaux

Les expériences présentées sont uniquement des phases de refroidissement, c'est-à-dire des phases où du liquide sous-refroidi est injecté dans l'enceinte d'essai et permet d'abaisser la pression au sein de l'enceinte. En effet, c'est bien l'étude de ces phases-là, que l'on peut qualifier de **phase de contrôle**, qui nous permettra de répondre à la problématique à laquelle nous nous intéressons dans ce mémoire.

On présentera par la suite les résultats des expériences en traçant en général les évolutions temporelles des mesures directes des températures au sein de l'enceinte d'essai - liquide T_{liq} , vapeur T_{vap} , enveloppe T_{env} -, auxquelles on pourra superposer les courbes d'ajustement de ces courbes expérimentales - $T_{liq,fit}$ et $T_{vap,fit}$ - ainsi que la courbe d'évolution temporelle de la température T_{eq} prédite par le modèle construit au chapitre précédent.

3.1.1 Expérience de référence

Les évolutions temporelles des températures du liquide, de la vapeur et de l'enveloppe et de la pression sont représentées respectivement sur les figures 3.1 et 3.2 pour la phase de refroidissement typique suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{injecteur BF3} \\ D_{V,inj} = 100 \text{ L.h}^{-1} \\ T_{inj} = 40^\circ\text{C} \\ z_{liq} = 30 \text{ cm, soit } 30\% \text{ de remplissage} \\ \mathcal{P}_c = 360 \text{ W} \end{array} \right.$$

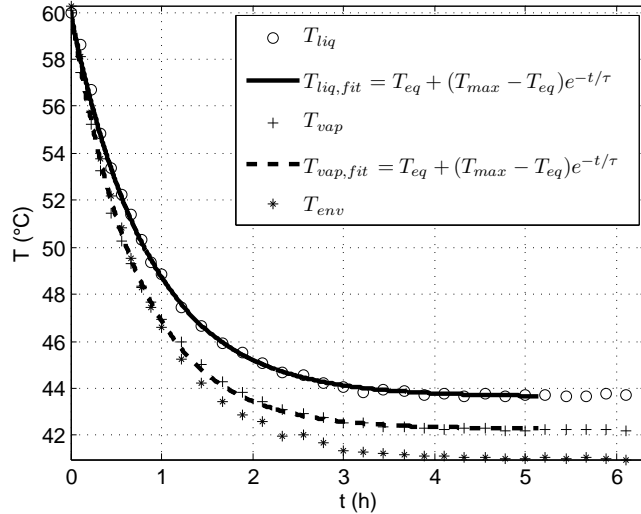


FIGURE 3.1: Evolution temporelle expérimentale de la température au sein de l'enceinte d'essai (seulement 1 point expérimental sur 40 est représenté pour $t < 1$ h puis 1 point sur 80).

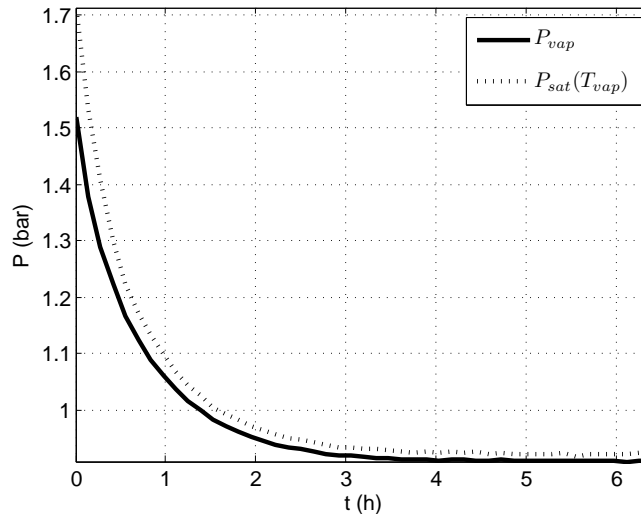


FIGURE 3.2: Evolutions temporelles expérimentales de la pression au sein de l'enceinte d'essai et de la pression de vapeur saturante associée à la température de vapeur (seulement 1 point expérimental sur 40 est représenté pour $t < 1$ h puis 1 point sur 80).

Tout d'abord, on peut remarquer que, comme le prévoit le modèle, les évolutions temporelles des températures du liquide et de la vapeur sont très bien ajustées par des exponentielles décroissantes, respectivement $T_{liq,fit}$ et $T_{vap,fit}$ (cf figure 3.1). On remarque notamment qu'un palier est atteint au bout d'un certain temps : ce palier correspond à l'état stationnaire atteint lorsque les phénomènes de changement d'état s'équilibrent.

En revanche, contrairement à l'hypothèse fondatrice du modèle, les températures du liquide et de la vapeur ne sont pas égales au cours de la phase de refroidissement : la vapeur refroidit plus rapidement que le liquide. Nous analyserons cet aspect dans la partie 3.1.4.

D'autre part, la pression de vapeur saturante associée à la valeur expérimentale de la température de vapeur suit de manière satisfaisante la pression mesurée dans l'enceinte (cf figure 3.2) sauf dans la phase initiale du refroidissement. Cet écart peut être dû au fait que, malgré les importantes précautions prises pour éliminer toute trace d'air et d'eau lors du remplissage de l'enceinte d'essai (cf partie 1.4.1 du chapitre 1), le NOVEC contenu dans l'enceinte n'est pas

pur.

Enfin, nous faisons le choix de ne pas utiliser la régulation de la température de l'enveloppe sur celle du liquide au cours de la phase de refroidissement ; nous expliquerons dans la partie 3.1.4.2 que cette régulation, qui n'est pas au point à l'heure où ce mémoire est écrit, implique une erreur importante sur l'évolution de température dans l'enceinte d'essai. Ainsi, l'hypothèse d'adiabaticité utilisée dans le modèle n'est pas vérifiée expérimentalement ($T_{env} \neq T_{liq}$). Nous expliciterons la conséquence de la non-adiabaticité réelle de la paroi de l'enceinte et expliquerons comment prendre en compte cette réalité physique dans la partie 3.2.2.

3.1.2 Reproductibilité

L'expérience de référence a été reproduite quatre fois. Les résultats sont reportés sur la figure 3.3. L'écart relatif moyen des températures par rapport à la courbe moyenne des températures reste inférieur à 5%. L'écart relatif moyen des pressions par rapport à la courbe moyenne des pressions reste inférieur à 8%. Ainsi, l'expérience de référence offre une reproductibilité que l'on peut considérer très bonne.

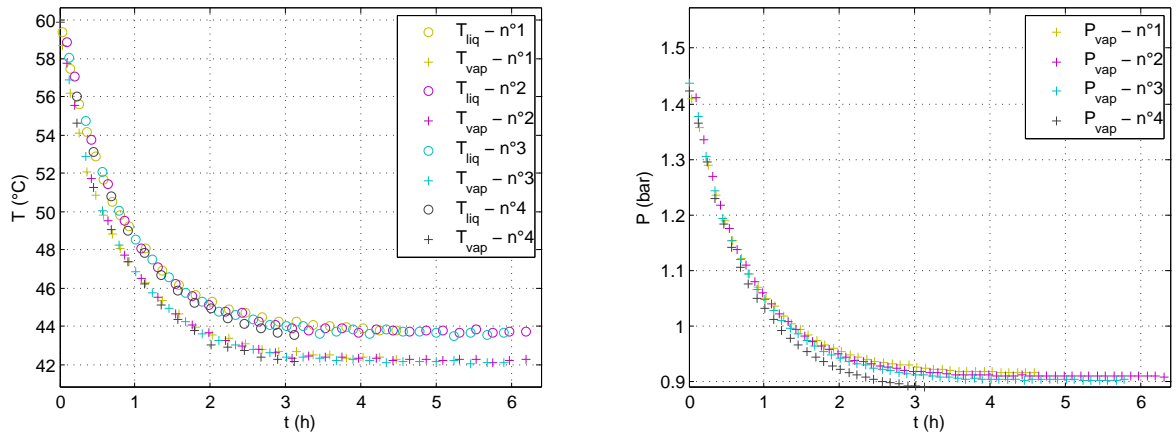


FIGURE 3.3: Reproductibilité de l'expérience de référence.

3.1.3 Etude qualitative de l'influence des paramètres

Avant d'aborder dans la section suivante l'analyse quantitative des résultats expérimentaux puis des prédictions du modèle numérique, nous souhaitons nous donner une première idée de la bonne mise en place du dispositif expérimental en étudiant d'un point de vue qualitatif seulement l'influence des paramètres du dispositif (débit et température d'injection, remplissage initial, puissance de chauffe, injecteur utilisé).

3.1.3.1 Influence du débit d'injection

La figure 3.4 présente l'évolution des températures du liquide et de la vapeur au sein de l'enceinte pour trois débits différents - 50 L.h^{-1} , 100 L.h^{-1} , 150 L.h^{-1} - et les paramètres suivants :

$$\begin{cases} \text{injecteur BF3} \\ T_{inj} = 50 \text{ }^\circ\text{C} \\ z_{liq} = 60 \text{ cm, soit environ 65\% de remplissage} \\ \mathcal{P}_c = 360 \text{ W} \end{cases}$$

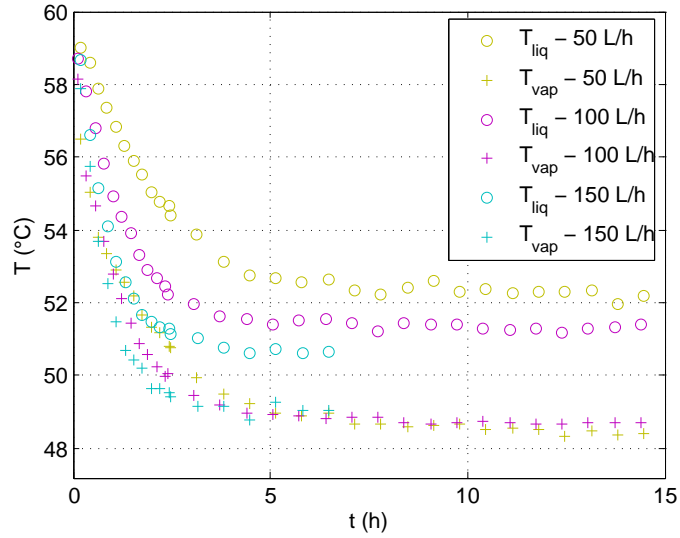


FIGURE 3.4: Influence du débit d'injection sur l'évolution temporelle des températures (seul 1 point sur 80 a été représenté pour $t < 2h30$ puis 1 point sur 240 pour la suite).

On observe que plus le débit d'injection est important, plus le refroidissement est rapide et plus la température de l'ES est faible. Ceci est en accord avec le fait qu'un grand débit d'injection correspond à une puissance de refroidissement élevée.

D'autre part, un grand débit d'injection favorise l'uniformisation de la température au sein de l'enceinte. En effet, l'écart entre les températures du liquide et de la vapeur, $T_{liq} - T_{vap}$, diminue lorsque le débit d'injection augmente. Ceci peut être expliqué par le fait que la surface libre est d'autant plus impactée par le spray que le débit est grand comme le montrent les photographies de la figure 3.5. D'une part, on observe que la longueur de pénétration du spray dans le bain liquide augmente avec le débit. D'autre part, le spray engendre le ballonnement de la surface libre pour $D_{V,inj} = 50$ et 100 L.h^{-1} et l'amplitude de ce ballonnement augmente avec le débit. Ainsi, la surface d'échange entre le liquide et la vapeur augmente avec le débit, c'est-à-dire qu'un grand débit favorise les échanges thermiques liquide-vapeur.

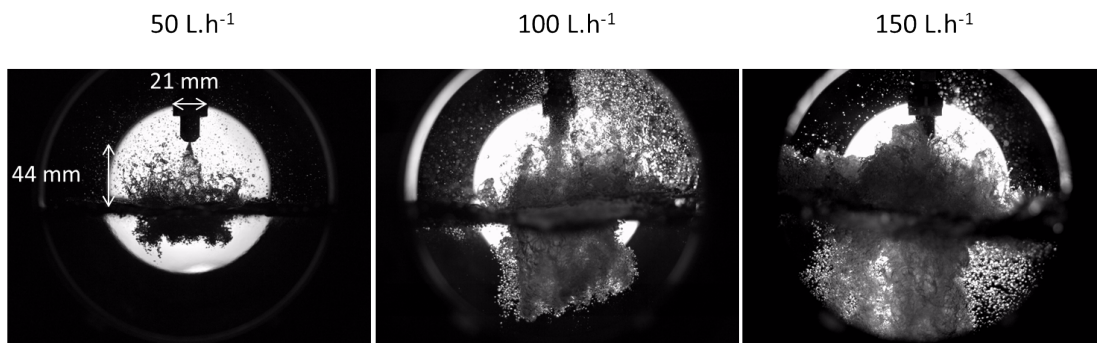


FIGURE 3.5: Influence du débit sur le profil de la surface libre. La surface libre est visualisée en ombroscopie réalisée à travers les deux hublots qui se font face dans l'enceinte d'essai comme illustré sur la figure 1.3 du chapitre 1.

Le spray libre a été caractérisé par ailleurs grâce à l'IPD (Interféromètre à Phase Döppler) pour trois débits d'injection différents : 50 L.h^{-1} , 75 L.h^{-1} , 100 L.h^{-1} . Au-delà de 100 L.h^{-1} , le spray est très dense et diffuse très fortement le rayon laser incident si bien que le signal reçu est trop faible pour être analysé correctement. Les rayons et les vitesses radiale et longitudinale des gouttes ont été mesurés en différentes positions dans l'enceinte d'essai : r et z correspondent

respectivement aux distances radiale et longitudinale par rapport à l'axe d'injection, l'injecteur se trouvant en $(r, z) = (0, 0)$. Les mesures sont reportées sur les figures 3.6.a, b et c. Les flèches rouges représentent chacune des composantes du vecteur vitesse, et les disques noirs représentent les gouttes. La taille d'une flèche est proportionnelle à la composante de vitesse qu'elle représente. La taille d'un disque est proportionnelle au diamètre de Sauter de la goutte qu'il représente.

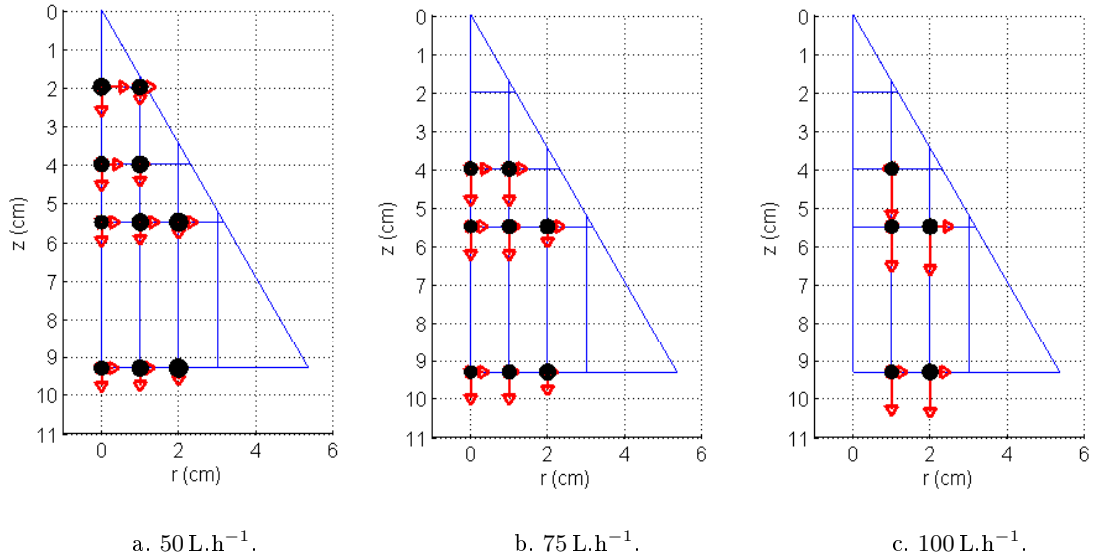


FIGURE 3.6: Cartographie des vitesses et rayons des gouttes issues de l'injecteur BF3 pour différents débits.

Certaines tendances se dégagent des mesures réalisées :

- les grosses gouttes se situent à l'extérieur du spray. Ceci est dû au fait que l'énergie centrifuge augmente avec l'inertie des gouttes.
- un débit d'injection plus grand crée en moyenne des gouttes de plus petit rayon mais plus rapide (cf tableau 3.1).
- la vitesse radiale diminue lorsqu'on s'éloigne de l'injecteur situé en $(r, z) = (0, 0)$, c'est-à-dire que le spray s'affaïsse au cours de sa propagation. A mesure que le spray se propage, la surface le délimitant, initialement en forme de cône, se transforme en cylindre.

Le tableau 3.1 rassemble le diamètre de Sauter moyen D_{32} ainsi que la vitesse longitudinale moyenne v_z . L'évolution des valeurs de diamètre et de vitesse avec le débit d'injection est physiquement cohérent. De plus, ces valeurs sont du même ordre de grandeur que celles prédites par la conservation du débit d'injection et un nombre de Weber critique de goutte de 12 (cf tableaux 2.4 et 2.5 de la partie 2.2.2.2).

3.1.3.2 Influence de la température d'injection

La figure 3.7 représente l'évolution des températures du liquide et de la vapeur au sein de l'enceinte pour trois températures d'injection différentes - 30 °C, 40 °C, 50 °C - et les paramètres suivants :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{injecteur BF3} \\ D_{V,inj} = 100 \text{ L.h}^{-1} \\ z_{liq} = 60 \text{ cm, soit environ 65\% de remplissage} \\ \mathcal{P}_c = 360 \text{ W} \end{array} \right.$$

TABLE 3.1: Valeurs moyennes du diamètre de Sauter et de la vitesse longitudinale des gouttes.

	D_{32} (μm)	v_z (m.s^{-1})
$D_{V,inj}$ (L.h^{-1})	90	3
	80	5
	75	7,5

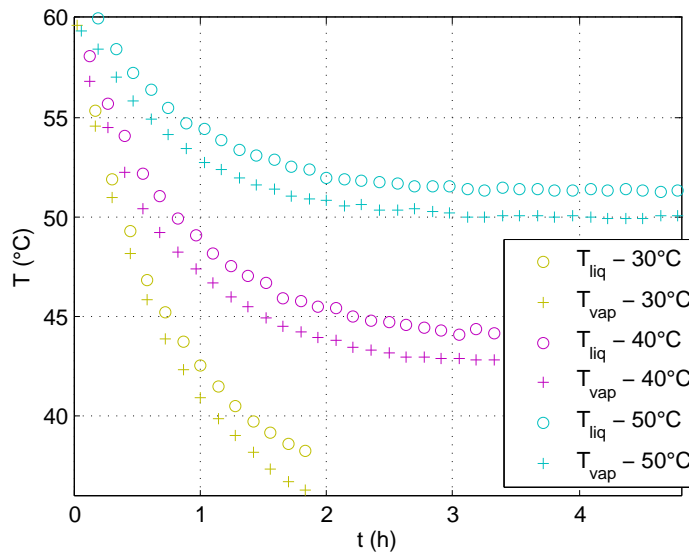


FIGURE 3.7: Influence de la température d'injection sur l'évolution temporelle des températures (seul 1 point sur 50 a été représenté).

On observe que plus la température d'injection est faible, plus la température de l'ES est faible. D'autre part, l'ES est atteint au bout de 3 h environ pour les températures d'injection 40°C et 50°C. L'enregistrement pour le cas $T_{inj} = 30^\circ\text{C}$ n'a pas été assez long pour atteindre l'ES.

3.1.3.3 Influence du remplissage

La figure 3.8 représente l'évolution des températures du liquide et de la vapeur au sein de l'enceinte pour deux niveaux initiaux de liquide différents - 30 cm et 60 cm (soit environ 30 % et 65 % de remplissage) - et les paramètres suivants :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{injecteur BF3} \\ D_{V,inj} = 100 \text{ L.h}^{-1} \\ T_{inj} = 40^\circ\text{C} \\ \mathcal{P}_c = 360 \text{ W} \end{array} \right.$$

On observe que plus le remplissage initial est faible, plus le refroidissement est rapide. D'autre part, la température de l'ES semble indépendante du remplissage initial.

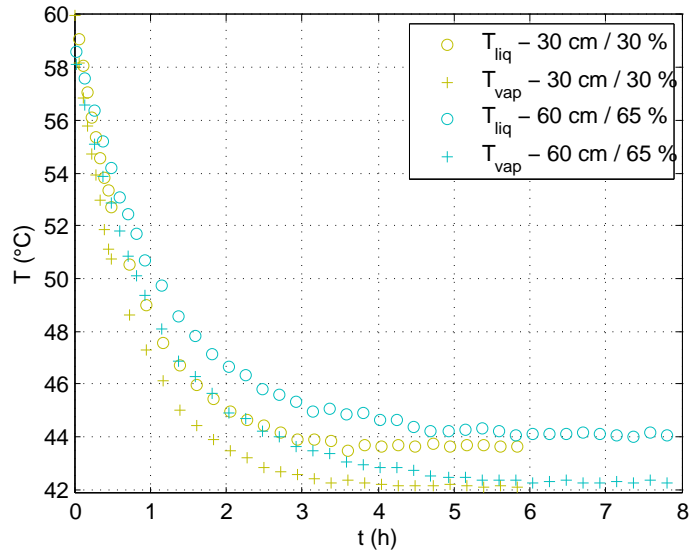


FIGURE 3.8: Influence du remplissage initial de l'enceinte sur l'évolution temporelle des températures (seul 1 point sur 40 a été représenté pour $t < 1$ h puis 1 point sur 80).

3.1.3.4 Influence de la puissance de chauffe

La figure 3.9 représente l'évolution des températures du liquide et de la vapeur au sein de l'enceinte pour deux puissances de chauffe différentes - 0 W et 360 W - et les paramètres suivants :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{injecteur BF3} \\ D_{V,inj} = 100 \text{ L.h}^{-1} \\ T_{inj} = 40^\circ\text{C} \\ z_{liq} = 30 \text{ cm, soit environ 30\% de remplissage} \end{array} \right.$$

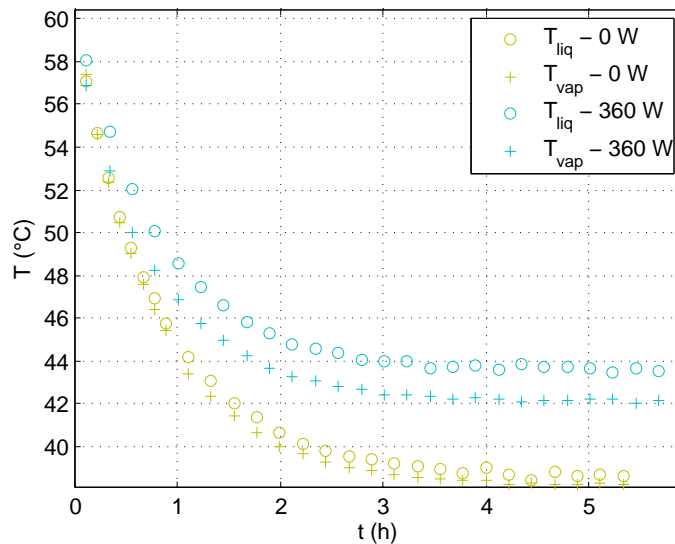


FIGURE 3.9: Influence de la puissance de chauffe sur l'évolution temporelle des températures (seul 1 point sur 40 a été représenté pour $t < 1$ h puis 1 point sur 80).

On observe que plus la puissance de chauffe est élevée, plus la température de l'ES est élevée. Ceci est dû au fait qu'une puissance de chauffe élevée favorise les phénomènes d'ébullition et de vaporisation. D'autre part, on peut noter que les paliers sont atteints au bout d'un temps

similaire (≈ 5 h). Enfin, il est important de remarquer que dans le cas où aucune puissance de chauffe n'est appliquée à l'enceinte ($\mathcal{P}_c = 0$ W), alors les températures du liquide et de la vapeur restent proches ($T_{liq} - T_{vap} < 0,7^\circ\text{C}$) au cours de la phase de refroidissement. Ainsi, dans ce cas, l'hypothèse fondatrice du modèle est vérifiée. Cette dernière remarque importante sera reprise et analysée dans la partie 3.1.4.1.

3.1.3.5 Influence de l'injecteur

La figure 3.10 représente l'évolution des températures du liquide et de la vapeur au sein de l'enceinte avec (BF3) et sans injecteur (jet), pour les paramètres suivants :

$$\begin{cases} D_{V,inj} = 100 \text{ L.h}^{-1} \\ T_{inj} = 40^\circ\text{C} \\ z_{liq} = 30 \text{ cm, soit environ 30\% de remplissage} \\ \mathcal{P}_c = 360 \text{ W} \end{cases}$$

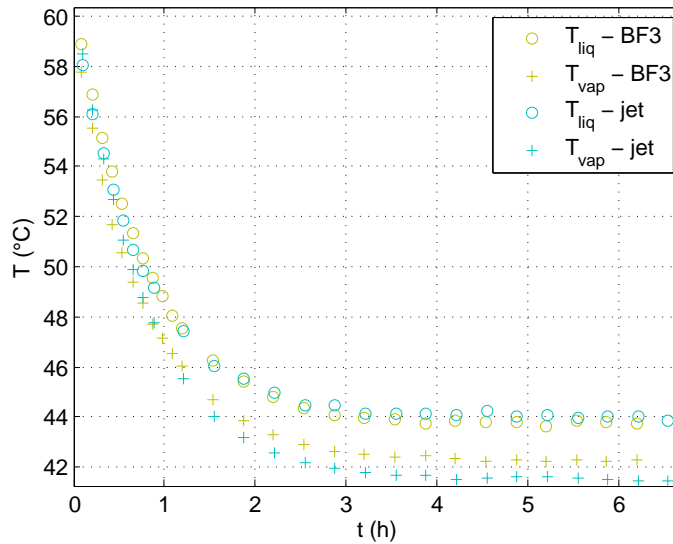


FIGURE 3.10: Influence de l'injecteur sur l'évolution temporelle des températures. $z_{liq} = 30$ cm (seul 1 point sur 40 a été représenté pour $t < 1$ h puis 1 point sur 80).

On observe que la présence d'un injecteur n'a qu'une influence très faible sur l'évolution temporelle de la température du liquide. Néanmoins, les températures liquide et vapeur sont légèrement plus proches dans le cas de l'injecteur BF3 : $T_{liq} - T_{vap}$ vaut $1,7^\circ\text{C}$ dans le cas de l'injecteur BF3 contre $2,5^\circ\text{C}$ dans le cas du jet. Ceci signifierait que la présence de l'injecteur permet une meilleure homogénéisation thermique du contenu de l'enceinte. L'influence de l'injecteur est accentuée pour un remplissage de l'enceinte d'essai plus important comme le montre la figure 3.11 où l'évolution temporelle des températures avec injecteur BF3 et sans injecteur est tracée dans le cas d'un remplissage initial $z_{liq} = 60$ cm. Ceci peut être expliqué par le fait que, dans le cas d'un remplissage plus important, la surface libre est plus proche de l'injecteur et donc davantage impactée par la présence ou non d'un injecteur. Les photographies de la figure 3.12 montrent l'impact d'un jet et d'un spray sur la surface libre pour un débit d'injection de 100 L.h^{-1} . On observe que le profil de la surface libre est beaucoup plus agité dans le cas du spray. Ceci peut être justifié par le fait que la vitesse d'injection et la surface d'impact sont plus grandes dans le cas du spray (même si ceci est probablement accentué par le fait que la distance entre l'orifice d'injection et la surface libre est deux fois plus petite dans le cas du spray). En effet, le diamètre de l'orifice de l'injecteur est environ dix fois plus petit que le diamètre du jet

à l'injection, ce qui implique une vitesse d'injection environ dix fois plus grande dans le cas de l'injecteur d'après la conservation du débit. D'autre part, le spray a une forme de cône ayant un angle au sommet de 60° environ. Sa surface d'impact sur la surface libre est donc bien supérieure à celle du jet qui est sensiblement égale à sa section perpendiculaire.

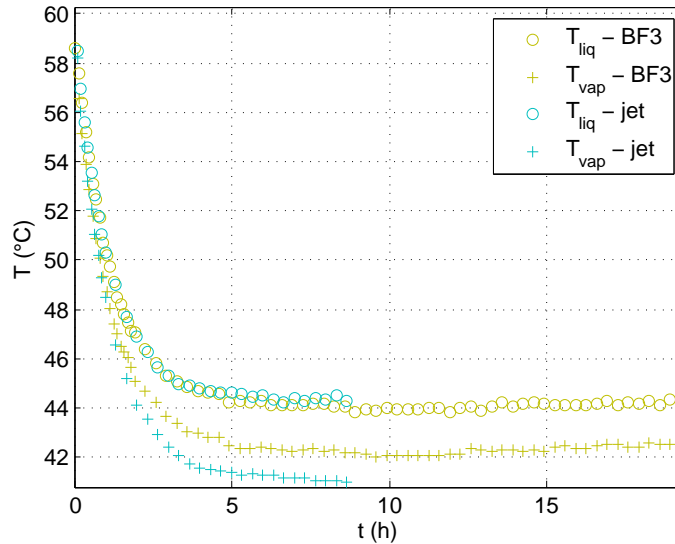


FIGURE 3.11: Influence de l'injecteur sur l'évolution temporelle des températures. $z_{\text{liq}} = 60$ cm.

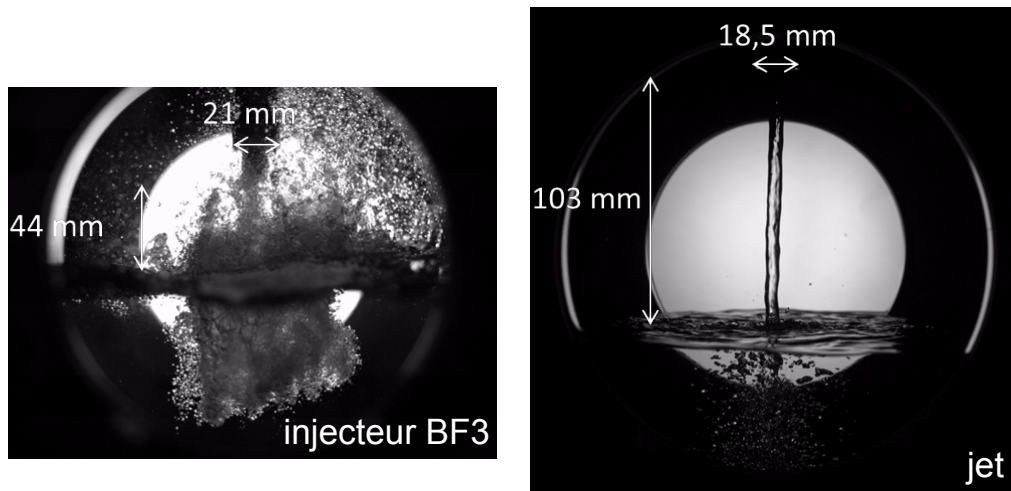


FIGURE 3.12: Influence de l'injecteur sur le profil de la surface libre. $D_{V,\text{inj}} = 100 \text{ L.h}^{-1}$.

3.1.4 Problèmes rencontrés

3.1.4.1 Résistance chauffante, prise de température liquide et absence de brassage du bain liquide

Comme le montre l'ensemble des courbes, la vitesse de décroissance de la température de vapeur est toujours supérieure à celle de la température du liquide, à part dans le cas où la puissance de chauffe est nulle (cf figure 3.9). En effet, dans ce cas précis, les courbes de décroissance se superposent, et l'hypothèse forte du modèle est alors respectée : les phénomènes de changement d'état (vaporisation et condensation), qui sont en compétition pour imposer la température au sein de l'enceinte, ont des temps caractéristiques similaires. En revanche, si la chauffe fonctionne,

les températures du liquide et de la vapeur ne se suivent plus. Notons que la résistance chauffante est placée en fond de cuve et qu'aucun brassage du liquide n'est effectué. A la vue des photographies des figures 3.5 et 3.12, il est clair que ni le spray ni le jet ne sont capables de réaliser un mélange efficace du liquide. Ainsi, il est très probable qu'un gradient important de température se crée au sein du liquide et, puisque la prise de température du liquide se situe au fond de l'enceinte, il est donc très probable que la température liquide mesurée soit bien supérieure à sa valeur moyenne sur le volume liquide. Cette « sur-estimation » de la température du liquide a une conséquence directe sur l'impact de la régulation de la température de l'enveloppe sur la phase de refroidissement, que nous allons étudier dans la partie qui suit.

3.1.4.2 Régulation de la température de l'enveloppe

Tout d'abord, il a été vérifié au cours de nombreuses expériences de refroidissement que la température de l'enveloppe est bien uniforme ($T_{env,corps} = T_{env,inf} = T_{env,sup}$).

D'autre part, la température de l'enveloppe est régulée sur la température du liquide. Or, dans le cas d'une expérience de refroidissement avec une puissance de chauffe (non uniforme, cf partie 3.1.4.1) non nulle, le liquide est toujours plus chaud que la vapeur car la résistance chauffante est placée dans le liquide. Ainsi, l'enveloppe, lorsqu'elle est régulée, contribue à l'injection d'une puissance supplémentaire indésirable au sein de l'enceinte. La figure 3.13 confronte les cas *avec* et *sans régulation* de la température de l'enveloppe pour un refroidissement par jet, avec chauffe, dont les paramètres sont les suivants :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{jet} \\ D_{V,inj} = 100 \text{ L.h}^{-1} \\ T_{inj} = 40 \text{ }^\circ\text{C} \\ z_{liq} = 30 \text{ cm, soit environ 30\% de remplissage} \\ \mathcal{P}_c = 360 \text{ W} \end{array} \right.$$

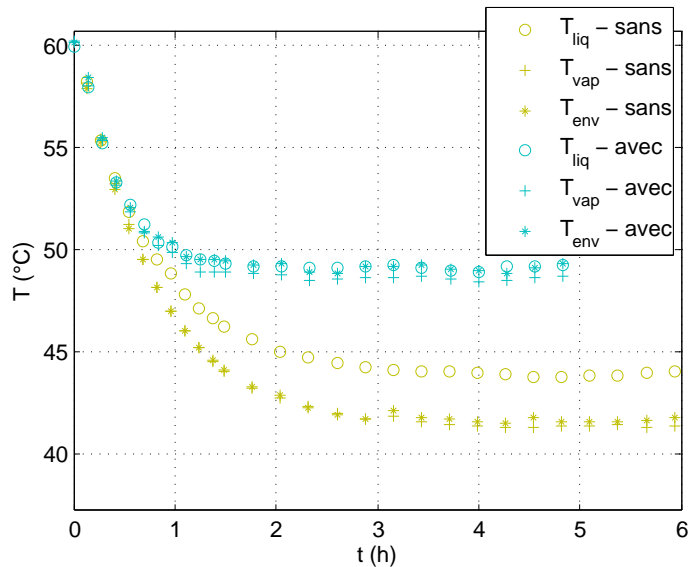


FIGURE 3.13: Régulation de la température d'enveloppe sur la température du liquide lors d'une phase de refroidissement avec chauffe.

Dans le cas *sans régulation*, l'enveloppe se refroidit par convection naturelle avec l'air de la salle d'expérience et par transfert thermique avec le contenu de l'enceinte. Son refroidissement est plus rapide que celui du liquide. La vapeur, dont la capacité thermique est beaucoup plus faible que celle du liquide ($C_{vap} \ll C_{liq}$ car $m_{vap} \ll m_{liq}$), suit la température de l'enveloppe. Dans le cas

avec régulation, la température est uniforme au sein de l'enceinte ($\forall t, |T_{vap}(t) - T_{liq}(t)| < 0,7^\circ\text{C}$) mais le refroidissement de l'enceinte est largement freiné par l'enveloppe, du fait de l'injection d'une puissance de chauffe supplémentaire comme expliqué dans le paragraphe précédent.

En conclusion, d'une part la régulation sur la température du liquide n'est pas satisfaisante dans la mesure où elle introduit un biais sur la chauffe effective de l'enceinte et, d'autre part, l'absence de régulation ne permet pas d'assurer l'égalité des températures du liquide et de la vapeur, mis à part dans la cas sans chauffe. On choisit donc l'option consistant à ne pas réguler afin d'éviter tout biais sur la puissance de chauffe, tout en prévoyant d'améliorer le modèle pour tenir compte des pertes associées à la différence de température entre l'enveloppe et le liquide. L'enveloppe se refroidit donc par convection naturelle ainsi que par transfert thermique avec le contenu de l'enceinte et, dans la plupart des cas explorés, le refroidissement de l'enveloppe est plus rapide que le refroidissement du contenu de l'enceinte. Pour pallier ce problème, on prévoit une future amélioration de l'expérience consistant à mettre au point la régulation de la température de l'enveloppe.

3.2 Confrontation modèle/expérience et amélioration du modèle

3.2.1 Confrontation sur l'expérience de référence sans chauffe

La figure 3.14 superpose les évolutions temporelles des températures mesurées au sein de l'enceinte - liquide, vapeur, enveloppe et injection - et le résultat du modèle appliqué à l'expérience de référence pour laquelle la puissance de chauffe a été supprimée :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{injecteur BF3} \\ D_{V,inj} = 100 \text{ L.h}^{-1} \\ T_{inj} = 40^\circ\text{C} \\ z_{liq} = 30 \text{ cm} \\ \mathcal{P}_c = 0 \text{ W} \end{array} \right.$$

Il faut signaler que les paramètres du modèle, ici le débit d'injection $D_{V,inj}$, la température d'injection T_{inj} et le niveau de liquide z_{liq} , sont mis à jour à chaque pas de temps en fonction de la valeur mesurée. D'autre part, supprimer le terme de chauffe permet de se placer dans le cadre de l'hypothèse fondatrice du modèle selon laquelle la température est uniforme au sein de l'enceinte au cours de la phase de refroidissement, comme le prouve la superposition des courbes expérimentales d'évolution temporelle du liquide et de la vapeur ($\forall t, |T_{vap}(t) - T_{liq}(t)| < 0,7^\circ\text{C}$).

L'évolution modèle de la température au sein de l'enceinte est représentée en pointillé sur la figure 3.14. Elle ajuste très bien les courbes expérimentales des températures du liquide et de la vapeur au cours de la première heure, puis tend à s'en éloigner, en surestimant de plus en plus la température au cours du temps, jusqu'à atteindre un ES dont la température est égale à la température d'injection, soit 40°C environ. Les coefficients (τ_{ES}, T_{ES}) issus des ajustements des températures expérimentales et modèle par des exponentielles décroissantes du type $t \mapsto T(t) = T_{ES} + (T_{max} - T_{ES})\exp(-t/\tau_{ES})$ sont reportés dans la table 3.2. Le temps caractéristique pour atteindre l'ES et la température de l'ES prédits par le modèle sont ainsi surestimés respectivement d'environ 7% et d'environ 5% par rapport aux résultats expérimentaux. La raison de cet écart est analysée dans le paragraphe qui suit.

3.2.2 Amélioration du modèle : prise en compte de la non adiabaticité de la paroi de l'enceinte d'essai

Les écarts entre les prédictions du modèle et les résultats expérimentaux peuvent être expliqués par la non-adiabaticité réelle de l'enceinte d'essai. En effet, le modèle fait l'hypothèse d'une paroi adiabatique ($\forall t, T_{liq}(t) = T_{vap}(t) = T_{env}(t)$), dont nous avons vu qu'elle n'était pas réalisée expérimentalement (cf figure 3.14). Pour améliorer l'accord entre l'expérience et le modèle, la

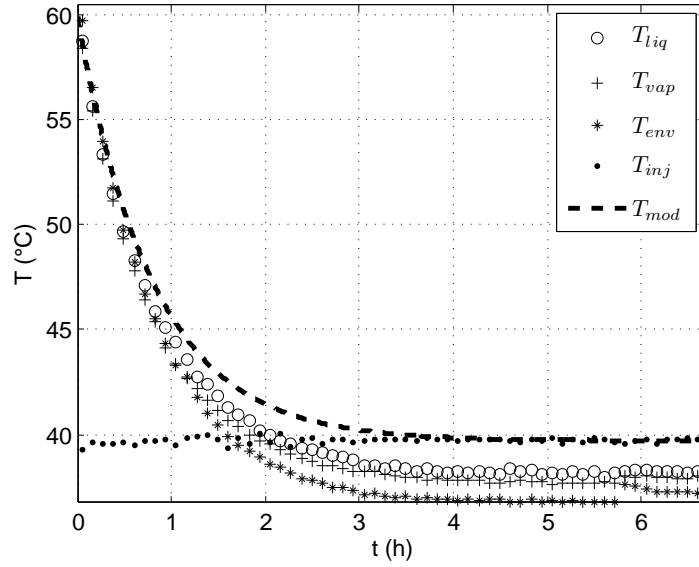


FIGURE 3.14: Evolutions expérimentales des températures de liquide, de vapeur, d'enveloppe et d'injection et prédiction du modèle.

TABLE 3.2: Coefficients d'ajustement des courbes de températures expérimentales et modèle par une exponentielle décroissante.

Courbe ajustée	τ_{ES} (s)	T_{ES} (°C)
$t \mapsto T_{liq}(t)$	2900	38,2
$t \mapsto T_{vap}(t)$	2760	37,8
$t \mapsto T_{mod}(t)$	2950	39,7

puissance de perte \mathcal{P}_p conducto-convective à la paroi est ajoutée à la modélisation. Il s'agit d'une puissance corrective, fondée sur les données expérimentales. Cette puissance corrective \mathcal{P}_p est représentée sur la figure 3.15 par l'intermédiaire des coefficients conducto-convectifs aux parois : h_{liq} et h_{vap} . Elle dépend du temps et s'exprime en fonction des données expérimentales T_{env} , T_{liq} et T_{vap} comme suit :

$$\mathcal{P}_p(t) = h_{liq} A_{liq} (T_{env}(t) - T_{liq}(t)) + h_{vap} A_{vap} (T_{env}(t) - T_{vap}(t))$$

où :

h_{liq} et h_{vap} sont respectivement les coefficients d'échange conducto-convectifs paroi-liquide et paroi-vapeur, $h_{liq} = 120 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ et $h_{vap} = h_{liq}/10$ (valeurs typiques pour un fluide non métallique [11]),

A_{liq} et A_{vap} sont les surfaces de l'enceinte en contact respectivement avec le liquide et la vapeur.

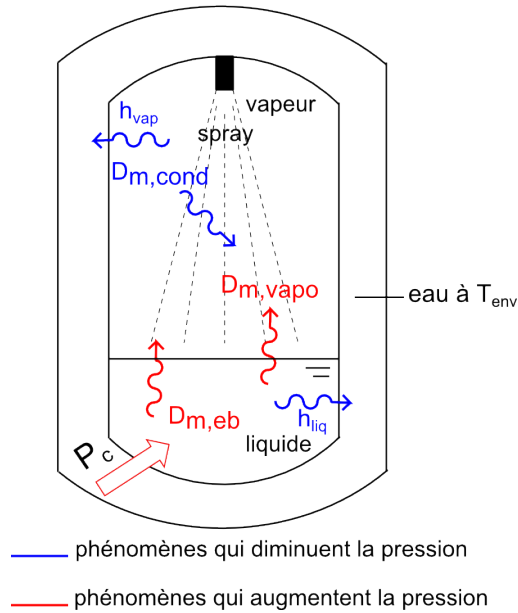


FIGURE 3.15: Illustration du modèle prenant en compte les pertes aux parois.

L'insertion de cette puissance de perte \mathcal{P}_p dans le modèle, mène à la courbe en trait plein de la figure 3.16. Le modèle *avec pertes*, plus réaliste physiquement, réalise un meilleur ajustement des courbes expérimentales que le modèle *sans perte*. En effet, l'écart relatif moyen entre la courbe modèle et la courbe expérimentale (liquide) passe de 2,6%, dans le cas du modèle *sans perte*, à 0,6%, dans le cas du modèle *avec pertes*.

L'utilisation des données expérimentales a permis d'introduire dans le modèle une puissance correctrice \mathcal{P}_p traduisant les pertes thermiques au niveau de la paroi de l'enceinte puisque celle-ci n'est pas adiabatique dans l'expérience réalisée (*i.e.* sans régulation de la température de l'enveloppe). Nous avons vérifié que le modèle corrigé permettait de prédire avec davantage de précision l'évolution de la température dans l'enceinte. Cependant, nous n'envisageons pas dans la suite du mémoire de travailler avec ce modèle corrigé puisque sa mise en oeuvre suppose de disposer des données expérimentales, alors même que l'on souhaite utiliser le modèle de façon prédictive donc sans plus faire appel à l'expérience. Dans la mesure où nous avons pu observer sur l'expérience de référence (sans chauffe) un accord déjà satisfaisant entre le modèle *sans perte* et les mesures réalisées, nous nous proposons désormais de valider le modèle *sans perte*. Naturellement, une autre stratégie possible aurait pu être d'améliorer la régulation de la température de l'enveloppe afin de supprimer le biais identifié sur la puissance de chauffe tout en assurant l'égalité des températures observées. Cette piste n'a pas été explorée dans le cadre des présents travaux faute de temps disponible : nous avons préféré exploiter l'expérience mise en place, en composant avec les défauts identifiés, et programmer cette amélioration de la régulation dans des travaux ultérieurs, que nous mentionnerons par la suite dans les perspectives de cette thèse. La validation du modèle *sans perte* s'appuie sur l'étude systématique de l'influence quantitative de chacun des paramètres ($D_{V,inj}$, T_{inj} , z_{liq} , \mathcal{P}_c) sur les valeurs expérimentales des coefficients (T_{ES}, τ_{ES}) qui caractérisent l'ajustement exponentiel décroissant de la température expérimentale du liquide.

3.3 Validation du modèle

L'enjeu de cette partie est de valider le modèle *sans perte* grâce aux données expérimentales. Rappelons que le modèle prédit les expressions suivantes pour la température T_{ES} de l'ES et le

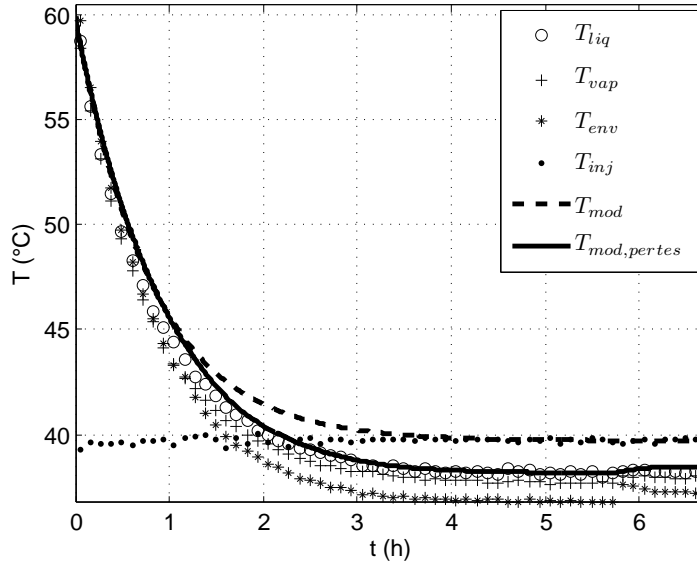


FIGURE 3.16: Evolutions expérimentales des températures de liquide, de vapeur, d'enveloppe et d'injection, et prédictions des modèles *avec* et *sans pertes*.

temps caractéristique τ_{ES} pour l'atteindre :

$$T_{ES} = T_{inj} + \frac{\mathcal{P}_c}{D_{m,inj} c_{V,liq}} \quad (3.1)$$

$$\tau_{ES} \sim \frac{m_{liq,max} c_{V,liq} + C_e}{D_{m,inj} c_{V,liq}} \quad (3.2)$$

En étudiant l'influence quantitative de chacun des paramètres ($D_{m,inj}$, T_{inj} , z_{liq} , \mathcal{P}_c) sur les valeurs expérimentales de T_{ES} et τ_{ES} , nous pourrions ainsi valider ou non le modèle simplifié. L'ensemble des expériences étudiées dans ce qui suit sont des refroidissements sans chauffe afin de se placer au plus proche de l'uniformité des températures au sein de l'enceinte. Les courbes conservées seront celles du liquide, pour lequel l'influence de la non adiabaticité de la paroi est moindre puisque son inertie thermique est plus grande que celle de la vapeur.

3.3.1 Influence quantitative du débit d'injection

La figure 3.17 présente les évolutions temporelles des températures expérimentales du liquide, de la vapeur et de l'enveloppe, ainsi que l'évolution de la température modèle, pour trois débits d'injection différents - 50 L.h^{-1} , 100 L.h^{-1} , 150 L.h^{-1} - et les paramètres suivants :

$$\begin{cases} \text{jet} \\ T_{inj} = 40^\circ\text{C} \\ z_{liq} = 60 \text{ cm, soit environ } 65\% \text{ de remplissage} \\ \mathcal{P}_c = 0 \text{ W} \end{cases}$$

Les coefficients de régression exponentielle $\tau_{ES,exp}$ et $T_{ES,exp}$ de la courbe $t \mapsto T_{liq}(t)$ sont reportés dans le tableau 3.3 pour les trois débits et confrontés aux valeurs obtenues grâce au modèle *sans perte*.

La température de l'ES est toujours très proche de la température prédite par le modèle, ici $T_{ES} = T_{inj} = 40^\circ\text{C}$ d'après la formule 3.1 car $\mathcal{P}_c = 0 \text{ W}$; l'écart relatif entre la température de l'ES obtenue expérimentalement et celle issue du modèle reste inférieur à 3%.

On remarque que le temps caractéristique $\tau_{ES,exp}$ est d'autant plus proche de la valeur modèle que le refroidissement est rapide et donc moins influencé par les pertes à la paroi. Ce temps

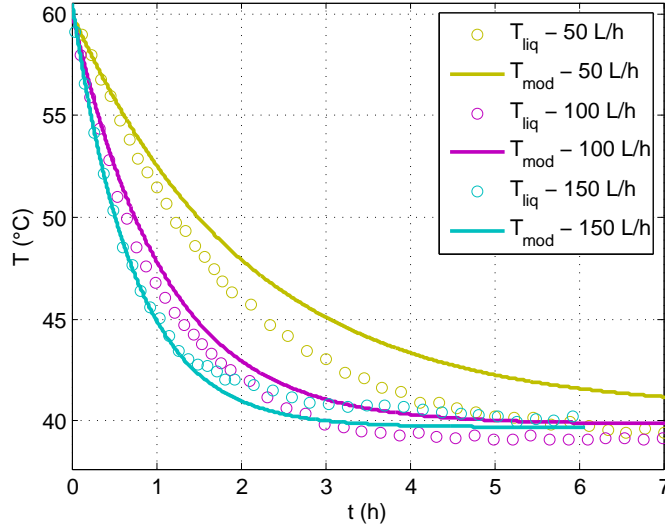


FIGURE 3.17: Evolutions expérimentale et modèle de la températures du liquide pour trois débits différents.

TABLE 3.3: Coefficients d'ajustement des courbes de températures expérimentales et modèles par une exponentielle décroissante pour trois débits différents.

$D_{V,inj}$ (L.h ⁻¹)	$\tau_{ES,exp}$ (s)	$T_{ES,exp}$ (°C)	$\tau_{ES,mod}$ (s)	$T_{ES,mod}$
50	6550	39,1	7920	40
100	3660	39,0	4090	40
150	2600	40,4	2750	40

caractéristique expérimental $\tau_{ES,exp}$ est tracé en fonction de $1/D_{V,inj}$ sur la figure 3.18. Son évolution est ajustée par une droite d'équation $y = ax$ dont le coefficient directeur vaut $a = 0,100 \text{ m}^3$. Le coefficient de corrélation entre la droite de régression et les points expérimentaux vaut 0,9999 : les points expérimentaux sont donc très bien ajustés par cette droite. Soulignons que la droite de régression doit nécessairement passer par l'origine du repère afin de traduire le fait que τ_{ES} tend vers 0 lorsque le débit d'injection tend vers l'infini.

D'après la formule 3.2, l'expression du coefficient directeur modèle est :

$$\frac{m_{liq,max} c_{V,liq} + C_e}{\rho_{liq} c_{V,liq}} \approx 0,118$$

L'écart relatif entre le coefficient directeur modèle et le coefficient directeur issu de l'ajustement des données expérimentales vaut 15%.

Finalement, le modèle reproduit convenablement l'influence du débit sur le temps caractéristique d'évolution thermique de l'enceinte et sur la température de l'ES. Pour conforter cette conclusion, des enregistrements à d'autres débits seront nécessaires.

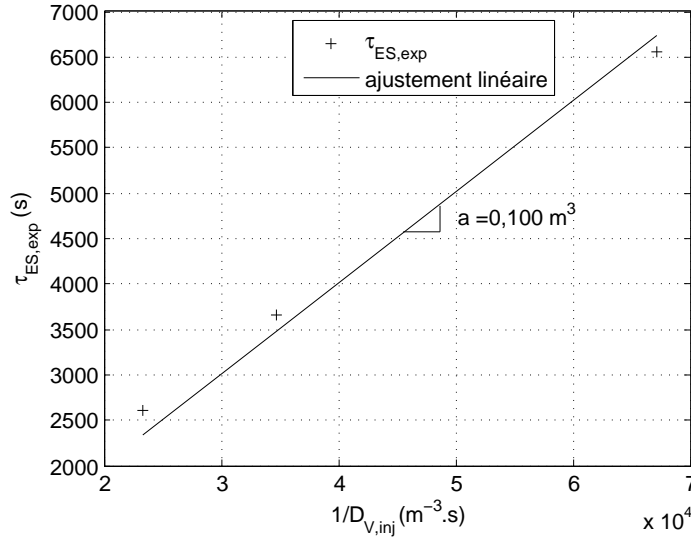


FIGURE 3.18: Régression linéaire des temps caractéristiques expérimentaux en fonction de l'inverse des débits. La droite de régression est une droite linéaire : le passage par le point (0,0) a été forcé.

3.3.2 Influence quantitative de la température d'injection

La figure 3.19 représente les évolutions des températures expérimentales du liquide, de la vapeur et de l'enveloppe, ainsi que l'évolution de la température modèle, pour trois températures d'injection différentes - 30 °C, 40 °C, 50 °C - et les paramètres suivants :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{jet} \\ D_{V,inj} = 100 \text{ L.h}^{-1} \\ z_{liq} = 60 \text{ cm, soit environ } 65\% \text{ de remplissage} \\ \mathcal{P}_c = 0 \text{ W} \end{array} \right.$$

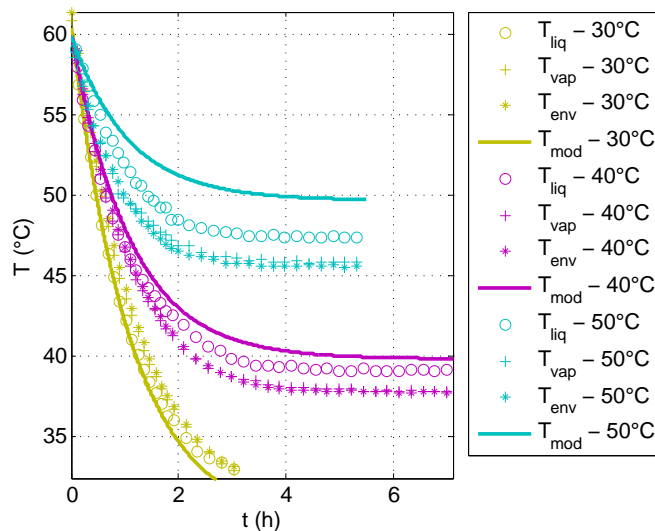


FIGURE 3.19: Evolutions expérimentale et modèle de la températures du liquide pour trois températures d'injection différentes.

Les coefficients de régression exponentielle $\tau_{ES,exp}$ et $T_{ES,exp}$ de la courbe $t \mapsto T_{liq}(t)$ sont reportés dans le tableau 3.4 pour les trois températures d'injection et confrontés aux valeurs obtenues grâce au modèle *sans perte*.

TABLE 3.4: Coefficients d'ajustement des courbes de températures expérimentales et modèles par une exponentielle décroissante pour trois températures différentes.

T_{inj} (°C)	$\tau_{ES,exp}$ (s)	$T_{ES,exp}$ (°C)	$\tau_{ES,mod}$ (s)	$T_{ES,mod}$
30	3920	30,9	4090	30
40	3660	39,0	4090	40
50	3490	47,2	4090	50

Le modèle prédit que le temps caractéristique d'évolution thermique de l'enceinte est indépendant de la température d'injection (cf formule 3.2). Cette prédiction est relativement bien respectée puisque l'écart type sur les trois valeurs expérimentales de τ_{ES} vaut 220 s, soit 6% de la moyenne. L'écart relatif moyen entre les temps caractéristiques expérimentaux et la valeur modèle vaut 10%.

D'autre part, les températures expérimentales de l'ES sont en excellent accord avec les valeurs modèles pour $T_{inj} = 30$ et 40°C : l'écart absolu est inférieur ou égal au degré. Cependant, pour $T_{inj} = 50^\circ\text{C}$, la phase de refroidissement est très influencée par les pertes à la paroi ($T_{env} - T_{liq} \approx 3^\circ\text{C}$), ce qui implique un écart absolu supérieur : il vaut 2,8°C.

Finalement, le modèle reproduit bien l'indépendance de la température d'injection sur le temps caractéristique pour atteindre l'ES.

3.3.3 Influence quantitative du remplissage

La figure 3.20 représente les évolutions des températures expérimentales du liquide, de la vapeur et de l'enveloppe, ainsi que l'évolution de la température modèle, pour deux niveaux liquide différents - 30 cm et 60 cm - et les paramètres suivants :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{jet} \\ D_{V,inj} = 100 \text{ L.h}^{-1} \\ T_{inj} = 40^\circ\text{C} \\ \mathcal{P}_c = 0 \text{ W} \end{array} \right.$$

Les coefficients de régression exponentielle $\tau_{ES,exp}$ et $T_{ES,exp}$ de la courbe $t \mapsto T_{liq}(t)$ sont reportés dans le tableau 3.5 pour les deux niveaux de remplissage et confrontés aux valeurs obtenues grâce au modèle *sans perte*.

Le modèle prédit que la température de l'ES est indépendante du remplissage initial de l'enceinte d'essai (cf formule 3.1). Cette prédiction est corroborée par les données expérimentales puisqu'on peut considérer que les deux courbes de refroidissement sont superposées pour $t > 4$ h (cf figure 3.20). L'écart absolu entre la température de l'ES prédite par le modèle et celle issue de l'exploitation des enregistrements expérimentaux vaut environ 1°C .

D'autre part, l'écart relatif maximum entre les temps caractéristiques d'évolution thermique de l'enceinte issus de l'exploitation des enregistrements expérimentaux et les temps caractéristiques prédits par le modèle vaut 12%.

Finalement, le modèle reproduit bien l'indépendance de la température de l'ES vis-à-vis du remplissage initial de l'enceinte d'essai. D'autre part, il mène à une estimation satisfaisante du

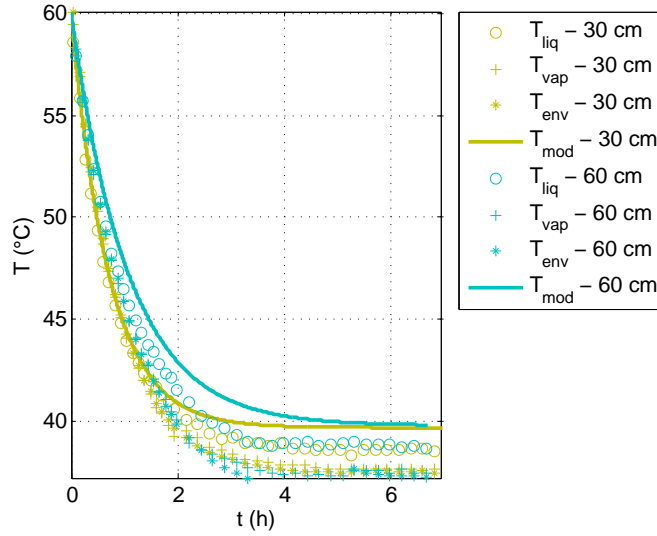


FIGURE 3.20: Evolutions expérimentales et modèles des températures de liquide, de vapeur et d'enveloppe pour deux remplissages différents.

TABLE 3.5: Coefficients d'ajustement des courbes de températures expérimentales et modèles par une exponentielle décroissante pour deux remplissages différents.

z_{liq} (cm)	$\tau_{ES,exp}$ (s)	$T_{ES,exp}$ (°C)	$\tau_{ES,mod}$ (s)	$T_{ES,mod}$
30	2710	38,7	2800	40
60	3660	39,0	4090	40

temps caractéristique d'évolution thermique de l'enceinte. Néanmoins, dans l'objectif de conforter ces conclusions, des enregistrements à d'autres niveaux de remplissage seront nécessaires.

3.3.4 Influence quantitative de la puissance de chauffe

La figure 3.21 représente les évolutions des températures expérimentales du liquide, de la vapeur et de l'enveloppe, ainsi que l'évolution de la température modèle, pour deux puissances de chauffe - 0 W et 360 W - et les paramètres suivants :

$$\begin{cases} \text{jet} \\ D_{V,inj} = 100 \text{ L.h}^{-1} \\ T_{inj} = 40 \text{ °C} \\ z_{liq} = 60 \text{ cm, soit environ 65\% de remplissage} \end{cases}$$

Les coefficients de régression exponentielle $\tau_{ES,exp}$ et $T_{ES,exp}$ de la courbe $t \mapsto T_{liq}(t)$ sont reportés dans le tableau 3.6 pour les deux puissances de chauffe et confrontés aux valeurs obtenues grâce au modèle *sans perte*.

Le modèle prédit que le temps caractéristique d'évolution thermique de l'enceinte est indépendant de la puissance de chauffe (cf formule 3.2). Cette prédiction est relativement bien respectée puisque l'écart type sur les deux valeurs expérimentales de τ_{ES} vaut 50s, soit moins

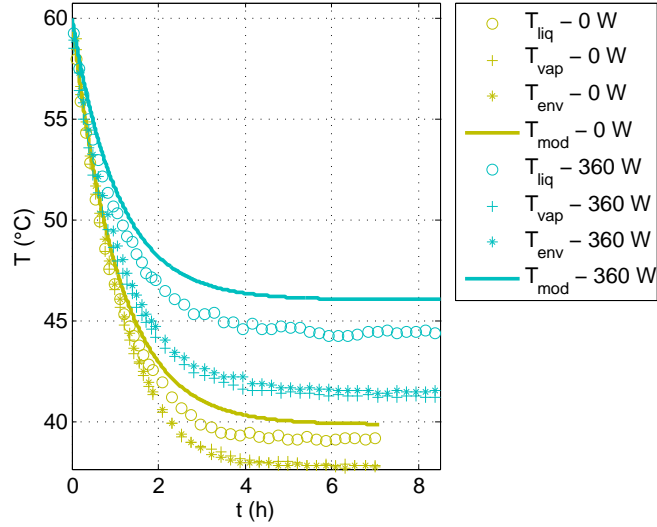


FIGURE 3.21: Evolutions expérimentales et modèles des températures de liquide, de vapeur et d'enveloppe pour deux puissances de chauffe différentes.

de 2% de la moyenne. L'écart relatif moyen entre les temps caractéristiques expérimentaux et la valeur modèle est inférieur à 7%.

La température expérimentale de l'ES est en bon accord avec les valeurs modèles pour $\mathcal{P}_c = 0 \text{ W}$: l'écart absolu vaut $1,0^\circ\text{C}$. Cependant, pour $\mathcal{P}_c = 360 \text{ W}$, l'hypothèse fondatrice du modèle est rapidement mise en défaut - $T_{env} - T_{liq} > 1^\circ\text{C}$ pour $t > 2 \text{ h}$ - ce qui implique une surestimation de l'écart $T_{ES} - T_{inj}$: il vaut 6°C dans le cas modèle contre $4,4^\circ\text{C}$ dans le cas expérimental, ce qui correspond à un écart relatif de 27%.

En introduisant dans le modèle une puissance de perte conducto-convective à la paroi, comme cela a été fait dans la partie 3.2.2, on obtient pour la température de l'ES $T_{ES,mod,pertes}$ des valeurs plus proches de la réalité (cf tableau 3.6).

L'expression de $T_{ES,mod,pertes}$ peut être établie en réalisant un bilan de puissance sur l'enceinte d'essai à l'état stationnaire. On obtient :

$$T_{ES} = \frac{P_c + D_{m,inj} c_{V,liq} T_{inj} + (h_{liq} A_{liq} + h_{vap} A_{vap}) T_{env,ES}}{D_{m,inj} c_{V,liq} + h_{liq} A_{liq} + h_{vap} A_{vap}}$$

où les valeurs de h_{liq} et h_{vap} sont les mêmes que celles utilisées dans la partie 3.2.2 et où $T_{env,ES}$ dépend de la puissance de chauffe (cf figure 3.21).

TABLE 3.6: Coefficients d'ajustement des courbes de températures expérimentales et modèles par une exponentielle décroissante pour deux puissances de chauffe différentes.

\mathcal{P}_c (W)	$\tau_{ES,exp}$ (s)	$T_{ES,exp}$ ($^\circ\text{C}$)	$\tau_{ES,mod}$ (s)	$T_{ES,mod}$	$T_{ES,mod,pertes}$
0	3660	39,0	4090	40	38,6
360	3760	44,4	4090	46	43,5

Finalement, le modèle reproduit bien l'indépendance du temps caractéristique d'évolution thermique de l'enceinte vis-à-vis de la puissance de chauffe. Cependant, le modèle *sans perte*, dont l'hypothèse fondatrice est mise en défaut pour $\mathcal{P}_c \neq 0\text{ W}$, ne donne pas une estimation précise de la température de l'ES pour une puissance de chauffe non nulle. Pour conforter ces conclusions, des enregistrements à d'autres puissances de chauffe seront nécessaires.

3.4 Conclusions et perspectives

Le modèle simplifié prédit de manière satisfaisante l'ensemble des phases de refroidissement explorées. Les désaccords qui persistent sont dus à la non-adiabaticité de la paroi comme le souligne la partie 3.2.2. Ils peuvent être éliminés grâce à l'ajout *a posteriori* d'un terme de pertes conducto-convectives à la paroi. Ils pourront être éliminés à l'avenir grâce à la mise au point de la régulation de la température de l'enveloppe sur la température du liquide.

Dans le chapitre suivant, le modèle ainsi validé va être adapté au cas du système réel, présenté en introduction du mémoire. Il sera complété par le dimensionnement du circuit de refroidissement afin de procéder à l'optimisation du système de contrôle réel.

Chapitre 4

Optimisation du système de contrôle

Le dernier chapitre de ce mémoire va aborder le cas réel d'un réservoir d'ergol cryogénique, embarqué au sein d'un lanceur et contenant par exemple de l'hydrogène. Notre objectif est d'optimiser dans ce cas la performance du système de contrôle thermodynamique de la pression dans le réservoir. Notons que l'étude est réalisée pour un réservoir soumis à une accélération - de pesanteur sur Terre ou résultant de la poussée dans le cadre d'une mission - de telle sorte que le liquide se situe au fond du réservoir. Cette optimisation de la performance du système réel suppose : i) de caractériser le système de contrôle réel, c'est-à-dire en particulier de définir le circuit de refroidissement qui permet de produire un spray sous-refroidi ; ii) de définir de façon pertinente un ou des critères de performance du système de contrôle. La partie 1 du présent chapitre sera consacrée à la description du système de contrôle réel ; la partie 2 proposera un critère de performance du système de contrôle qui s'appuie sur le gain net en masse d'ergol ; dans la mesure où ce gain net suppose de prendre en compte la pénalité en masse introduite par les circuits de refroidissement et d'injection, la partie 3 du chapitre proposera une estimation de cette pénalité ; enfin, la partie 4 s'appuiera sur les éléments rassemblés dans les sections précédentes pour mener à bien une démarche d'optimisation du système de contrôle réel, en faisant appel au modèle théorique validé au chapitre 3.

4.1 Système de contrôle réel

4.1.1 Description

4.1.1.1 Schéma de principe

Le schéma de principe du système de contrôle réel du contenu d'un réservoir est décrit sur la figure 4.1. Afin de suivre l'état thermodynamique du fluide en chaque point des circuits d'injection (de a à c) et de refroidissement (de 1 à 3, 4 ou 5), chacune des étapes de transformation est reportée sur le diagramme température-entropie (T-S) de la figure 4.2.

La première originalité de notre travail a été de définir et de dimensionner le circuit de refroidissement, représenté en bleu sur la figure 4.1, du système de contrôle réel de la pression au sein du réservoir. La seconde originalité a été de quantifier et d'optimiser la performance d'un tel système de contrôle. Pour cela, nous avons proposé des critères de performance, qui seront détaillés dans la partie 4.1.2.2.

Le circuit d'injection, en rouge sur la figure 4.1, est fondé sur le système TVS Spray-Bar de la NASA [14], évoqué dans l'introduction de ce mémoire de thèse. Il est également identique à celui évoqué dans la description du dispositif expérimental (cf partie 1.2.1). Son rôle est de prélever un débit $D_{m,inj}$ de liquide en fond de réservoir (point a de la figure 4.1) et, après refroidissement dans l'échangeur de chaleur, de le réinjecter sous forme de spray en haut du réservoir (point c

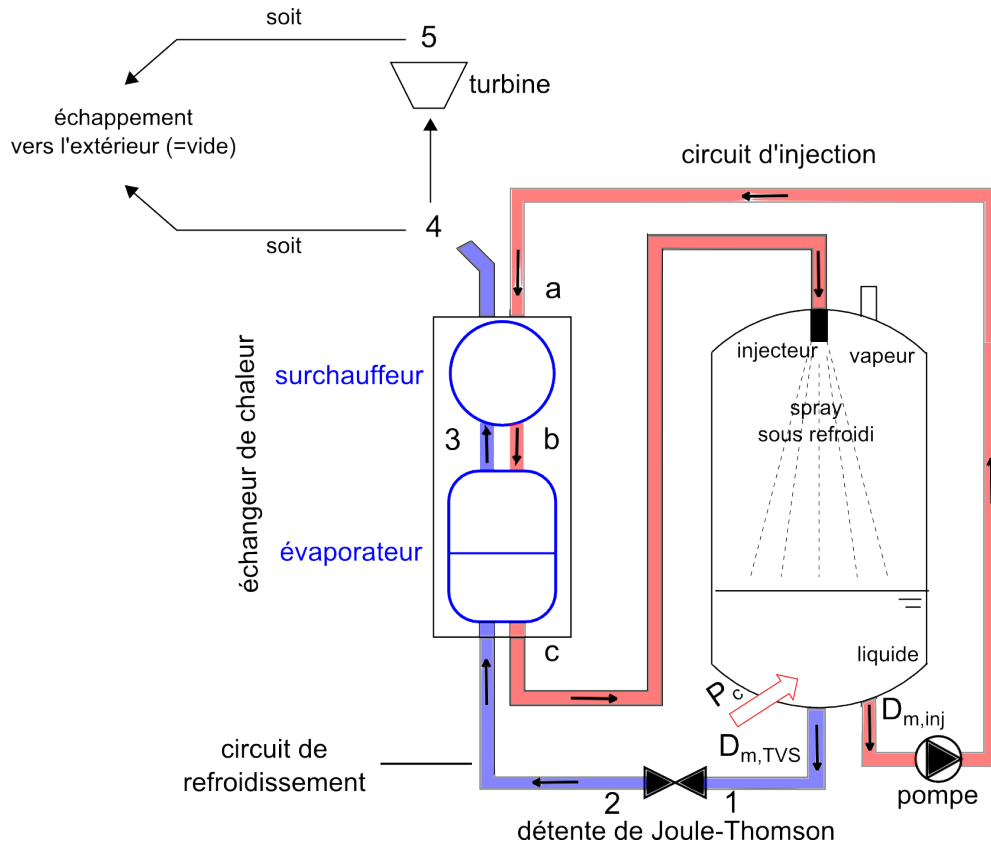


FIGURE 4.1: Schéma de principe du système de contrôle réel.

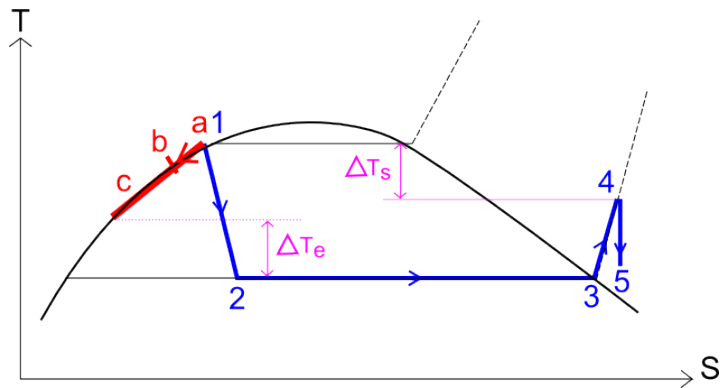


FIGURE 4.2: Suivi de l'état thermodynamique du fluide des circuits d'injection et de refroidissement sur un diagramme T-S. Les courbes en pointillé à l'extérieur de la courbe d'équilibre représentent les isobares.

de la figure 4.1). Si le débit d'injection et le sous-refroidissement sont suffisants, le spray permet d'abaisser la pression au sein du réservoir. Comme le montre la figure 4.2, le liquide du circuit d'injection suit la courbe d'ébullition de a à c, dans le sens des températures décroissantes.

Le circuit de refroidissement, en bleu sur la figure 4.1, remplace l'échangeur de chaleur à eau perdue du circuit d'injection décrit dans la présentation du dispositif expérimental (cf chapitre 1, partie 1.2.5) et inadapté pour un système de contrôle qui doit être embarqué en vol. Ce circuit permet de refroidir le liquide du circuit d'injection de la manière suivante : un débit $D_{m,TVS}$ de liquide est prélevé en fond de réservoir (point 1) puis traverse un détendeur de Joule-Thomson, dans lequel il subit une détente isenthalpique. Il en ressort partiellement vaporisé et à une température plus faible (point 2) comme l'illustre le diagramme entropique de la figure 4.2. Le mélange liquide-vapeur traverse ensuite un évaporateur dans lequel le liquide achève sa

vaporisation (palier 2 \rightarrow 3 de la figure 4.2) en prélevant l'énergie nécessaire - une fraction de la chaleur latente - au liquide du circuit d'injection, de telle sorte que la température de ce dernier diminue du point b au point c. La vapeur saturante issue de l'évaporateur (point 3, figure 4.1) peut être surchauffée au contact du liquide du circuit d'injection - dont la température diminue alors du point a au point b (cf figure 4.2) - avant d'être relâchée dans l'état 4 (cf figure 4.2). L'utilité du surchauffeur sera discutée dans la partie 4.3.1.3. Enfin, il existe une alternative à cet échappement direct de la vapeur dans l'état 4, qui consiste à placer une turbine au point 4 afin de récupérer l'énergie résiduelle de la vapeur dans le but d'alimenter la pompe. La vapeur subit alors une détente idéalement isentropique et est relâchée dans l'état 5 (cf figure 4.2), au-dessus de la courbe de rosée. La possibilité de turbiner sera discutée dans la partie 4.3.2.2.

On peut noter que, quel que soit son état thermodynamique, la quantité de vapeur relâchée traduit une partie du coût du refroidissement du fluide du circuit d'injection.

On peut dès à présent remarquer que, pour que l'échangeur de chaleur fonctionne, deux conditions doivent être remplies :

- d'une part, l'abaissement de température imposé par la détente de Joule-Thomson $|\Delta T_{JT}|$ (où $\Delta T_{JT} = T_2 - T_1$) doit être supérieur à l'écart absolu de température souhaité entre le contenu du réservoir et le fluide réinjecté $|\Delta T_{inj}|$ (où $\Delta T_{inj} = T_c - T_a$), c'est-à-dire :

$$\begin{aligned} |\Delta T_{JT}| &> |\Delta T_{inj}| \\ \Leftrightarrow \Delta T_{JT} < \Delta T_{inj}, & \quad \text{car } \Delta T_{JT} < 0 \text{ et } \Delta T_{inj} < 0 \\ \Leftrightarrow T_2 - T_1 < T_c - T_a \\ \Leftrightarrow \Delta T_e = T_c - T_2 > 0, & \quad \text{car } T_1 = T_a \end{aligned}$$

- d'autre part, la température de la vapeur relâchée au point 4 doit être inférieure à la température du liquide contenu dans le réservoir, soit :

$$\Delta T_s = T_a - T_4 > 0$$

Ces deux paramètres ΔT_e et ΔT_s sont fixés à 5°C par la suite. Notons qu'ils pourront être pris comme paramètres d'études dans les développements ultérieurs à cette thèse. Pour l'instant, cette valeur numérique de 5°C est un compromis entre un très petit $\Delta T_{e,s}$, qui implique une surface d'échange pour l'échangeur très grande et donc très pénalisante pour un système qui doit être embarqué en vol, et un très grand $\Delta T_{e,s}$, qui oblige à relâcher une masse très importante d'ergol, ce qui est exclu lors d'une mission de longue durée.

4.1.1.2 Différences par rapport au dispositif expérimental

On peut identifier deux différences principales entre le système de contrôle réel, que nous qualifierons de *système TVS*, et le système de contrôle réalisé dans le dispositif expérimental précédemment étudié.

D'une part, le refroidissement du liquide contenu dans le circuit d'injection est réalisé par un échangeur de chaleur chaud-froid à eau perdue dans le cas du dispositif expérimental, alors que, dans le cas du système TVS, cette fonction est assurée par le circuit de refroidissement. Cette évolution est nécessaire pour un système de contrôle qui doit être embarqué en vol.

D'autre part, c'est la température d'injection qui est fixée dans le cas du dispositif expérimental alors que, dans le cas du système TVS, c'est la différence entre la température d'injection et la température du fluide contenu dans l'enceinte qui est fixée. Ceci est imposé par la présence

de la détente de Joule-Thomson, qui fixe le rapport de pression entre le point 1 et le point 2, et donc la différence de température entre le liquide injecté et le fluide contenu dans le réservoir.

4.1.2 Définition de la performance

4.1.2.1 Définition qualitative

La première condition que doit remplir le système de contrôle réel (figure 4.1) est de relâcher moins d'ergol que ne le ferait un système de référence, par exemple le système DV, pour une phase de contrôle identique. Les phases de contrôle auxquelles nous nous sommes intéressés, et qui seront décrites dans la partie 4.2.1, sont la phase de contrôle avant redémarrage moteur et la phase de contrôle pseudocyclique chauffe/spray suivie d'un redémarrage moteur. Il est évidemment possible d'en étudier d'autres. Dans le système TVS, les circuits d'injection et de refroidissement contiennent une quantité d'ergol, que nous qualifierons de *masse inutile*, qui ne pourra pas être utilisée par le système de propulsion. D'autre part, le système réel doit pouvoir être embarqué en vol. Ainsi, pour que le système soit pérenne, l'économie qu'il apporte en terme de carburant doit être supérieure à la pénalité en masse générée par les circuits d'injection et de refroidissement. Définir un indice de performance qui prenne en compte ces aspects constitue donc une étape déterminante et nécessaire dans la conception de ce système de contrôle.

4.1.2.2 Définition quantitative

Pour une phase de contrôle déterminée, la masse m_+ d'ergol économisée grâce au système TVS s'exprime comme :

$$m_+ = m_{DV} - (m_{TVS} + m_{inutile})$$

où :

m_{DV} est la masse d'ergol relâchée par le système de référence (système DV) au cours de la phase de contrôle étudiée,

m_{TVS} est la masse d'ergol relâchée par TVS au cours de la même phase de contrôle,

$m_{inutile}$ est la masse d'ergol contenue dans les circuits de refroidissement et d'injection, qui ne pourra pas être utilisée pour alimenter le système de propulsion.

D'autre part, la pénalité en masse m_- imposée par les circuits de refroidissement et d'injection est :

$$m_- = m_{pompe} + m_{pompe,alim} + m_{pompe,com} + m_{JT} + m_X$$

où :

m_{pompe} est la masse de la pompe,

$m_{pompe,alim}$ est la masse de son alimentation,

$m_{pompe,com}$ est la masse de son électronique de commande,

m_{JT} est la masse du détendeur de Joule-Thomson,

m_X est la masse de l'échangeur de chaleur, qui comprend l'évaporateur et le surchauffeur.

D'après ce qui a été dit dans la partie 4.1.2.1, l'indice de performance doit prendre en compte positivement l'économie d'ergol réalisée par le système TVS par rapport à un système DV et négativement la pénalité en masse imposée par l'ajout des circuits de refroidissement et d'injection. A cela s'ajoute le fait qu'un gain d'ergol est toujours valorisé par rapport à un gain de masse sèche d'un facteur de valorisation α_v [1]. Enfin, pour faciliter son interprétation, nous souhaitons

définir un indice de performance sans dimension. Ainsi, le choix d'indice de performance ϵ s'est porté sur la relation suivante :

$$\epsilon = 100. \frac{\alpha_v m_+ - m_-}{m_{ergol,i}}, \quad \text{avec } \alpha_v \approx 1,8 \quad (4.1)$$

où $m_{ergol,i}$ est la masse d'ergol contenue dans le réservoir au début de la phase de contrôle étudiée.

L'indice de performance traduit le bénéfice (si $\epsilon > 0$) ou le déficit (si $\epsilon < 0$) apporté par l'utilisation du système TVS par rapport au système DV, en pourcentage de la masse d'ergol initialement présente dans le réservoir.

Il est à noter que cette définition quantitative de la performance est un des points qui avait été analysé dans l'introduction comme manquant dans la littérature relative aux systèmes de contrôle de la pression dans les réservoirs.

Insistons sur le fait que la formule (4.1) indique qu'une valeur positive de l'indice de performance ϵ signifie qu'il est pertinent d'utiliser le système TVS plutôt que le système de référence (système DV) pour contrôler la pression au sein du réservoir au cours d'un vol. Plus la valeur atteinte par ϵ est élevée, plus le système de contrôle TVS est intéressant par rapport à une simple stratégie DV.

Enfin, pour calculer le coefficient de performance du système TVS par rapport au système de référence, il faut tout d'abord expliciter le gain d'ergol $m_{DV} - m_{TVS}$ pour une phase de contrôle donnée (partie 4.2), puis il faut dimensionner chacun des éléments des circuits d'injection et de refroidissement afin d'estimer leur masse ainsi que la masse d'ergol inutile contenue dans ces deux circuits (partie 4.3). Nous disposerons alors de tous les éléments nécessaires pour mener une étude d'optimisation du dispositif de contrôle (partie 4.4).

4.2 Calcul du gain d'ergol

Le gain d'ergol $m_{DV} - m_{TVS}$ dépend de la phase de contrôle étudiée, c'est pourquoi deux cas typiques de contrôle seront détaillés avant de calculer explicitement ce gain.

Avant de détailler les phases de contrôle auxquelles nous nous sommes intéressés, rappelons que le système TVS, objet de l'étude, est dédié aux missions spatiales longue-durée, pour lesquelles le moteur du lanceur doit pouvoir être redémarré. En effet, même si l'attraction mutuelle des corps (attraction planète-lanceur) est utilisée pour diriger le lanceur et ajuster sa vitesse au cours d'une mission, il est parfois nécessaire de corriger sa trajectoire en utilisant le moteur [5], qu'il faut alors redémarrer.

Ainsi, nous nous intéresserons à deux cas typiques de contrôle, qui incluent chacun un redémarrage moteur.

4.2.1 Deux cas typiques de contrôle

4.2.1.1 Contrôle avant redémarrage moteur

L'évolution de la pression au sein du réservoir lors de la phase de préparation au redémarrage moteur est décrite sur la figure 4.3. A la fin d'une telle phase, le liquide doit être sous-refroidi dans le but d'éviter le phénomène de cavitation dans le moteur. Ainsi, le réservoir doit subir successivement un refroidissement - au cours duquel le contenu du réservoir passe d'un état saturé à P_i ($P_i \approx 3$ bar dans le cas des réservoirs d'ergols) à un état saturé à P_f ($P_f \approx 1$ bar dans le cas des réservoirs d'ergols) - puis une pressurisation rapide à l'hélium, qui peut donc être considérée comme adiabatique, au cours de laquelle la pression augmente dans le réservoir tandis

que la température varie peu, de manière à obtenir le liquide sous-refroidi. Que le refroidissement entre les deux états saturés (entre traits verticaux pointillés sur la figure 4.3) soit effectué par DV ou par TVS, une certaine masse d'ergol est relâchée. Le calcul de cette masse d'ergol est réalisé dans les parties 4.2.2 et 4.2.3.

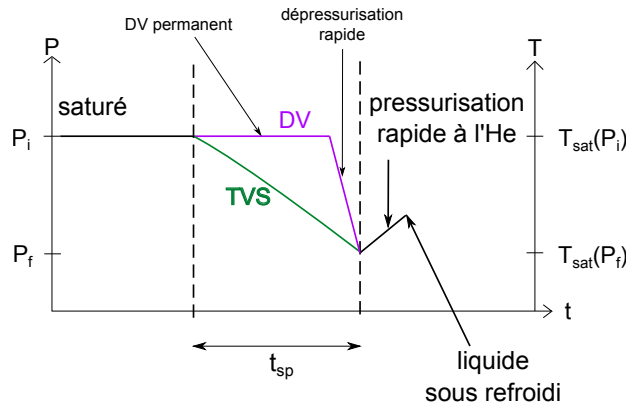


FIGURE 4.3: Evolution de la pression au sein du réservoir lors du contrôle de la pression avant le redémarrage moteur.

4.2.1.2 Contrôle pseudocyclique chauffe/spray suivi d'un redémarrage moteur

Entre deux redémarrages moteur, la pression au sein du réservoir doit être maintenue autour d'une pression prescrite P_{pr} ($P_{pr} \approx 3$ bar dans le cas des réservoirs d'ergols) pour ne pas endommager le réservoir. Comme la puissance thermique reçue par le réservoir au cours du vol peut varier, il est judicieux d'effectuer un contrôle pseudocyclique, qui alterne des phases de chauffe (dues au flux solaire) et de refroidissement entre deux valeurs de pression P_{min} et P_{max} telles que $P_{min} < P_{pr} < P_{max}$. Un contrôle permanent qui maintiendrait la pression à la valeur prescrite est moins approprié. En effet, dans ce dernier cas, si la puissance de chauffe augmente brutalement, la pression au sein du réservoir risque de dépasser la valeur prescrite avant que les paramètres d'injection n'aient pu être corrigés pour pallier l'augmentation de puissance reçue.

Cette phase de contrôle pseudocyclique est maintenue pendant un temps appelé temps de contrôle pseudocyclique, noté t_{cpc} , puis, quel que soit l'état thermodynamique du réservoir au bout de ce temps de contrôle avant redémarrage, l'ergol doit être ramené à l'état saturé à la pression P_{min} , condition du redémarrage moteur. Le temps nécessaire pour que le réservoir atteigne l'état saturé à P_{min} est noté t_r , « r » pour « redémarrage ».

Deux cycles de contrôle successifs suivis de la préparation du réservoir au redémarrage moteur sont dessinés sur la figure 4.4 en vert. Les phases de chauffe et de refroidissement sont identiques à celles réalisées grâce au dispositif expérimental à un détail près : le niveau de liquide au sein du réservoir diminue lors des phases de refroidissement. Par conséquent, l'état initial du réservoir au début d'un cycle n'est pas le même en terme de quantité de matière que l'état initial du cycle précédent, ainsi le temps de chauffe et le temps de spray diminuent au cours du temps. C'est pourquoi cette phase de contrôle est qualifiée de pseudocyclique.

La phase de contrôle de référence effectuée par le système DV est représentée sur la figure 4.4 en violet. Elle consiste à maintenir la pression à P_{max} pendant la phase de contrôle pseudocyclique du système TVS ($0 < t < t_{cpc}$) ainsi que pendant la préparation du réservoir au redémarrage moteur ($t_{cpc} < t < t_{cpc} + t_r$), puis à faire passer très rapidement le réservoir de l'état saturé à P_{max} à l'état saturé à P_{min} .

Enfin, notons que la diminution de la quantité d'ergol dans le réservoir traduit une partie du coût du refroidissement.

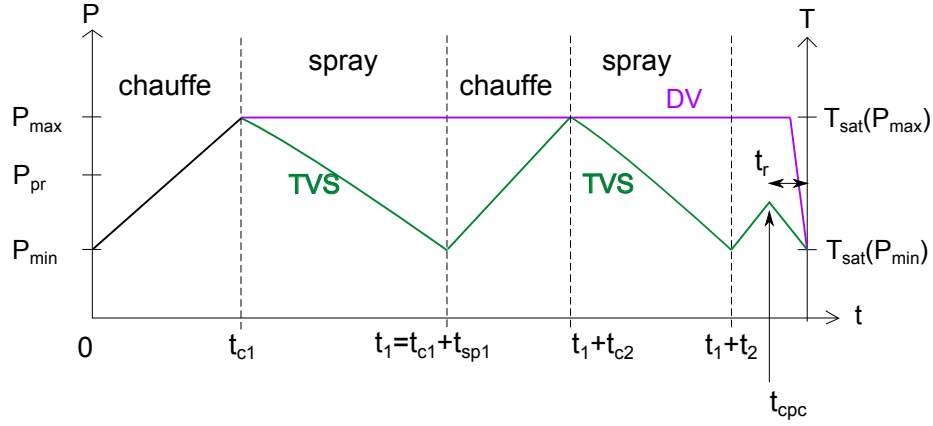


FIGURE 4.4: Evolution de la pression au sein du réservoir lors du contrôle pseudocyclique de la pression.

4.2.2 Calcul de la masse relâchée par le système de référence (système DV)

Contrôle avant redémarrage moteur : Pendant cette phase de contrôle qui dure t_{sp} , on considère qu'un système DV maintient la pression à P_i ($P_i \approx 3$ bar) la majeure partie du temps, puis relâche instantanément à la fin de la phase de préparation l'énergie nécessaire à l'abaissement de la pression à P_f ($P_f \approx 1$ bar) (cf figure 4.3).

La masse de vapeur $m_{DV,1}$ relâchée pour maintenir la pression autour de 3 bar pendant t_{sp} est :

$$m_{DV,1} = \frac{P_c}{l_{vap}(T_{sat}(P_i))} \cdot t_{sp} \quad (4.2)$$

La masse de vapeur $m_{DV,2}$ relâchée pour faire passer le réservoir, qui a perdu une masse $m_{DV,1}$ de liquide, d'un état saturé à P_i à un état saturé à P_f peut être calculée en faisant un bilan d'énergie entre ces deux états, que nous qualifierons respectivement d'état initial i et d'état final f . L'échappement étant rapide, on peut donc le considérer adiabatique, ce qui permet d'écrire le bilan suivant :

$$\Delta U_{vap} + \Delta U_{liq} + \Delta U_{res} + \underbrace{\Delta m_{vap} l_{vap}(T_i)}_{\text{vaporisation du liquide}} + \underbrace{m_{DV,2} c_{V,vap}(T_i) \cdot T_i}_{\text{échappement de la vapeur}} = 0 \quad (4.3)$$

où :

$$\begin{cases} \Delta U_{vap} = m_{vap,f} c_{V,vap}(T_f) \cdot T_f - m_{vap,i} c_{V,vap}(T_i) \cdot T_i \\ \Delta U_{liq} = m_{liq,f} c_{V,liq}(T_f) \cdot T_f - (m_{liq,i} - m_{DV,1}) c_{V,liq}(T_i) \cdot T_i \\ \Delta U_{res} = C_{res} (T_f - T_i) \\ \Delta m_{vap} \text{ est la masse de liquide passée à l'état vapeur} \end{cases}$$

La conservation de la masse appliquée au liquide donne :

$$m_{liq,f} = (m_{liq,i} - m_{DV,1}) - \Delta m_{vap} \quad (4.4)$$

La conservation de la masse appliquée à la vapeur donne :

$$m_{vap,f} = m_{vap,i} + \Delta m_{vap} - m_{DV,2} \quad (4.5)$$

En faisant l'hypothèse que la vapeur suit la loi des gaz parfaits (hypothèse justifiée tant que la pression n'est pas trop grande), on obtient la relation suivante pour la masse de vapeur à l'état final $m_{vap,f}$:

$$m_{vap,f} = m_{vap,i} \frac{P_f T_i V_{vap,f}}{P_i T_f V_{vap,i}} \quad (4.6)$$

Enfin, sous l'hypothèse où la masse volumique du liquide est indépendante de la température, la conservation du volume du réservoir du point de vue "vapeur" s'écrit :

$$V_{vap,f} = V_{vap,i} + \frac{\Delta m_{vap}}{\rho_{liq}} \quad (4.7)$$

Il y a cinq inconnues au problème : $m_{vap,f}$, $V_{vap,f}$, $m_{liq,f}$, Δm_{vap} et $m_{DV,2}$; on dispose par ailleurs de cinq équations : 4.3, 4.4, 4.5, 4.6, 4.7. Le problème est donc soluble. Exprimons $m_{DV,2}$ en fonction des données du problème, à savoir $m_{vap,i}$, $m_{liq,i}$, $m_{DV,1}$, C_{res} , T_i , P_i , T_f et P_f .

En substituant (4.7) dans (4.6), on peut exprimer la masse de vapeur à l'état final, $m_{vap,f}$, en fonction des données :

$$m_{vap,f} = m_{vap,i} \frac{P_f T_i}{P_i T_f} \left(1 + \frac{\Delta m_{vap}}{\rho_{liq} V_{vap,i}} \right) \quad (4.8)$$

Insérons cette expression (4.8) de $m_{vap,f}$ dans l'équation (4.5), on obtient :

$$\begin{aligned} \Delta m_{vap} &= m_{vap,i} \left[\frac{P_f T_i}{P_i T_f} \left(1 + \frac{\Delta m_{vap}}{\rho_{liq} V_{vap,i}} \right) - 1 \right] + m_{DV,2} \\ \Leftrightarrow \Delta m_{vap} &= \frac{C}{B} m_{vap,i} + \frac{1}{B} m_{DV,2} \end{aligned} \quad (4.9)$$

où :

$$\begin{cases} B = 1 - \frac{m_{vap,i}}{\rho_{liq} V_{vap,i}} \frac{P_f T_i}{P_i T_f}, & B > 0 \\ C = \frac{P_f T_i}{P_i T_f} - 1, & C < 0 \end{cases}$$

Or, en insérant (4.4) et (4.5) dans (4.3), on obtient :

$$\begin{aligned} 0 &= m_{vap,i} \Delta(c_{V,vap} \cdot T) + (m_{liq,i} - m_{DV,1}) \Delta(c_{V,liq} \cdot T) + C_{res} \Delta T \\ &+ \Delta m_{vap} \left[(c_{V,vap}(T_f) - c_{V,liq}(T_f)) T_f + l_{vap}(T_i) \right] \\ &- m_{DV,2} \Delta(c_{V,vap} \cdot T) \end{aligned} \quad (4.10)$$

où :

$$\begin{cases} \Delta(c_{V,vap} \cdot T) = c_{V,vap}(T_f) \cdot T_f - c_{V,vap}(T_i) \cdot T_i \\ \Delta(c_{V,liq} \cdot T) = c_{V,liq}(T_f) \cdot T_f - c_{V,liq}(T_i) \cdot T_i \\ \Delta T = T_f - T_i \end{cases}$$

Enfin, en remplaçant dans (4.10) Δm_{vap} par son expression (4.9), on obtient l'expression littérale de $m_{DV,2}$ en fonction des données :

$$\begin{aligned}
0 &= m_{vap,i} \Delta(c_{V,vap} \cdot T) + (m_{liq,i} - m_{DV,1}) \Delta(c_{V,liq} \cdot T) + C_{res} \Delta T \\
&+ \left(\frac{C}{B} m_{vap,i} + \frac{1}{B} m_{DV,2} \right) \left[(c_{V,vap}(T_f) - c_{V,liq}(T_f)) T_f + l_{vap}(T_i) \right] \\
&- m_{DV,2} \Delta(c_{V,vap} \cdot T) \\
\Leftrightarrow m_{DV,2} &= \frac{m_{vap,i} \Delta(c_{V,vap} T) + (m_{liq,i} - m_{DV,1}) \Delta(c_{V,liq} T) + C_{res} \Delta T}{\Delta(c_{V,vap} \cdot T) - \frac{1}{B} \left[(c_{V,vap}(T_f) - c_{V,liq}(T_f)) T_f + l_{vap}(T_i) \right]} \\
&+ \frac{\frac{C}{B} m_{vap,i} \left[(c_{V,vap}(T_f) - c_{V,liq}(T_f)) T_f + l_{vap}(T_i) \right]}{\Delta(c_{V,vap} \cdot T) - \frac{1}{B} \left[(c_{V,vap}(T_f) - c_{V,liq}(T_f)) T_f + l_{vap}(T_i) \right]} \quad (4.11)
\end{aligned}$$

Pour conclure, la masse relâchée pendant le contrôle de la pression dans le réservoir avant le redémarrage moteur est :

$$m_{DV} = m_{DV,1} + m_{DV,2}$$

D'après les expressions respectives (4.2) et (4.11) de $m_{DV,1}$ et $m_{DV,2}$, on peut noter que :

- lorsque la chaleur latente augmente, la masse relâchée par le système de référence diminue, ce qui est logique puisque la masse vaporisée diminue également.
- lorsque l'écart de température entre état final et état initial augmente, la masse relâchée augmente. En effet, il va falloir prélever plus d'énergie au réservoir pour abaisser sa température, donc il va falloir évacuer plus d'ergol.

Contrôle pseudocyclique chauffe/spray suivi d'un redémarrage moteur : Le calcul de la masse relâchée par DV lors d'un cycle de contrôle chauffe/spray est identique à ce qui vient d'être développé en remplaçant :

- l'indice i par l'indice max ($i \rightarrow max$),
- l'indice f par l'indice min ($f \rightarrow min$),
- la durée t_{sp} par $t_{cpc} + t_r - t_{c1}$ (cf figure 4.3 et 4.4) où t_r est estimé lors du calcul de la masse relâchée par le système TVS (cf partie 4.2.3.3).

Ainsi, la masse $m_{DV,cpc}$ relâchée par DV pendant une phase de contrôle pseudocyclique s'exprime comme :

$$m_{DV,cpc} = \frac{P_c}{l_{vap}(T_{sat}(P_{max}))} \cdot (t_{cpc} + t_r - t_{c1}) + m_{DV,2}(i \rightarrow max, f \rightarrow min)$$

4.2.3 Calcul de la masse relâchée par TVS

4.2.3.1 Débit massique relâché par TVS

Le débit massique $D_{m,TVS}$ échappé par le système TVS dépend de l'abaissement de température $|\Delta T_{inj}|$ qu'on veut obtenir entre la sortie du réservoir et l'injection, ainsi que du débit d'injection $D_{m,inj}$. Pour expliciter cette dépendance, reprenons la figure 4.2 où sont reportés les points 1, 2, 3 et 4 pour le fluide contenu dans le circuit de refroidissement et les points a, b et c pour le fluide du circuit d'injection. Le tableau 4.1 répertorie l'état thermodynamique du fluide en chaque point. Il est à noter que les états thermodynamiques 1 et a sont les mêmes et correspondent à l'état du liquide issu du réservoir. Cet état dépend *a priori* du temps. D'autre

part, l'état c correspond à l'état du liquide à l'injection. L'indice c sera donc remplacé par l'indice inj par la suite. Détaillons maintenant les opérations réalisées par chaque organe du circuit de refroidissement.

TABLE 4.1: Etat thermodynamique du fluide en chaque point du circuit de refroidissement.

Point	T	P	H	S	n_{vap}/n_{tot}
1	$T_1 = T_a$	P_1	H_1	S_1	0
2	$T_2 < T_1$	$P_2 < P_1$	$H_2 = H_1$	$S_2 > S_1$	x
3	$T_3 = T_2 < T_c$	$P_3 = P_2$	$H_3 > H_2$	$S_3 > S_2$	1
4	$T_3 < T_4 < T_a$	$P_4 = P_3$	$H_4 > H_3$	$S_4 > S_3$	1

Le détendeur de Joule-Thomson (1 → 2) : Une fraction massique x du liquide se vaporise provoquant un abaissement de sa température. Sachant que la transformation 1 → 2 peut être considérée comme isenthalpique, le bilan énergétique s'écrit :

$$H_1 = H_2$$

$$\Leftrightarrow H_{liq}(T_1) = (1 - x) H_{liq}(T_2) + x H_{vap}(T_2) \quad (4.12)$$

où H_{liq} et H_{vap} sont les enthalpies massiques respectives du liquide et de la vapeur.

Or, par définition :

$$H_{vap}(T_2) = H_{liq}(T_2) + l_{vap}(T_2)$$

En substituant cette expression dans (4.12), on obtient :

$$H_{liq}(T_1) = (1 - x) H_{liq}(T_2) + x \left(H_{liq}(T_2) + l_{vap}(T_2) \right)$$

La fraction massique de vapeur x à la sortie du détendeur s'exprime finalement comme :

$$x = \frac{H_{liq}(T_1) - H_{liq}(T_2)}{l_{vap}(T_2)} \quad (4.13)$$

L'évaporateur (2 → 3) : Cette étape permet de refroidir le liquide du circuit d'injection grâce à la vaporisation isotherme ($T_3 = T_2$) de la fraction liquide qui reste dans le circuit de refroidissement. L'énergie prélevée au liquide du circuit d'injection correspond à la chaleur latente de vaporisation du liquide restant dans le circuit de refroidissement, ce qui permet d'écrire :

$$D_{m,inj} \left(H_{liq}(T_b) - H_{liq}(T_{inj}) \right) = D_{m,TVS} (1 - x) l_{vap}(T_2) \quad (4.14)$$

En substituant la relation (4.13) dans (4.14), on obtient l'expression suivante pour le rapport entre le débit relâché $D_{m,TVS}$ et le débit réinjecté $D_{m,inj}$:

$$\frac{D_{m,TVS}}{D_{m,inj}} = \frac{H_{liq}(T_b) - H_{liq}(T_{inj})}{l_{vap}(T_2) + H_{liq}(T_2) - H_{liq}(T_1)} \quad (4.15)$$

Le surchauffeur (3 → 4) : Cette étape permet de prélever de la chaleur au fluide du circuit d'injection par échange conducto-convectif avec la vapeur sèche du circuit de refroidissement, qui peut être considérée comme un gaz parfait. Le bilan énergétique du point de vue du circuit de refroidissement s'écrit donc :

$$D_{m,TVS} \left(c_{P,vap}(T_4) \cdot T_4 - c_{P,vap}(T_3) \cdot T_3 \right) = D_{m,inj} \left(H_{liq}(T_a) - H_{liq}(T_b) \right)$$

De cette expression, extrayons le terme $H_{liq}(T_b)$:

$$H_{liq}(T_b) = H_{liq}(T_a) - \frac{D_{m,TVS}}{D_{m,inj}} \left(c_{P,vap}(T_4) \cdot T_4 - c_{P,vap}(T_3) \cdot T_3 \right) \quad (4.16)$$

Ensuite, en substituant cette expression (4.16) dans (4.15), on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{D_{m,TVS}}{D_{m,inj}} &= \frac{H_{liq}(T_a) - \frac{D_{m,TVS}}{D_{m,inj}} \left(c_{P,vap}(T_4) \cdot T_4 - c_{P,vap}(T_3) \cdot T_3 \right) - H_{liq}(T_{inj})}{l_{vap}(T_2) + H_{liq}(T_2) - H_{liq}(T_1)} \\ \Leftrightarrow \frac{D_{m,TVS}}{D_{m,inj}} &\left(l_{vap}(T_3) + H_{liq}(T_3) - H_{liq}(T_1) + c_{P,vap}(T_4) \cdot T_4 - c_{P,vap}(T_3) \cdot T_3 \right) \\ &= H_{liq}(T_1) - H_{liq}(T_{inj}) \end{aligned}$$

car $T_a = T_1$ (par définition) et $T_2 = T_3$ (vaporisation isotherme).

On peut en déduire :

$$\frac{D_{m,TVS}}{D_{m,inj}} = \frac{H_{liq}(T_1) - H_{liq}(T_{inj})}{l_{vap}(T_3) + H_{liq}(T_3) - H_{liq}(T_1) + c_{P,vap}(T_4) \cdot T_4 - c_{P,vap}(T_3) \cdot T_3} \quad (4.17)$$

où :

$$\begin{cases} T_{inj} = T_1 + \Delta T_{inj} \\ T_3 = T_{inj} - \Delta T_e = T_1 + \Delta T_{inj} - \Delta T_e \\ T_4 = T_a - \Delta T_s = T_1 - \Delta T_s \end{cases}$$

On peut donc exprimer le débit relâché simplement en fonction des données du problème. La seule contrainte que l'on a sur ΔT_s et ΔT_e est qu'ils soient positifs.

Etant donné son expression (4.17), le débit relâché $D_{m,TVS}$ par le système TVS est bien positif. Un calcul d'ordre de grandeur dans le cas des ergols et du NOVEC montre que :

$$c_{P,vap}(T_4) \cdot T_4 - c_{P,vap}(T_3) \cdot T_3 \ll l_{vap}(T_2), \quad \text{pour } \Delta T_s = \Delta T_e \text{ et } \Delta T_{inj} \approx -10^\circ\text{C}$$

De même :

$$H_{liq}(T_3) - H_{liq}(T_1) \ll l_{vap}(T_2)$$

Ainsi, $D_{m,TVS} \ll D_{m,inj}$.

Enfin, le débit $D_{m,TVS}$ dépend de la température au sein du réservoir que l'on sait déterminer grâce au modèle décrit dans la partie 2.2 du chapitre 2 auquel on intègre les différences inhérentes au fonctionnement du système de contrôle réel, et énoncées dans la partie 4.1.1.2.

4.2.3.2 Modélisation de la phase de spray du système de contrôle réel

L'ossature de la modélisation de la phase de spray du système de contrôle réel est identique à celle de la modélisation du dispositif expérimental. Il faut simplement prendre en compte les deux différences énoncées dans la partie 4.1.1.2 : la masse de liquide diminue à chaque pas de calcul de $D_{m,TVS} t_p$ et le paramètre fixé n'est plus T_{inj} mais ΔT_{inj} . On s'attend donc à ce qu'il n'y ait plus d'état stationnaire (ES) atteint au temps long et que la vitesse de décroissance de la température augmente avec le temps.

Traçons par exemple sur la figure 4.5 l'évolution modèle de la température au cours d'une phase hypothétique de contrôle avant redémarrage moteur, qui permettrait de faire passer le réservoir d'un état saturé à $P_i = 1,5$ bar à un état saturé à $P_f = 1$ bar. Le réservoir auquel on s'est intéressé est un réservoir de NOVEC de géométrie identique au réservoir du dispositif expérimental (volume de 114 L et surface de $1,5 \text{ m}^2$), rempli initialement à environ 60% de liquide surmonté de sa vapeur saturante à 1,5 bar, soumis à une puissance surfacique de chauffe de 50 W.m^{-2} et à un spray sous-refroidi de 20°C par rapport au contenu du réservoir et injecté à 100 L.h^{-1} .

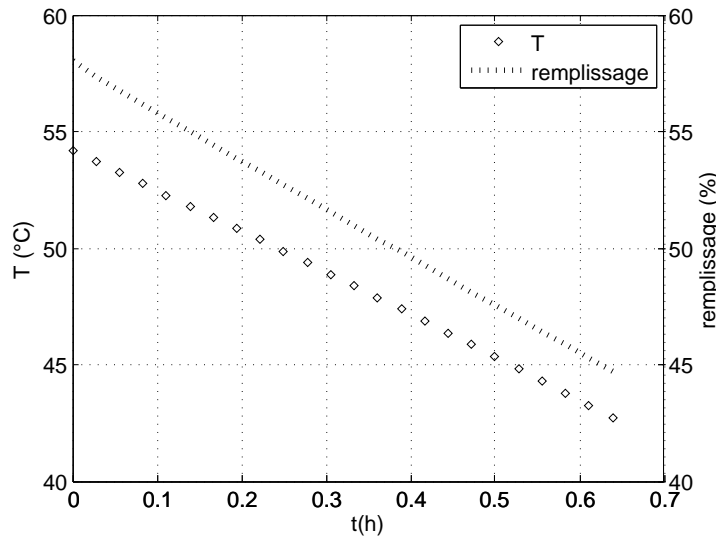


FIGURE 4.5: Evolution temporelle de la température et du remplissage lors de la phase avant redémarrage moteur pour un réservoir de NOVEC (seul 1 point de calcul sur 10 est représenté).

La légère concavité de la courbe de température est liée au fait que la masse totale contenue dans le réservoir diminue alors que la puissance de refroidissement injectée reste constante car l'abaissement de température avant l'injection $|\Delta T_{inj}|$ est constant. La concavité prouve que la vitesse de décroissance de la température augmente au cours de la phase de spray.

4.2.3.3 Masse relâchée par TVS

Phase de contrôle avant redémarrage moteur : Pour obtenir la masse relâchée, il suffit d'intégrer le débit massique relâché sur la durée de la phase de contrôle. La seule variable qui dépend du temps dans l'expression (4.17) de $D_{m,TVS}$ est la température au sein du réservoir. Or, la résolution du modèle est fondée sur la discrétisation de la température sur des pas de temps de durée t_p . Sur chacun de ces pas de temps, on sait exprimer le débit relâché (cf formule (4.17)). Ainsi, il suffit de sommer sur les n pas de temps le produit $D_{m,TVS} t_p$ pour aboutir à la masse m_{TVS} relâchée par TVS au cours de la phase de contrôle. La masse m_{TVS} relâchée par le système réel en fonction du temps ainsi que l'évolution temporelle de la pression sont représentées sur la figure 4.6 pour le même « point de fonctionnement » - dont les caractéristiques ont été fournies dans le paragraphe précédent - que la figure 4.5.

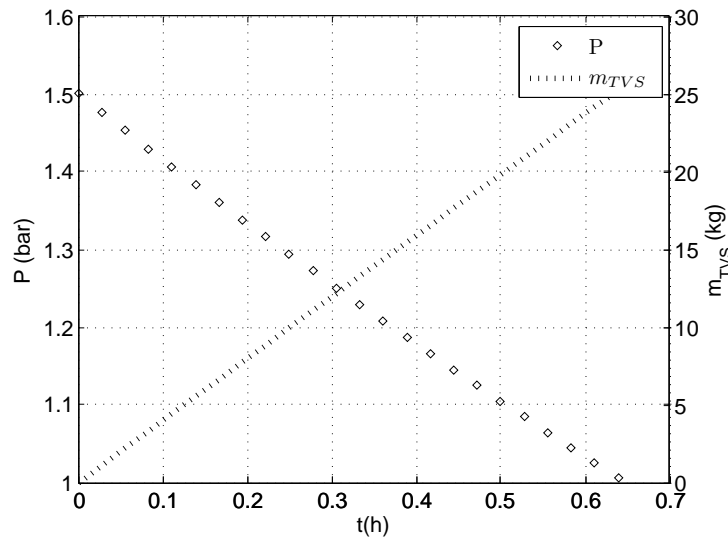


FIGURE 4.6: Evolution temporelle de la pression et de la masse relâchée lors de la phase avant redémarrage moteur pour un réservoir de NOVEC (seul 1 point de calcul sur 10 est représenté).

Phase de contrôle pseudocyclique chauffe/spray suivi d'un redémarrage moteur : On procède exactement de la même manière que pour la phase avant redémarrage moteur en changeant les bornes de pression et en fixant la durée de contrôle désirée.

A la fin de la durée de contrôle, deux possibilités se présentent :

- le réservoir est dans une phase de spray : dans ce cas, la phase est achevée et le temps t_r avant de redémarrer le moteur est calculé afin d'estimer $m_{DV,1}$.
- le réservoir est dans une phase de chauffe (cas que l'on a choisi de représenter sur la figure 4.4) : dans ce cas, l'état thermodynamique du réservoir est estimé puis le spray est mis en route et le réservoir est mené à l'état saturé à P_{min} ; la masse relâchée et le temps nécessaire t_r pour que le réservoir atteigne l'état sus-cité sont calculés grâce au modèle. De même que précédemment, la durée t_r permet de calculer $m_{DV,1}$.

4.2.4 Bilan numérique sur le gain d'ergol

Le tableau 4.2 récapitule pour les deux cas typiques de contrôle, les masses relâchées par DV et par TVS dans le cas d'un réservoir de NOVEC de géométrie identique au réservoir du dispositif expérimental (volume de 114 L et surface de $1,5 \text{ m}^2$), rempli initialement à environ 90 % de liquide, soumis à une puissance surfacique de chauffe de 50 W.m^{-2} et à un spray sous-refroidi

de 20°C par rapport au contenu du réservoir et injecté à 100 L.h⁻¹. La borne de pression haute est $P_{max} = 1,5$ bar.

TABLE 4.2: Bilan numérique sur le gain d'ergol.

Type de contrôle	$m_{ergol,i}$ (kg)	m_{DV} (kg)	m_{TVS} (kg)	gain (kg)
redémarrage moteur	156	143	32	111
1 pseudocycle ($\approx 1/2$ jour)	156	157	33	124
2 pseudocycles (≈ 1 jour)	156	170 ($> m_{ergol,i}$)	63	107

L'utilisation du système TVS mène à un gain d'ergol dans le cas étudié quel que soit le type de contrôle. Notons que le système DV n'est pas capable de contrôler la pression au sein du réservoir pendant une journée puisque le réservoir est vide avant la fin de la phase de contrôle.

Ce cas extrême, qui exclut l'usage d'un système DV, ne doit pas être considéré comme une conclusion générale. La partie 4.4 montrera des cas pour lesquels la performance du système DV peut s'avérer compétitive par rapport à celle du système TVS.

4.3 Dimensionnement des éléments des circuits d'injection et de refroidissement

4.3.1 Dimensionnement du circuit de refroidissement

4.3.1.1 Dimensionnement du détendeur de Joule-Thomson

Le rapport de détente - rapport entre la pression en entrée et la pression en sortie - du détendeur de Joule-Thomson peut raisonnablement être limité à 30. En effet, un rapport de pression plus élevé peut mener à une technologie plus complexe pour le détendeur, ce que l'on souhaite éviter pour des raisons de pénalité en masse et d'encombrement. Notons que, par la suite, la masse du détendeur de Joule-Thomson - qui est indépendante des paramètres d'injection - sera négligée par rapport à la masse des autres éléments du circuit de refroidissement, même si nous n'avons pas réussi à en obtenir une valeur objective dans la littérature. La valeur limite de 30 du rapport de détente fixe l'écart maximal de température $|\Delta T_{JT}|$ entre l'entrée et la sortie du détendeur et donc le sous-refroidissement maximal $|\Delta T_{inj}|$ de température avant l'injection. En effet, la différence de température à l'injection s'exprime comme :

$$\begin{aligned} \Delta T_{inj} &= \Delta T_{JT} + \Delta T_e < 0 \\ \Rightarrow |\Delta T_{inj}| &= -\Delta T_{JT} - \Delta T_e \\ \Leftrightarrow |\Delta T_{inj}| &= |\Delta T_{JT}| - \Delta T_e \end{aligned}$$

où ΔT_e est défini dans la partie 4.1.1.1 et fixé égal à 5°C.

L'écart maximal de température $|\Delta T_{JT}|$ entre l'entrée et la sortie du détendeur de Joule-Thomson dépend du diagramme d'état du fluide qui le traverse. Les valeurs de ΔT_{JT} sont répertoriées dans le tableau 4.3 pour l'hydrogène, l'oxygène et le NOVEC.

TABLE 4.3: Ecart de température entre la sortie et l'entrée du détendeur de Joule-Thomson pour un rapport de détente de 30.

Fluide	H ₂	O ₂	NOVEC
ΔT_{JT} (°C)	-10,3	-34,5	-91,2

4.3.1.2 Principe du dimensionnement de l'échangeur de chaleur

Il s'agit de trouver ici la surface d'échange nécessaire à la réalisation des transferts thermiques requis. La surface d'échange mène non seulement à l'estimation de la masse de l'échangeur évaporateur-surchauffeur $m_X = m_{X,e} + m_{X,s}$ mais aussi à l'estimation de la masse de fluide inutile $m_{inutile}$, contenue dans les circuits d'injection et de refroidissement.

La géométrie choisie pour l'échangeur est décrite sur la figure 4.7, et le tableau 4.4 contient les valeurs numériques de ces propriétés géométriques. Le type d'échangeur pris en compte pour ce dimensionnement est coaxial, à contre courant, le circuit d'injection étant entouré du circuit de refroidissement. L'échangeur de chaleur est dimensionné grâce à la méthode température-enthalpie, très bien décrite dans l'article des techniques de l'ingénieur portant sur les échangeurs de chaleur et leur dimensionnement thermique [8]. Puisque la démarche est classique, nous avons fait le choix de ne pas l'inclure dans le corps de ce mémoire de thèse mais d'en présenter plutôt les points essentiels dans l'annexe C. Dans cette annexe, nous appliquons la méthode « température-enthalpie » au cas typique de notre dispositif expérimental, à savoir :

$$\begin{cases} T_1 = 60^\circ\text{C} \\ \Delta T_{inj} = -20^\circ\text{C} \text{ soit } T_{inj} = 40^\circ\text{C} \\ D_{V,inj} = 100 \text{ L.h}^{-1} \end{cases}$$

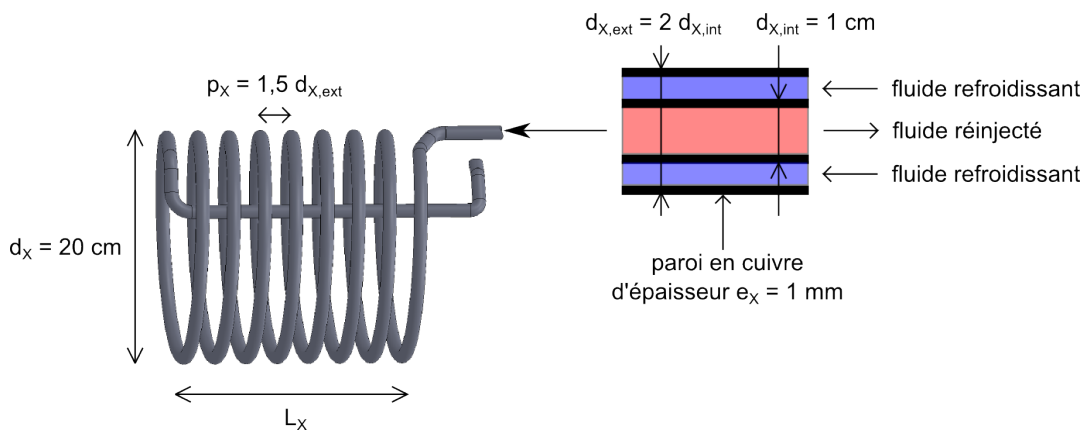


FIGURE 4.7: Description de la géométrie d'échangeur choisie.

Dans le cas typique de notre dispositif expérimental, on obtient $m_X = 10,2$ kg avec la partie évaporateur qui pèse $m_{X,e} = 4,2$ kg et la partie surchauffeur qui pèse $m_{X,s} = 6,0$ kg. Il est donc

TABLE 4.4: Propriétés géométriques de l'échangeur de chaleur.

Propriété	Description	Valeur
$d_{X,int}$	diamètre du tube intérieur	1 cm
$d_{X,ext}$	diamètre du tube extérieur	2 cm
l_X	longueur des tubes	déterminée par le dimensionnement
e_X	épaisseur des parois en cuivre	1 mm
d_X	diamètre de l'hélice	20 cm
p_X	pas de l'hélice	$1,5 d_{X,ext}$
L_X	encombrement de l'échangeur	déterminé par le dimensionnement

légitime de se poser la question de l'utilité du surchauffeur, qui est plus lourd que l'évaporateur. Cette question est abordée dans la partie 4.3.1.3 du chapitre 4.

On peut vérifier *a posteriori* que le choix de géométrie est cohérent en estimant l'encombrement de l'échangeur L_X :

$$L_X = \frac{l_X}{\pi d_X} \cdot p_X \approx 56 \text{ cm}$$

L'échangeur reste moins encombrant que l'enceinte elle-même qui mesure 1 m de hauteur.

4.3.1.3 Utilité du surchauffeur

Comme nous l'avons souligné en séparant l'échangeur de chaleur en un premier tronçon « évaporateur » et en un second tronçon « surchauffeur », la qualité du fluide dans le circuit de refroidissement varie au cours de sa propagation dans l'échangeur : le fluide du circuit de refroidissement entre dans l'évaporateur sous forme de diphasique bouillant et en ressort sous forme vapeur, comme l'indique la figure 4.8. Ce changement de phase du fluide a un impact sur la qualité des échanges qu'il réalise avec le liquide du circuit d'injection, c'est-à-dire que le coefficient de transfert thermique h entre les deux circuits n'est pas le même dans l'évaporateur et dans le surchauffeur. Il faut donc appliquer à l'un des fluides deux bilans d'énergie distincts, un sur chaque tronçon de l'échangeur. Chacun des deux bilans mènera à la valeur de surface d'échange nécessaire à la réalisation des échanges thermiques requis sur le tronçon étudié. La surface d'échange totale sera la somme des deux et permettra de remonter à la masse de l'échangeur et à la masse de fluide inutile, contenue dans les circuits d'injection et de refroidissement.

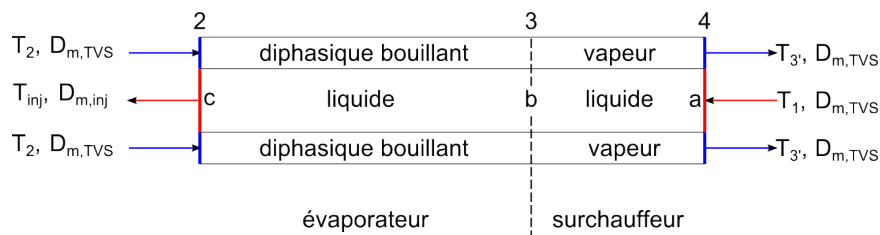


FIGURE 4.8: Qualité du fluide dans l'échangeur.

Or, le coefficient d'échange entre les circuits de refroidissement et d'injection est vraisemblablement beaucoup plus faible sur le tronçon « surchauffeur » que sur le tronçon « évaporateur ». En effet, les échanges conducto-convectifs entre le cuivre et la vapeur sont beaucoup moins favorables qu'entre le cuivre et le diphasique bouillant.

Ainsi, il est possible que, dans le cas par exemple d'un faible écart absolu de température à l'injection ($|\Delta T_{inj}|$ faible), la surface d'échange nécessaire à la réalisation des échanges thermiques requis sur le tronçon « surchauffeur » soit prohibitive. Dans ce cas, le surchauffeur peut être abandonné, et la vapeur est relâchée dans l'état thermodynamique 3, comme le montrent les figures 4.9 et 4.10, représentant respectivement le schéma de principe du système de contrôle réel sans surchauffe et le diagramme entropique associé. Certes, le débit relâché est plus grand d'après la formule (4.15) (car T_b devient T_a), mais la pénalité en masse du surchauffeur est supprimée, la masse inutile d'ergols contenue dans les circuits est réduite tout comme la perte de charge dans l'échangeur et donc la masse de l'alimentation de la pompe.

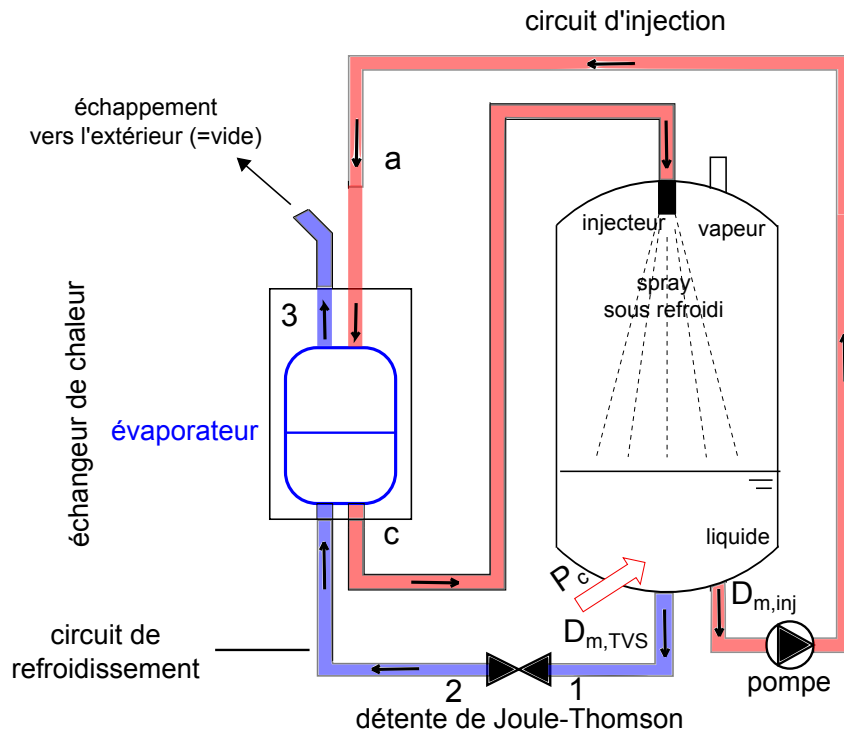


FIGURE 4.9: Schéma de principe du système de contrôle réel. Cas « sans surchauffe ».

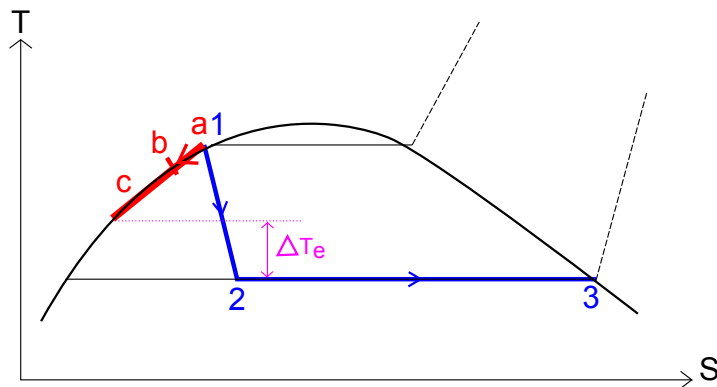


FIGURE 4.10: Suivi de l'état thermodynamique du fluide des circuits d'injection et de refroidissement sur un diagramme T-S. Cas « sans surchauffe ». Les courbes en pointillé à l'extérieur de la courbe d'équilibre représentent les isobares.

Pour conclure, on considèrera que le surchauffeur est inutile si l'indice de performance est plus grand dans le cas « sans surchauffeur » que dans le cas « avec surchauffeur », soit :

$$\begin{aligned} & \epsilon_{sans} > \epsilon_{avec} \\ \Leftrightarrow & \alpha_v \left(\underbrace{\delta m_{TVS}}_{>0} + \underbrace{\delta m_{inutile}}_{<0} \right) + \underbrace{\delta m_{pompe,alim} + \delta m_X}_{<0} < 0 \end{aligned}$$

où l'indice *sans* fait référence au cas « sans surchauffeur » et l'indice *avec* au cas « avec surchauffeur », et où δ représente l'écart entre le cas « sans surchauffeur » et le cas « avec surchauffeur ». Par exemple $\delta m_{TVS} = m_{TVS,sans} - m_{TVS,avec}$.

Par la suite, l'analyse de l'indice de performance se fera systématiquement en supposant la présence ou non du surchauffeur et en retenant *in fine* l'option conduisant à la valeur maximale de l'indice de performance.

4.3.2 Dimensionnement du circuit d'injection

4.3.2.1 Pompe, électronique de commande et alimentation

La masse typique d'une pompe utilisée pour faire circuler à faible débit des fluides cryogéniques est $m_{pompe} \approx 600$ g [1]. La masse de l'électronique de commande d'une telle pompe peut être estimée égale à $m_{pompe,com} \approx 100$ g [1].

Nous anticipons une masse $m_{pompe,alim}$ du système d'alimentation de la pompe bien supérieure à la somme de la masse de la pompe elle-même et de son électronique de commande. Nous concentrons donc nos efforts sur l'estimation de $m_{pompe,alim}$. Classiquement, dans le contexte spatial, l'alimentation envisagée repose sur des panneaux solaires et nous souhaitons donc estimer la masse des panneaux solaires nécessaires à l'alimentation de la pompe. La puissance massique des panneaux solaires peut être estimée égale à $\mathcal{P}_{m,panneaux} = 8$ W.kg⁻¹ [1] (il faut donc 1 kg de panneau solaire pour produire une puissance électrique de 8 W). La masse des panneaux solaires constituant le système d'alimentation de la pompe sera donc telle que :

$$m_{pompe,alim} = \frac{\mathcal{P}_{pompe}}{\mathcal{P}_{m,panneaux}}, \quad \text{où } \mathcal{P}_{pompe} = \frac{\mathcal{P}_{pompe,hyd}}{\beta_{pompe}} \quad (4.18)$$

où $\mathcal{P}_{pompe,hyd}$ désigne la puissance hydraulique de la pompe et β_{pompe} son rendement global estimé à 0,8 [1]. La masse du système d'alimentation de la pompe est donc calculable par la relation :

$$m_{pompe,alim} = \frac{\mathcal{P}_{pompe,hyd}}{\mathcal{P}_{m,panneaux} \beta_{pompe}}$$

et il ne nous reste plus qu'à déterminer la puissance hydraulique de la pompe. Celle-ci est très bien estimée par l'expression suivante :

$$\mathcal{P}_{pompe,hyd} = D_{V,inj} (\Delta p_{inj} + \Delta p_X)$$

où :

$$\begin{cases} \Delta p_{inj} \text{ est la perte de charge due à l'injecteur} \\ \Delta p_X \text{ est la perte de charge dans le tube intérieur de l'échangeur} \end{cases}$$

L'expression de la perte de charge Δp_X dans le tube intérieur de l'échangeur, considéré comme lisse, dépend du régime d'écoulement et s'exprime comme :

$$\Delta p_X = \begin{cases} \frac{128 \eta_{liq} D_{V,inj} l_X}{\pi d_{X,int}^4}, & \text{formule de Poiseuille (écoulement laminaire)} \\ \frac{0,241 \rho_{liq}^{0,75} \eta_{liq}^{0,25} D_{V,inj}^{1,75} l_X}{\pi d_{X,int}^{4,75}}, & \text{formule de Blasius (écoulement turbulent)} \end{cases}$$

D'autre part, la différence de pression à l'injection Δp_{inj} dépend de l'injecteur et est déterminée expérimentalement. Dans le cas typique de notre dispositif expérimental, la différence de pression à un débit d'injection de 100 L.h^{-1} vaut $3 \pm 0,3 \text{ bar}$. Cette valeur est diminuée d'un facteur $\rho_{H_2,liq}/\rho_{NOVEC,liq}$ dans le cas d'un réservoir d'hydrogène en supposant que le régime d'injection est le même.

Dans le cas typique de notre dispositif expérimental, la masse de l'alimentation de la pompe peut donc finalement être estimée égale à $m_{pompe,alim} = 1,3 \text{ kg}$.

Dans ce même cas, la somme des masses de la pompe elle-même, de son électronique de commande et de son alimentation vaut donc :

$$m_{pompe} + m_{pompe,com} + m_{pompe,alim} = 2,0 \text{ kg}$$

La masse de l'alimentation de la pompe compte ainsi pour 2/3 de l'ensemble pompe-commande-alimentation. Il est donc intéressant de trouver une alternative aux panneaux solaires pour alimenter la pompe ; l'option d'une turbopompe constitue une piste possible que nous explorons dans le paragraphe qui suit. Nous pouvons également noter que la masse totale associée à la pompe (2 kg ici) est bien inférieure à la masse totale de l'échangeur-surchauffeur qui avait été estimée égale à $m_X = 10,2 \text{ kg}$ (cf partie 4.3.1.2 et annexe C).

4.3.2.2 Intérêt d'une turbopompe

Il est possible de récupérer l'enthalpie H_4 de la vapeur surchauffée relâchée au point 4 à l'aide d'une turbopompe. En effet, le circuit de refroidissement étant relié à l'extérieur, la contre-pression au point 4 est celle du vide dans le cas d'un réservoir embarqué en vol. En se détendant, le débit de vapeur produit une certaine puissance mécanique qui met en mouvement la turbine et qui, elle-même, entraîne la pompe. Si cette puissance est suffisante pour entraîner la pompe, alors la turbine, dont la masse est estimée à un tiers de celle de la pompe [1], peut remplacer les panneaux solaires. Le gain en terme de masse est important puisque la turbine pèse 200 g, soit plus de six fois moins que les panneaux solaires. Détaillons maintenant les conditions sous lesquelles la turbine, ou plus précisément la turbopompe, peut remplacer les panneaux solaires.

La détente de la vapeur dans la turbine est considérée comme isentropique et le rapport de détente P_5/P_4 doit être tel que le point 5 se trouve dans le domaine « vapeur surchauffée » (cf figure 4.2) afin de ne pas faire chuter le rendement de la turbine. En faisant l'hypothèse que la capacité thermique massique de la vapeur à pression constante est indépendante de la température sur la gamme parcourue, alors la variation d'enthalpie massique de la vapeur surchauffée s'exprime comme :

$$\Delta H = c_{P,vap}(T_5 - T_4), \quad \text{où } T_5 > T_{sat}(P_5) \quad (4.19)$$

Dans le cas de la détente isentropique d'un gaz parfait ayant un coefficient adiabatique $\gamma = c_{P,vap}/c_{V,vap}$ constant - ce qui est le cas dans l'hypothèse où la capacité thermique massique de la vapeur à pression constante est indépendante de la température - la loi de Laplace peut être utilisée :

$$PV^\gamma = cte$$

Or, grâce à l'équation des gaz parfaits, le volume V peut être exprimé en fonction de T et P (le nombre de moles de vapeur surchauffée étant constant). On obtient alors la relation suivante entre la pression P , la température T et le coefficient adiabatique γ :

$$\begin{aligned} P^{1-\gamma}T^\gamma &= cte \\ \Rightarrow P_5^{1-\gamma}T_5^\gamma &= P_4^{1-\gamma}T_4^\gamma \\ \Leftrightarrow T_5 &= \frac{T_4}{\kappa}, \quad \text{où } \kappa = \left(\frac{P_4}{P_5}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \text{ et } 1 < \kappa < \frac{T_4}{T_{sat}(P_5)} \end{aligned} \quad (4.20)$$

En substituant (4.20) dans (4.19), on obtient :

$$\Delta H = c_{P,vap} \frac{1-\kappa}{\kappa} T_4 < 0, \quad \text{la turbine permet bien de récupérer de l'énergie.}$$

La puissance $\mathcal{P}_{turbine}$ produite par la turbine de rendement $\beta_{turbine}$ est donc :

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_{turbine} &= \beta_{turbine} \times D_{m,TVS} \times (-\Delta H) \\ \Leftrightarrow \mathcal{P}_{turbine} &= \beta_{turbine} D_{m,TVS} c_{P,vap} \frac{\kappa-1}{\kappa} T_4 \end{aligned} \quad (4.21)$$

Pour que la turbine remplisse son rôle, c'est-à-dire pour qu'elle fournisse la puissance nécessaire à l'alimentation de la pompe, la condition suivante doit être remplie :

$$\mathcal{P}_{turbine} \geq \mathcal{P}_{pompe}$$

En insérant dans cette équation l'expression (4.21), on obtient une seconde condition sur le paramètre κ et donc sur la pression P_5 :

$$\begin{aligned} \kappa &\geq \frac{1}{1 - \frac{\mathcal{P}_{pompe}}{\beta_{turbine} D_{m,TVS} c_{P,vap} T_4}} \\ \Leftrightarrow \frac{P_4}{P_5} &\geq \left(1 - \frac{\mathcal{P}_{pompe}}{\beta_{turbine} D_{m,TVS} c_{P,vap} T_4}\right)^{\frac{\gamma}{1-\gamma}} \geq 0 \\ \Leftrightarrow P_5 &\leq P_4 \left(1 - \frac{\mathcal{P}_{pompe}}{\beta_{turbine} D_{m,TVS} c_{P,vap} T_4}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \end{aligned}$$

Finalement, après avoir calculé ce majorant de P_5 , il faudra vérifier qu'il est compatible avec la condition selon laquelle le point 5 doit se trouver dans le domaine de la vapeur surchauffée, c'est-à-dire au-dessus de la courbe de rosée (cf position du point 5 sur la figure 4.2). Ainsi, on doit avoir :

$$P_{sat}(T_5) < P_5 \leq P_4 \left(1 - \frac{\mathcal{P}_{pompe}}{\beta_{turbine} D_{m,TVS} c_{P,vap} T_4}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$$

Une condition supplémentaire, plus réaliste, est de fixer un rapport de détente P_5/P_4 supérieur à 1/10 (ordre de grandeur). Une turbine dont le rapport de pression serait inférieur à 1/10 nécessiterait une technologie plus approfondie, probablement à plusieurs étages de détente. Ainsi :

$$P_{sat}(T_5) < \frac{P_4}{10} < P_5 \leq P_4 \left(1 - \frac{\mathcal{P}_{pompe}}{\beta_{turbine} D_{m,TVS} c_{P,vap} T_4} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (4.22)$$

Cette double inéquation sur P_5 traduit d'une part le fait que la condition en sortie de turbo-pompe doit être telle que la turbine assure l'entraînement de la pompe (inéquation de droite) et, d'autre part, telle que la détente dans la turbine est réalisée dans le domaine « vapeur surchauffée » (inéquation de gauche). Dans le cas typique du dispositif expérimental, il existe une valeur P_5 qui vérifie la double inéquation 4.22. La masse totale de la pompe, de son électronique de commande et de son système d'alimentation (par turbinage) s'élève dans ce cas à :

$$m_{pompe} + m_{pompe,com} + m_{pompe,alim} = 900 \text{ g}$$

On rappelle que la masse totale dans le cas d'une alimentation assurée par des panneaux solaires a été estimée à 2 kg soit plus du double de l'option « turbine », qui apparaît donc comme très intéressante.

Après avoir explicité le calcul de chacun des termes de l'indice de performance, il est désormais possible de calculer cet indice et de l'optimiser : c'est l'objet de la partie qui suit.

4.4 Optimisation du système de contrôle

Nous avons mis précédemment en évidence (cf. section 4.2) l'intérêt du dispositif de contrôle de type TVS par rapport au système de référence, le système DV. Encouragés par cette première analyse, nous souhaitons maintenant affiner notre étude en déterminant les conditions de mise en oeuvre du système TVS qui permettent de maximiser l'indice de performance ϵ précédemment défini (cf. relation (4.1)) pour quantifier les gains offerts par le système TVS par rapport à la stratégie DV.

Nous expliquerons dans la partie 4.4.1 les principes de l'optimisation réalisée, en précisant en particulier les paramètres de design et la formulation précise du problème d'optimisation traité. Nous illustrerons ensuite cette démarche d'optimisation pour plusieurs cas concrets qui seront respectivement discutés dans les parties 4.4.2 et 4.4.3.

4.4.1 Principes de l'optimisation

Nous avons vu que l'indice de performance était défini par la relation :

$$\epsilon = 100. \frac{\alpha_v m_+ - m_-}{m_{ergols,i}}, \quad \text{avec } \alpha_v \approx 1,8$$

où les termes de masse m_+ et m_- sont respectivement définis par :

$$\begin{cases} m_+ = m_{DV} - (m_{TVS} + m_{inutile}) \\ m_- = m_{pompe} + m_{pompe,alim} + m_{pompe,com} + m_{JT} + m_X \end{cases}$$

Les contributions m_{pompe} , $m_{pompe,com}$ et m_{JT} peuvent être considérées comme « forfaitaires » au sens où leurs valeurs sont fixées et ne dépendent pas en particulier des conditions d'injection du spray. Les autres contributions à m_+ et m_- , qu'il s'agisse de m_{DV} , m_{TVS} , $m_{inutile}$, m_{pompe} et m_X , dépendent en revanche des conditions d'injection et doivent être calculées non seulement

pour un couple $(\Delta T_{inj}, D_{V,inj})$ mais également en se donnant une phase de contrôle à analyser (redémarrage moteur, phase de contrôle pseudocyclique) ainsi qu'en fixant les caractéristiques géométriques du réservoir considéré (réservoir d'essai ou réservoirs réels d'une mission de longue durée) ainsi que le fluide utilisé (NOVEC ou bien oxygène, hydrogène).

Nous nous intéressons en premier lieu au choix de l'intervalle de définition des paramètres d'injection. Ces choix ont été motivés à la fois par les essais menés sur le dispositif expérimental et par les discussions que nous avons pu avoir avec nos correspondants industriels.

Rappelons que le sous-refroidissement $|\Delta T_{inj}|$ maximal est imposé par l'abaissement de température maximal $|\Delta T_{JT}|$ qu'il peut y avoir entre l'entrée et la sortie du détendeur de Joule-Thomson : $\Delta T_{inj} = \Delta T_{JT} + \Delta T_e$, cf partie 4.1.1.1. Cet écart de température est lui-même fixé par la nature du fluide et par le rapport de détente entre l'entrée et la sortie du détendeur, qui est choisi égal à 30. Cette valeur réalise un compromis : elle permet d'obtenir un sous-refroidissement suffisant pour abaisser la pression au sein du réservoir, sans que la technologie à mettre en oeuvre pour l'obtenir ne soit trop pénalisante en terme de masse. La valeur maximale de $|\Delta T_{JT}|$ pour les fluides d'intérêt est reportée dans le tableau 4.5. Elle est très grande dans le cas de l'oxygène et du NOVEC. L'écart $|\Delta T_{JT}|$ maximal sera donc limité à 20°C dans ces deux cas afin de réduire l'intervalle décrit par le sous-refroidissement ΔT_{inj} et donc le temps de calcul du point de fonctionnement optimal. L'étude paramétrique qui sera menée nous permettra de vérifier que cette limitation de $|\Delta T_{JT}|$ ne compromet pas la recherche d'un optimum de performance ; si nécessaire, l'intervalle de variation pourra être étendu à des abaissements de température supérieurs pour l'oxygène et le NOVEC.

TABLE 4.5: Valeur maximale de $|\Delta T_{JT}|$ associée au rapport de pression maximal de 30 pour les trois fluides d'intérêt.

Fluide	H ₂	O ₂	NOVEC
$ \Delta T_{JT} $ (°C)	10,3	29	60

Les intervalles de définition des paramètres d'injection sont reportés dans le tableau 4.6. Rappelons que la valeur de ΔT_e est choisie égale à 5°C ; d'ailleurs, pour que la relation $T_4 > T_2$ soit respectée quelle que soit la valeur de ΔT_{inj} , alors ΔT_s , qui représente l'écart de température entre le fluide contenu dans le réservoir et le fluide sortant du surchauffeur, est également choisi égal à $\Delta T_e = 5^\circ\text{C}$.

Chacun des 3 fluides étudiés est associé à un réservoir déterminé. Le NOVEC sera associé au réservoir du dispositif expérimental. L'hydrogène et l'oxygène seront associés aux réservoirs réels d'une mission typique de lancement en LEO (Low Earth Orbit) sur la future fusée A5ME (pour Ariane 5 Mid-life Evolution), prévue pour 2017. Les caractéristiques géométriques et les propriétés thermiques de ces réservoirs sont reportées dans le tableau 4.7.

où :

V_{res} est le volume du réservoir,

A_{res} est la surface du réservoir,

C_{res} est la capacité thermique du réservoir,

\mathcal{P}_c est le flux thermique reçu par le réservoir.

On peut noter que les valeurs de flux thermique sont très faibles pour les réservoirs d'ergols cryogéniques puisqu'elles sont associées à un flux surfacique de l'ordre de 100 mW.m⁻². Elles

TABLE 4.6: Intervalles de définition des paramètres.

Paramètre	Valeur		
$D_{V,inj}$ (L.h ⁻¹)	[50 ; 500] pas=50		
ΔT_{inj} (°C)	H ₂	O ₂	NOVEC
	[-5,3 ; -0,3] pas=1	[-20 ; -1] pas=1	[-20 ; -1] pas=1

TABLE 4.7: Propriétés de l'enceinte d'essai et des réservoirs réels d'ergols [1].

Fluide	H ₂	O ₂	NOVEC
V_{res} (m ³)	40,3	11,1	0,114
A_{res} (m ²)	41,9	17,5	1,51
C_{res} (kJ.K ⁻¹)	553	278	88
\mathcal{P}_c (W)	14	11	70

correspondent vraisemblablement à la mise en place d'une isolation importante impliquant une pénalité en masse que nous ne connaissons pas. Il serait potentiellement intéressant d'insérer ces pénalités dans l'indice de performance.

4.4.2 Optimisation du système TVS pour un redémarrage moteur

Les bornes de pression pour la phase avant redémarrage moteur sont rappelées dans le tableau 4.8 pour chacun des trois réservoirs. Ce tableau comprend également le remplissage initial du réservoir. On a ainsi défini pour chaque réservoir et chaque fluide le point de fonctionnement pour lequel on a cherché un jeu optimal de conditions d'injection.

L'influence respective des bornes de pression et du remplissage initial sur l'indice de performance, *i.e.* l'influence du point de fonctionnement sur le maximum atteint par l'indice de performance et les conditions d'injection pour lesquelles ce maximum est réalisé, sera étudiée respectivement dans les parties 4.4.2.4 et 4.4.2.5.

TABLE 4.8: Remplissage initial du réservoir et bornes de pression de la phase de redémarrage moteur pour l'enceinte d'essai et les réservoirs réels d'ergols.

	H ₂	O ₂	NOVEC
P_i (bar)	3	3	1,5
P_f (bar)	1	1	1
remplissage (%)	80	80	90

4.4.2.1 Cas du réservoir de NOVEC

L'indice de performance est tracé sur la figure 4.11 dans le plan des paramètres d'injection ($D_{V,inj}, \Delta T_{inj}$) pour l'enceinte initialement remplie à 90 % de liquide et pour le cas du redémarrage moteur.

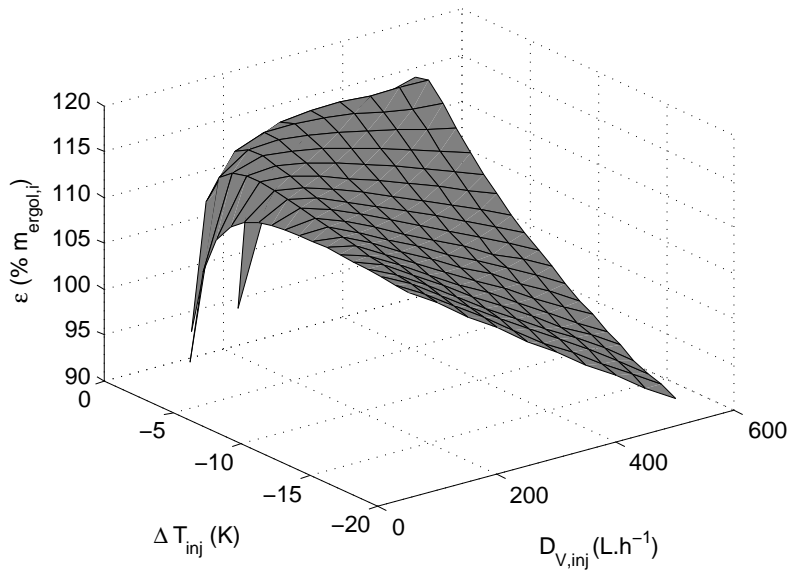


FIGURE 4.11: Indice de performance dans le plan des paramètres d'injection, pour le réservoir de NOVEC soumis à la phase de contrôle avant redémarrage moteur.

Tout d'abord, on observe qu'il manque les valeurs de l'indice de performance pour les couples de paramètres qui présentent à la fois un débit d'injection et un sous-refroidissement faibles. En effet, pour ces couples de paramètres, la puissance de refroidissement injectée est insuffisante pour contrer la puissance de chauffe et la production de vapeur qu'elle engendre au sein du réservoir. Ainsi, le refroidissement de l'enceinte, et donc le contrôle de la pression au sein de l'enceinte, sont impossibles pour ces couples-là.

D'autre part, l'indice de performance est toujours positif, ce qui signifie qu'il est toujours intéressant d'abaisser la pression au sein du réservoir par TVS plutôt que par DV avant de redémarrer le moteur.

On peut observer que l'indice de performance du système étudié par rapport au système de référence augmente lorsque le débit d'injection et le sous-refroidissement diminuent à partir du couple extrême ($\Delta T_{inj} = -20 \text{ K}, D_{V,inj} = 500 \text{ L.h}^{-1}$). En revanche, dans le coin opposé (ΔT_{inj} et $D_{V,inj}$ faibles) du plan ($\Delta T_{inj}, D_{V,inj}$), l'indice de performance diminue lorsque le débit d'injection et le sous-refroidissement diminuent. Il existe donc une zone intermédiaire, que nous allons préciser ci-après, pour laquelle des performances optimales peuvent être atteintes.

Les variations de l'indice de performance dans le plan des paramètres ($\Delta T_{inj}, D_{V,inj}$) peuvent être expliquées par la lecture conjointe du gain d'ergol et des pénalités en masse tracés sur la figure 4.12. En effet, l'indice de performance est proportionnel à la quantité $\alpha_v m_+ - m_-$. En tenant compte de la définition de m_+ , on peut aussi écrire cette quantité comme :

$$\alpha_v (m_{DV} - (m_{TVS} + m_{inutile})) - m_-$$

soit encore, en réorganisant :

$$\alpha_v (m_{DV} - m_{TVS}) - (\alpha_v m_{inutile} + m_-)$$

Ainsi, les surfaces représentant $\alpha_v (m_{DV} - m_{TVS})$ et $\alpha_v m_{inutile} + m_-$ sont tracées sur la figure 4.12 car leur différence est proportionnelle à l'indice de performance.

Les pénalités en masse sont négligeables par rapport au gain d'ergol dans les cas à faible débit et faible sous-refroidissement (coin gauche de la figure 4.12), ainsi ce sont les variations du gain d'ergol qui explique l'évolution de l'indice de performance pour ces mêmes valeurs. En revanche, les pénalités en masse sont du même ordre de grandeur que le gain d'ergols pour le coin droit de la figure 4.12 et augmentent au fur et à mesure que le débit d'injection et le sous-refroidissement augmentent, provoquant la chute de l'indice de performance. Une analyse complète des contributions à m_- et à $m_{inutile}$ montre que, pour de forts débits et des sous-refroidissements importants, la surface d'échange de l'échangeur devient élevée, ce qui induit une masse m_X importante et une forte contribution à $m_{inutile}$ puisque cet échangeur contient une grande quantité de fluide inutilisable pour la propulsion.

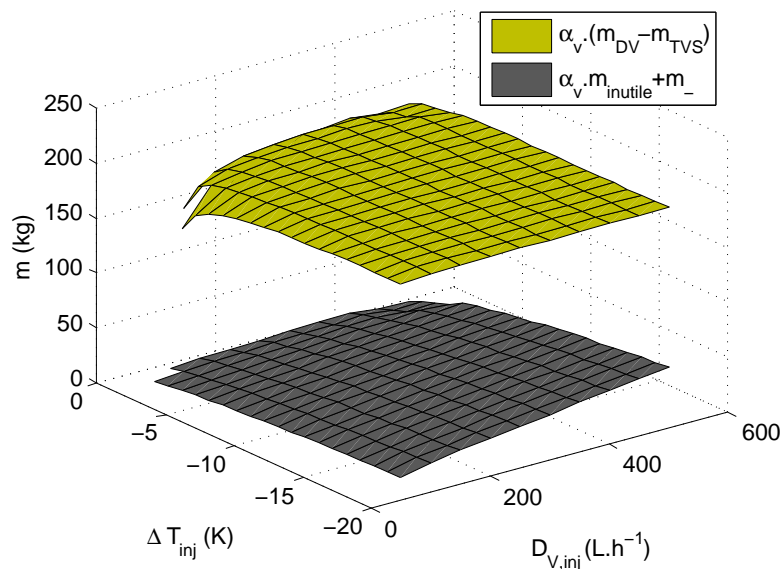


FIGURE 4.12: Confrontation entre le gain d'ergol et les pénalités en masse imposées par le système de contrôle TVS, pour le réservoir de NOVEC soumis à la phase de contrôle avant redémarrage moteur.

Le point de fonctionnement optimal du système de contrôle, et donc le maximum de l'indice de performance, est obtenu pour un débit d'injection $D_{V,inj} = 250 \text{ L.h}^{-1}$ et un sous-refroidissement

$\Delta T_{inj} = -3^\circ\text{C}$. Les évolutions temporelles de la masse échappée, du remplissage, et des température et pression au sein du réservoir pour le cas optimal et des cas peu favorables (plus faible ou plus fort débit) sont rassemblées sur les figures 4.13.a, b, c et d. Pour le point de fonctionnement optimal, le moteur peut être redémarré au bout de 2h30 et le réservoir a alors perdu 2/9 de son contenu initial. Dans le cas moins favorable à plus faible débit, par exemple pour $D_{V,inj} = 100\text{ L.h}^{-1}$, le moteur ne peut être redémarré qu'au bout de 8 h, soit plus de 3 fois plus tard que pour le point de fonctionnement optimal, et le niveau de remplissage final sera 10% en-dessous de celui du cas optimal, même si le débit échappé est environ 2 fois plus faible. Dans le cas moins favorable à plus fort débit, par exemple pour $D_{V,inj} = 500\text{ L.h}^{-1}$, le moteur peut être redémarré 2 fois plus tôt que pour le point de fonctionnement optimal, et le niveau de remplissage final sera équivalent à celui du cas optimal. Ici, la perte de performance est dû à la pénalité en masse plus importante imposée par l'échangeur de chaleur, qui doit refroidir un débit plus élevé.

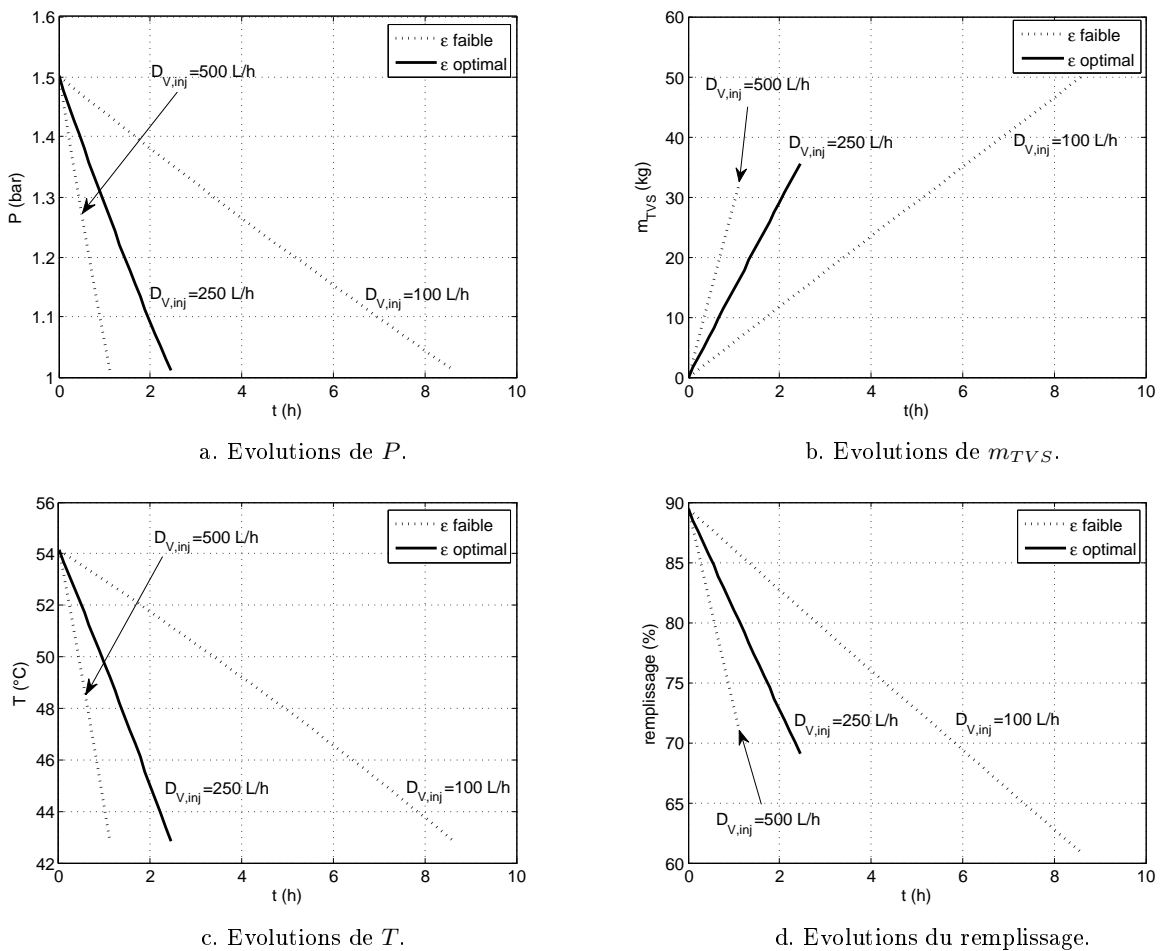


FIGURE 4.13: Confrontation du cas optimal avec des cas peu favorables des évolutions temporelles de grandeurs d'intérêt, pour le réservoir de NOVEC soumis à la phase de contrôle avant redémarrage moteur.

On peut noter que, dans le cas optimal, le recours à un échangeur avec surchauffeur est inutile car l'économie d'ergol qu'il apporte en diminuant le débit échappé est inférieure aux pénalités en masse qu'il ajoute (en termes de masse d'ergol inutile, de masse d'échangeur et de masse d'alimentation de pompe). D'ailleurs, le recours à un surchauffeur est inutile pour la plupart des points de fonctionnement de cette configuration de redémarrage moteur. En conséquence, la turbine ne peut pas être mise en place puisque son utilisation nécessite la présence de vapeur surchauffée. Ainsi, l'alimentation de la pompe repose sur l'utilisation de panneaux solaires. Nous

montrons dans la partie 4.4.3.1 que le surchauffeur peut présenter un intérêt dans le cas d'un contrôle pseudocyclique suivi d'un redémarrage moteur, dont la durée est bien supérieure à celle d'un contrôle avant redémarrage moteur.

La répartition des pénalités en masse dans le cas optimal est reportée sur le diagramme de la figure 4.14. La majeure partie de la pénalité en masse imposée par le système TVS vient de la masse inutile contenue dans les circuits d'injection et de refroidissement, et notamment dans l'évaporateur.

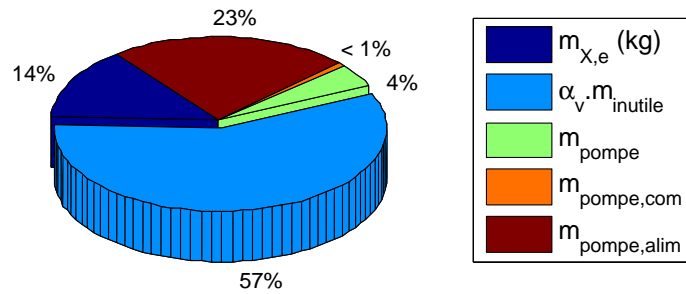


FIGURE 4.14: Répartition des pénalités en masses imposées par le système TVS dans le cas optimal, pour le réservoir de NOVEC soumis à la phase de contrôle avant redémarrage moteur.

Le cycle thermodynamique initial que subissent les fluides des circuits d'injection et de refroidissement dans le cas de contrôle optimal sont tracés sur le diagramme entropique du NOVEC figure 4.15. Puisque le système de contrôle ne comporte ni surchauffeur ni turbine, le cycle du fluide de refroidissement se résume aux points 1, 2 et 3 et le cycle du fluide du circuit d'injection aux points a et c.

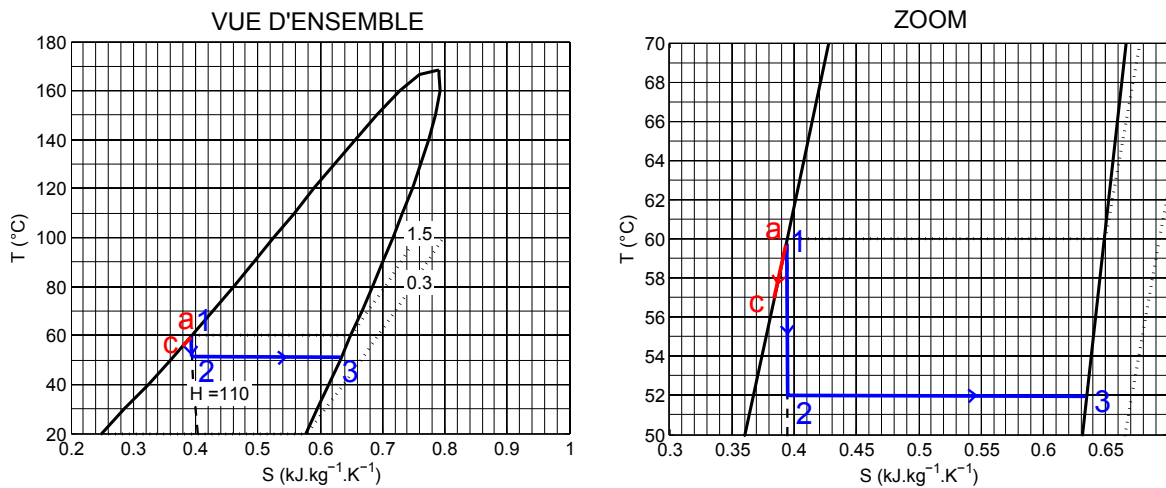


FIGURE 4.15: Cycle thermodynamique optimal, pour le réservoir de NOVEC soumis à la phase de contrôle avant redémarrage moteur. Les pointillés représentent les isobares (en bar) et le trait en pointillé une isenthalpe (en kJ.kg^{-1}).

Enfin, la figure 4.16 superpose, dans le plan des paramètres, les masses présentes dans le réservoir à la fin du contrôle selon le système utilisé. On remarque que pour certains couples de paramètres (coin gauche de la figure 4.16), la masse échappée hypothétiquement par le système DV pour atteindre le niveau de pression souhaité est supérieure à la masse initiale de NOVEC présente dans l'enceinte ($m_{\text{ergol},i} = 156 \text{ kg}$). Ceci est valable pour les couples de faible sous-refroidissement et de faible débit d'injection, pour lesquels la phase de contrôle est longue. En revanche, la masse échappée par TVS est toujours inférieure à la masse initialement présente

dans le réservoir, ce qui signifie que le système TVS permet d'atteindre le niveau de pression souhaité, quel que soit le couple de paramètres.

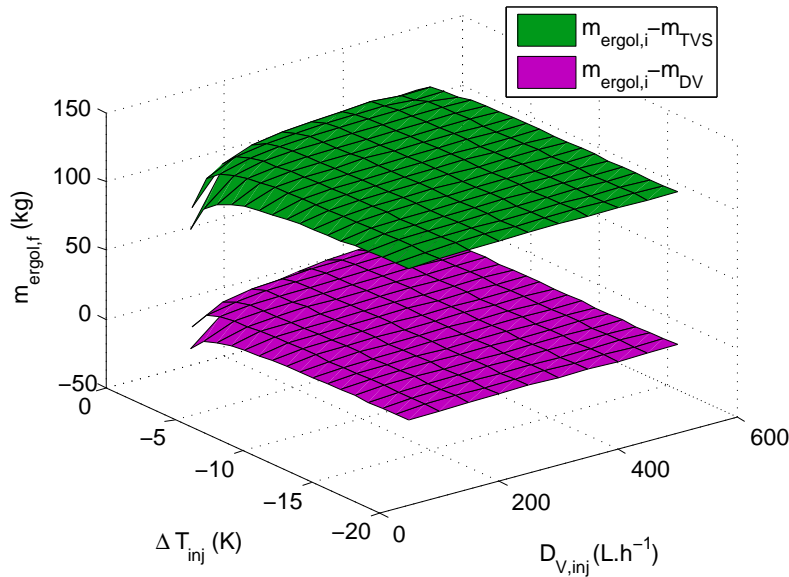


FIGURE 4.16: Masse de NOVEC présente dans le réservoir selon le système de contrôle utilisé, à la fin de la phase avant redémarrage.

4.4.2.2 Cas du réservoir d'oxygène

Les tests numériques réalisés dans le cas du réservoir d'oxygène ont mené à un indice de performance toujours négatif. Autrement dit, sur la gamme de paramètres parcourue et pour le cas particulier du réservoir d'oxygène décrit dans le tableau 4.7 - pour lequel le flux surfacique est très faible (de l'ordre de 600 mW.m^{-2}) - , il n'existe aucun couple $(D_{V,inj}, \Delta T_{inj})$ qui conduit à adopter le système TVS plutôt que le système DV. Ainsi, la démarche d'optimisation du système TVS, qui est l'objet de cette partie, n'a pas de sens ici.

4.4.2.3 Cas du réservoir d'hydrogène

L'indice de performance est tracé sur la figure 4.17 dans le plan des paramètres d'injection $(D_{V,inj}, \Delta T_{inj})$ pour l'enceinte initialement remplie à 80% environ de liquide et pour le cas du redémarrage moteur.

Comme dans le cas du réservoir de NOVEC, il n'est pas possible de calculer un indice de performance pour tous les couples $(\Delta T_{inj}, D_{V,inj})$ retenus dans l'étude paramétrique des performances du dispositif de contrôle. Ainsi, la combinaison d'un débit d'injection faible et d'un sous-refroidissement peu important ne permet pas d'obtenir un système TVS fonctionnel. Pour les points de fonctionnement conduisant à un système fonctionnel, on observe notamment que dans le cas d'un sous-refroidissement suffisamment marqué, typiquement entre $2,3^\circ\text{C}$ et $-5,3^\circ\text{C}$, l'indice de performance augmente avec un sous-refroidissement plus fort, quelle que soit la valeur du débit d'injection. Si on se place au sous-refroidissement le plus fort, $-5,3^\circ\text{C}$ donc, on note que l'indice de performance tend à augmenter lorsque le débit d'injection diminue. Enfin, le recours au système TVS n'est pas intéressant à grand débit puisque l'indice de performance est négatif dans ce cas.

Les variations de l'indice de performance dans le plan des paramètres peuvent être expliquées par la lecture conjointe du gain d'ergol et des pénalités en masse sur la figure 4.18. Les pénalités en masse, en gris foncé sur la figure 4.18, sont négligeables (moins de 2%) par rapport au gain

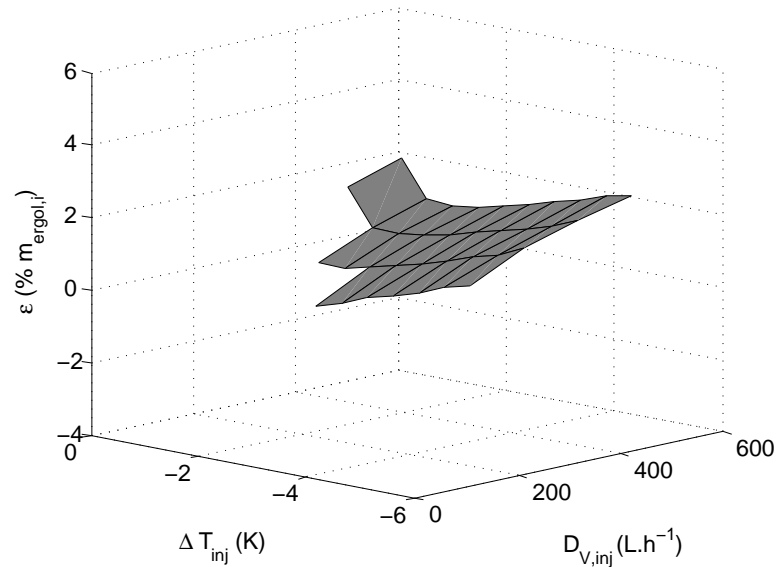


FIGURE 4.17: Indice de performance dans le plan des paramètres d'injection, pour le réservoir d'hydrogène soumis à la phase de contrôle avant redémarrage moteur.

d'ergol quel que soit le couple de paramètres. Ainsi, ce sont les variations du gain d'ergol, en jaune sur la figure 4.18, qui expliquent l'évolution de l'indice de performance pour ces mêmes valeurs.

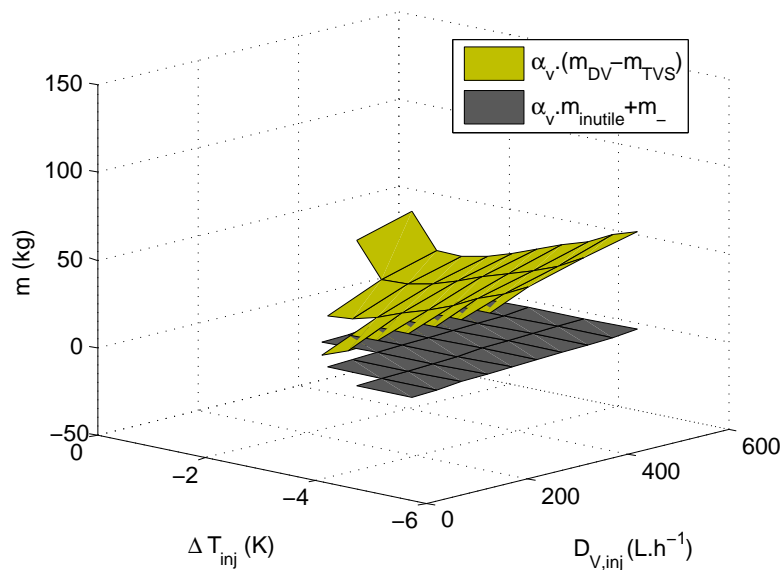


FIGURE 4.18: Confrontation entre le gain d'ergol et les pénalités en masse imposées par le système de contrôle TVS, pour le réservoir d'hydrogène soumis à la phase de contrôle avant redémarrage moteur.

Le point de fonctionnement optimal du système de contrôle, et donc le maximum de l'indice de performance, est obtenu pour un débit d'injection $D_{V,\text{inj}} = 50 \text{ L.h}^{-1}$ et un sous-refroidissement $\Delta T_{\text{inj}} = -5,3^\circ\text{C}$. Les évolutions temporelles de la masse échappée, du remplissage, et des température et pression au sein du réservoir pour le cas optimal et un cas peu favorable (plus fort débit) sont rassemblées sur les figures 4.20.a, b, c et d. Pour ce point de fonctionnement optimal, le moteur peut être redémarré au bout de 800 h (40 jours !) et le réservoir a alors perdu 1/8 de son contenu initial. Dans le cas moins favorable à plus fort débit, par exemple pour $D_{V,\text{inj}} =$

500 L.h^{-1} , le moteur peut être redémarré 16 fois plus tôt que pour le point de fonctionnement optimal, et la masse échappée sera environ deux fois plus faible. Notons que les observations faites dans les deux phrases précédentes sur le temps de redémarrage peuvent apparaître en contradiction directe avec le caractère « optimal » ou non du point de fonctionnement. En effet, le temps de redémarrage est plus faible dans le cas de contrôle qualifié de « peu favorable », alors qu'en toute logique un faible temps de redémarrage devrait être valorisé par rapport à un temps long puisqu'il confère plus de souplesse au système. En fait, tel qu'on l'a défini, l'indice de performance ne valorise pas explicitement un temps de redémarrage court (même si le temps de redémarrage apparaît explicitement dans les expressions de m_{TVS} et m_{DV}). Ceci est dû à la nature « relative » de l'indice de performance : on compare le gain apporté par le système TVS par rapport au système DV. Autrement dit, si le système DV fournit une très bonne performance pour le grand débit et que le système TVS ne permet d'améliorer que très légèrement cette performance de DV, on aura un indice de performance faible (cf figure 4.19). Si par ailleurs à petit débit on a une très mauvaise performance de DV mais qui est plus nettement améliorée par TVS, l'indice de performance sera meilleur même si la performance « absolue » du système TVS, notamment en terme de temps de redémarrage du moteur, est bien plus médiocre. La figure 4.19, qui superpose - dans le plan des paramètres - les masses présentes dans le réservoir à la fin du contrôle selon le système utilisé, confirme bien l'interprétation qui précède.

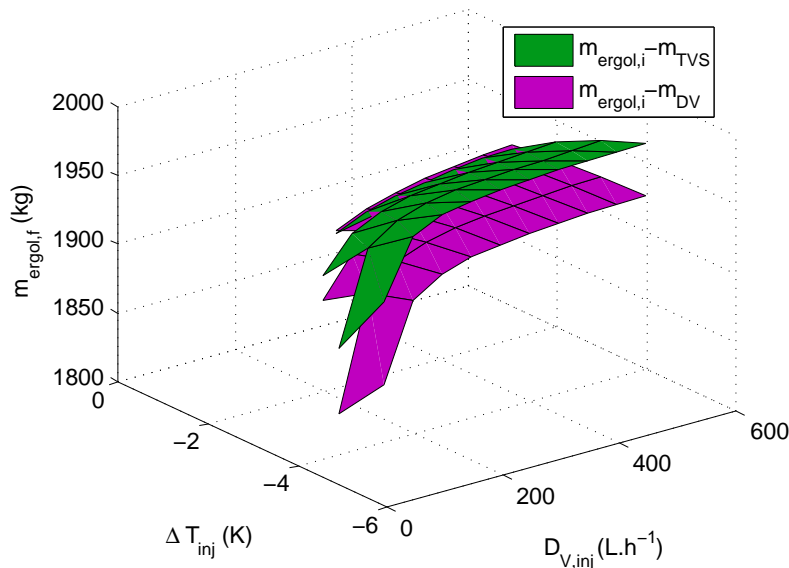


FIGURE 4.19: Masse d'hydrogène présente dans le réservoir selon le système de contrôle utilisé, à la fin de la phase avant redémarrage.

On peut noter que, quel que soit le couple de paramètres, le recours à un surchauffeur est inutile. Ainsi, l'alimentation de la pompe repose sur l'utilisation de panneaux solaires.

La répartition des pénalités dans le cas optimal est reportée sur le diagramme de la figure 4.21. La majeure partie de la pénalité en masse imposée par le système TVS vient cette fois-ci de la masse de l'échangeur de chaleur *évaporateur*, et non plus de la masse inutile contenue dans l'échangeur, car l'hydrogène est peu dense.

Le cycle thermodynamique initial que subissent les fluides des circuits d'injection et de refroidissement dans le cas de contrôle optimal sont tracés sur le diagramme entropique de l'hydrogène figure 4.22.

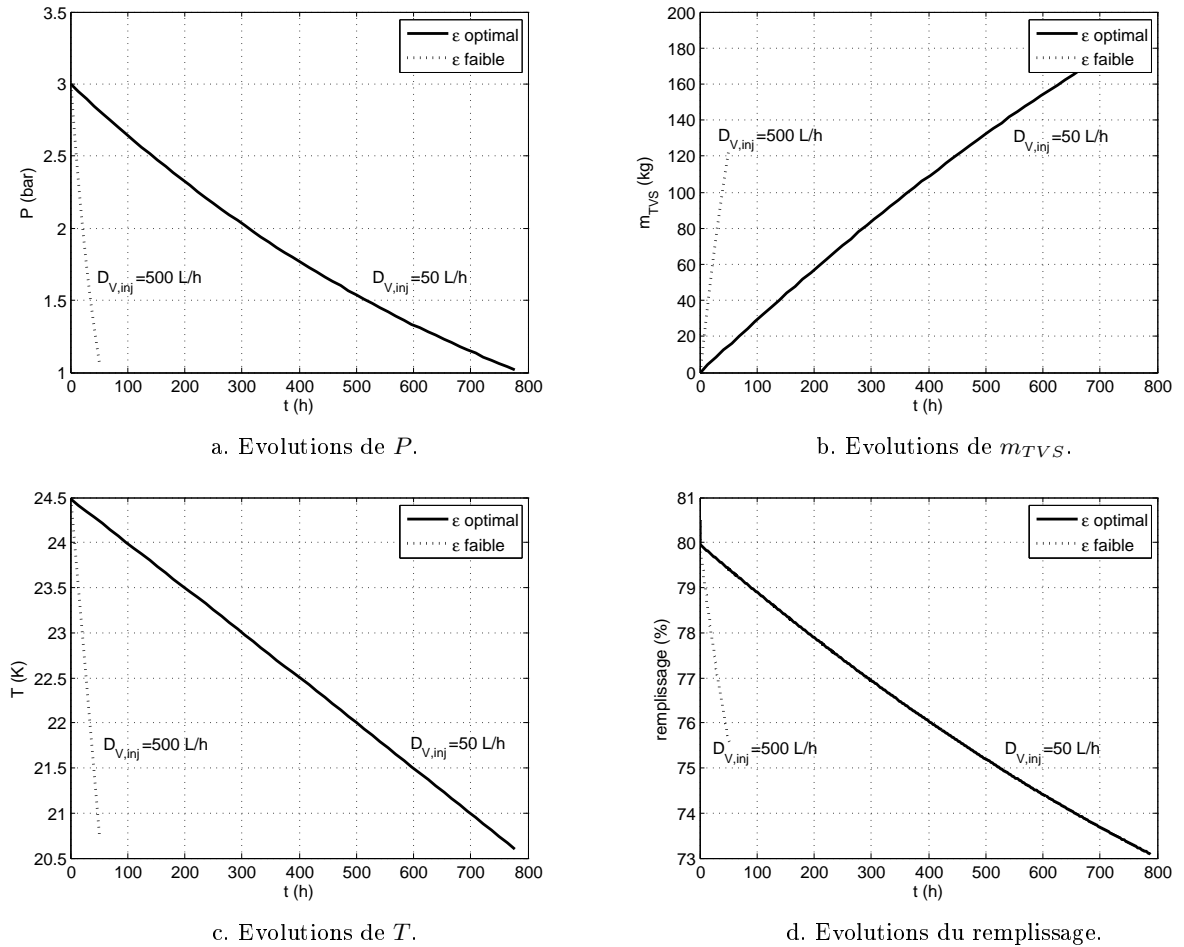


FIGURE 4.20: Confrontation du cas optimal avec un cas peu favorable des évolutions temporelles de grandeurs d'intérêt, pour le réservoir d'hydrogène soumis à la phase de contrôle avant redémarrage moteur.

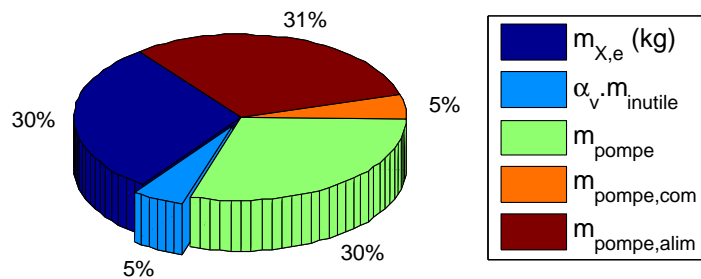


FIGURE 4.21: Répartition des pénalités en masses imposées par le système TVS dans le cas optimal, pour le réservoir d'hydrogène soumis à la phase de contrôle avant redémarrage moteur.

4.4.2.4 Influence de la borne supérieure de pression sur le cas du réservoir d'hydrogène

Nous avons déterminé précédemment, pour le cas du réservoir d'hydrogène dans une situation de redémarrage moteur, qu'un débit d'injection $D_{V,inj} = 50 \text{ L.h}^{-1}$ et un sous-refroidissement $|\Delta T_{inj}| = 5,3^\circ\text{C}$ permettaient de maximiser l'indice de performance ϵ , c'est-à-dire de maximiser le gain en masse d'ergol économisé par rapport à une stratégie DV, en tenant compte des pénali-

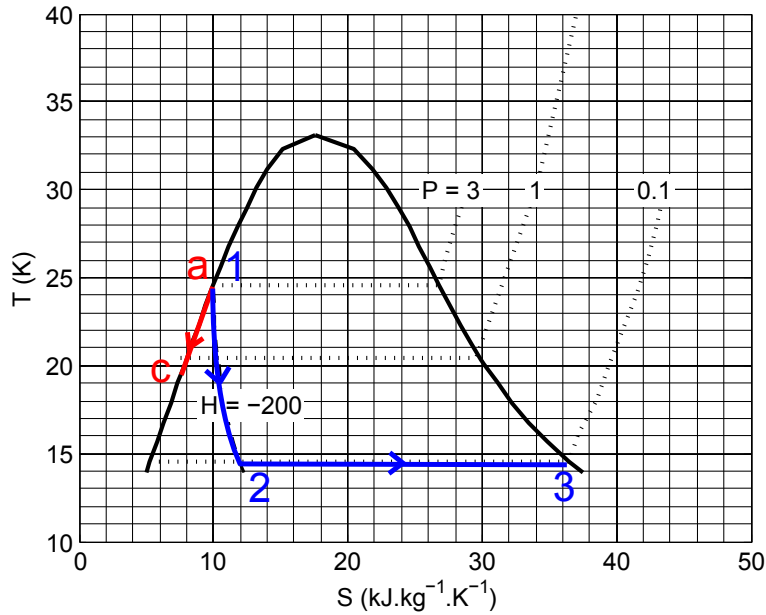


FIGURE 4.22: Cycle thermodynamique optimal, pour le réservoir d'hydrogène soumis à la phase de contrôle avant redémarrage moteur.

tés en masse associées au système TVS. Ce résultat a été établi pour une pression initiale fixée à 3 bar et un niveau de remplissage fixé à 80%. Nous souhaitons maintenant étudier la sensibilité de ce résultat au point de fonctionnement constitué par le niveau de remplissage et la pression initiale. On impose donc tout d'abord au réservoir d'hydrogène la phase de contrôle avant redémarrage moteur pour une pression initiale de 4 bar au lieu de la valeur de 3 bar pour laquelle le résultat optimal de la partie 4.4.2.3 a été obtenu. Le tableau 4.9 synthétise les caractéristiques obtenues pour la phase de contrôle optimale aux deux points de fonctionnement, pression initiale et remplissage, (3 bar, 80%) et (4 bar, 80%). Le tableau fournit, de haut en bas, la valeur optimale du coefficient de performance et le couple (ΔT_{inj} , $D_{V,inj}$) fournissant cet optimum, la masse d'ergol relâchée par le système TVS pendant la phase de contrôle considérée et celle relâchée par le système DV ainsi que la masse de l'évaporateur, la masse d'ergol initialement contenue dans le réservoir et la durée de la phase de contrôle (ou temps de redémarrage). Ces éléments vont en particulier nous permettre d'expliquer l'origine des éventuelles variations du ϵ optimal.

Il est tout d'abord très intéressant d'observer que le jeu optimal de paramètres d'injection est le même pour les deux valeurs de pression initiale considérées. De plus, on peut noter que la valeur optimale atteinte pour ϵ est légèrement plus élevée lorsque la pression initiale est plus élevée - on passe d'un optimum de 5% de la masse initiale d'ergol à 6%. Cette évolution résulte d'un gain (par rapport à l'approche DV) en masse d'ergol plus élevé (passant de 61 kg à 72 kg) pour une pression initiale plus élevée, associé à une faible augmentation de la pénalité en masse (environ 5%). Cependant, notons que l'augmentation de la borne haute de pression est associée à une amélioration de la résistance du réservoir, qui induit probablement une augmentation de la masse du réservoir. Par manque de données sur ce point, cette pénalité en masse n'a pas été prise en compte dans l'étude présentée ici.

4.4.2.5 Influence du remplissage initial sur le cas du réservoir d'hydrogène

Nous comparons maintenant 2 points de fonctionnement d'une phase de contrôle avant redémarrage moteur qui combinent la même pression initiale, $P_i = 3$ bar avec deux niveaux de remplissage différents : un remplissage à 80% (cas étudié au paragraphe 4.4.2.3) et un remplissage à 30%.

Sur le même modèle que le tableau 4.9, le tableau 4.10 synthétise les caractéristiques de la

TABLE 4.9: Etude de l'influence de la borne supérieure de pression sur la phase de contrôle optimale du réservoir d'hydrogène avant redémarrage moteur.

$[P_i ; P_f]$ (bar)	[3 ; 1]	[4 ; 1]
ϵ (% $m_{ergol,i}$)	5,0	6,0
ΔT_{inj} (K)	-5,3	-5,3
$D_{V,inj}$ (L.h ⁻¹)	50	50
m_{TVS} (kg)	191	258
m_{DV} (kg)	252	330
$m_{X,e}$ (kg)	0,62	0,70
$m_{inutile}$ (kg)	0,061	0,068
$m_{pompe,alim}$ (kg)	0,65	0,65
$\alpha_v \cdot m_{inutile} + m_-$ (kg)	2,1	2,2
$m_{ergol,i}$ (kg)	2125	2125
t_{sp} (h)	777	984

stratégie de contrôle optimale associée à chacun des deux points de fonctionnement. On peut noter dès à présent que la masse initiale d'ergol contenue dans le réservoir n'est bien sûr pas la même pour les 2 niveaux de remplissage initial considérés.

On observe à nouveau dans ce cas que les conditions d'injection qui permettent de maximiser l'indice de performance ne dépendent pas du remplissage initial. La variation de l'indice de performance maximal, de 5% de la masse initiale d'ergol pour un remplissage à 80% à 9% de la masse initiale d'ergol pour un remplissage à 30%, peut s'expliquer comme suit : le gain d'ergol autorisé par l'approche TVS en comparaison de l'approche DV est moins élevé pour un remplissage moins élevé (44 kg pour un remplissage à 30% contre 61 kg pour un remplissage à 80%) mais l'indice final augmente pourtant significativement car cette masse économisée n'est pas ramenée à la même masse initiale et est donc en proportion plus importante dans le cas d'un remplissage initial plus faible. Dans le même temps, la pénalisation en masse varie peu (environ 5%).

Dans la mesure où le redémarrage moteur peut avoir lieu à divers moments au cours de la

TABLE 4.10: Etude de l'influence du remplissage initial du réservoir d'hydrogène sur la phase de contrôle optimale avant redémarrage moteur.

Remplissage initial (%)	80	30
ϵ (% $m_{ergol,i}$)	5,0	9,0
ΔT_{inj} (K)	-5,3	-5,3
$D_{V,inj}$ (L.h ⁻¹)	50	50
m_{TVS} (kg)	191	122
m_{DV} (kg)	252	166
$m_{X,e}$ (kg)	0,62	0,62
$m_{inutile}$ (kg)	0,061	0,061
$m_{pompe,alim}$ (kg)	0,65	0,65
$\alpha_v \cdot m_{inutile} + m_-$ (kg)	2,1	2,1
$m_{ergol,i}$ (kg)	2125	865,8
t_{sp} (h)	777	492

mission, il était important d'évaluer la sensibilité de la stratégie de contrôle aux conditions de remplissage du réservoir et de niveau de pression dans le réservoir qui peuvent varier d'une situation de redémarrage à une autre. L'analyse qui vient d'être effectuée, même si elle demande bien sûr à être complétée en étendant par exemple les bornes de variation des points de fonctionnement (remplissage initial et pression initiale), a montré que le couple optimal de conditions d'injection (ΔT_{inj} , $D_{V,inj}$) ne variait pas d'un point de fonctionnement à l'autre, au cours de la mission, pour ce qui concerne le cas d'un réservoir d'hydrogène.

4.4.3 Optimisation d'une phase de contrôle pseudocyclique pour le réservoir d'hydrogène

On poursuit notre analyse des performances optimales offertes par le système TVS dans le cas d'un réservoir d'hydrogène en nous intéressant maintenant à la phase de contrôle pseudocyclique suivie d'un redémarrage moteur telle qu'elle a été décrite dans la partie 4.2.1.2.

Les bornes de pression des cycles chauffe/refroidissement et le remplissage initial du réservoir sont les mêmes que dans le cas du redémarrage moteur, à savoir $P_{min} = 1$ bar, $P_{max} = 3$ bar et un remplissage initial de 80 %.

Le réservoir réel d'hydrogène va être soumis à une phase de contrôle pseudocyclique pendant un temps de contrôle t_{cpc} de 6 mois (cf partie 4.4.3.1) puis il sera amené à un état saturé à 1 bar, condition du redémarrage moteur. Le temps de contrôle pseudocyclique est volontairement long d'une part car l'objet d'étude est une mission spatiale de longue durée, et, d'autre part, car le flux thermique que reçoit le réservoir d'hydrogène est très faible (14 W) et induit donc une montée en pression extrêmement lente (t_c est de l'ordre du mois). Rappelons que cette valeur très faible de flux thermique est une estimation de projet fournie par les partenaires industriels de la thèse.

Nous allons chercher tout d'abord les conditions d'injection qui maximisent le coefficient de performance pour cette phase de contrôle et le point de fonctionnement (bornes de pression, remplissage initiale) défini. Nous étudierons ensuite les influences respectives des bornes de pression et du remplissage initial sur l'indice de performance respectivement dans les parties 4.4.3.2 et 4.4.3.3, dans le cas du réservoir d'hydrogène.

4.4.3.1 Optimisation au point de fonctionnement de référence

L'indice de performance de la phase de contrôle pseudocyclique suivie d'un redémarrage moteur est tracé sur la figure 4.23, dans le plan des paramètres d'injection ($D_{V,inj}, \Delta T_{inj}$) et pour le réservoir initialement rempli à 80% de liquide. On observe que le coefficient de performance augmente lorsque le sous-refroidissement devient plus fort, dès lors en tout cas que le débit d'injection est suffisamment élevé. Pour les sous-refroidissements les plus forts, on note une chute brutale du coefficient de performance pour les valeurs de débit les plus faibles. Nous reviendrons ci-après sur l'origine de cette chute rapide.

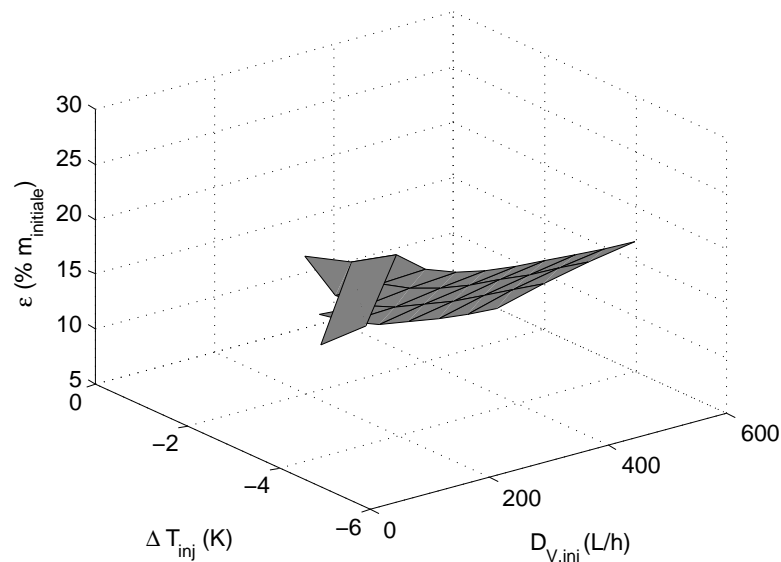


FIGURE 4.23: Indice de performance dans le plan des paramètres d'injection, pour le réservoir d'hydrogène soumis à une phase de contrôle pseudocyclique suivie d'un redémarrage moteur.

Afin de mieux expliquer les valeurs prises par le coefficient de performance ϵ , nous traçons également, sur la figure 4.24.a, les variations du gain d'ergol dans le plan des paramètres d'injection et sur la figure 4.24.b les variations de la pénalité en masse du système TVS dans ce même plan des paramètres d'injection. Rappelons que le système TVS est systématiquement analysé avec ou sans surchauffeur, l'option la plus favorable étant seule retenue pour chaque point de fonctionnement. Nous mettons ainsi en évidence sur la figure 4.24 que l'utilisation d'un

surchauffeur est bénéfique dans le cas étudié dès lors que le sur-refroidissement est suffisamment élevé.

On observe en comparant les figures 4.24.a et 4.24.b que le gain d'ergol offert par l'approche TVS par rapport à une simple stratégie DV reste toujours très supérieur à la pénalité en masse imposée par les circuits d'injection et de refroidissement associés au système TVS. Cette pénalité ne représente en l'occurrence que 2% au maximum du gain d'ergol (à mêmes conditions d'injection). L'indice de performance optimal correspond donc en fait aux conditions d'injection pour lesquels le gain de masse est maximal.

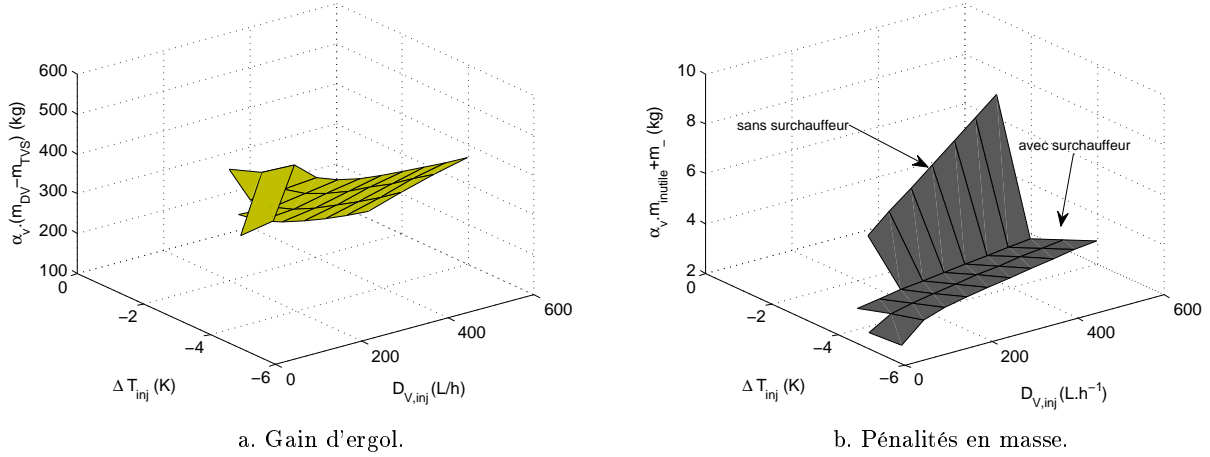


FIGURE 4.24: Confrontation entre le gain d'ergol et les pénalités en masse imposées par le système de contrôle TVS, pour le réservoir d'hydrogène soumis à une phase de contrôle pseudocyclique suivie d'un redémarrage moteur.

En comparant les figures 4.17 et 4.23, on observe que, pour le contrôle pseudocyclique, les variations de l'indice de performance dans le plan des paramètres sont analogues à celles présentées dans le cas du redémarrage moteur 4.4.2.3, sauf dans la zone de faible débit correspondant à $D_{V,inj} = 50 \text{ L.h}^{-1}$. La comparaison des évolutions temporelles du remplissage et de la pression au sein du réservoir pour les cas $D_{V,inj} = 50 \text{ L.h}^{-1}$ et $D_{V,inj} = 100 \text{ L.h}^{-1}$ permet de comprendre cette chute brutale de la performance au plus faible débit étudié. Ces évolutions sont représentées sur les figures 4.25.a, b, c et d. Quel que soit le débit d'injection, le réservoir subit deux pseudocycles entiers et, au bout du temps de contrôle pseudocyclique t_{cpc} , le remplissage est le même quel que soit le débit (cf figures 4.25.b et d). En revanche, à ce moment-là, la phase dans laquelle se trouve le réservoir n'est pas la même : il se trouve au milieu d'une phase de spray dans le cas 50 L.h^{-1} tandis qu'il est au milieu d'une phase de chauffe dans le cas 100 L.h^{-1} . D'autre part, pour $\Delta T_{inj} = -4,3 \text{ K}$, le temps de redémarrage est beaucoup plus important dans le cas faible débit car, à la fin de la phase de contrôle pseudocyclique, le réservoir est plus éloigné de l'objectif de pression qu'il doit atteindre, à savoir $P = P_{min} = 1 \text{ bar}$ (cf figures 4.25.a et c). Ainsi, la masse qui sera relâchée avant d'atteindre l'objectif est beaucoup plus importante d'où la chute brutale de performance entre $D_{V,inj} = 100 \text{ L.h}^{-1}$ et $D_{V,inj} = 50 \text{ L.h}^{-1}$. Pour $\Delta T_{inj} = -5,3 \text{ K}$, le temps de redémarrage est également plus important dans le cas faible débit car, même si le réservoir est plus près de son objectif à l'issue de la phase de contrôle pseudocyclique, il perd ensuite son avance, pénalisé par un refroidissement au moins 2 fois plus lent que dans le cas à $D_{V,inj} = 100 \text{ L.h}^{-1}$.

En conclusion le maximum de l'indice de performance est obtenu pour un débit d'injection $D_{V,inj} = 100 \text{ L.h}^{-1}$ et un écart de température à l'injection $\Delta T_{inj} = -5,3 \text{ K}$: il vaut 25,3% et est donc 5 fois plus grand que l'indice maximal obtenu dans le cas d'une simple phase de contrôle avant redémarrage moteur pour le même point de fonctionnement. Ces mêmes conditions

d'injection produisent également le gain d'ergol le plus élevé.

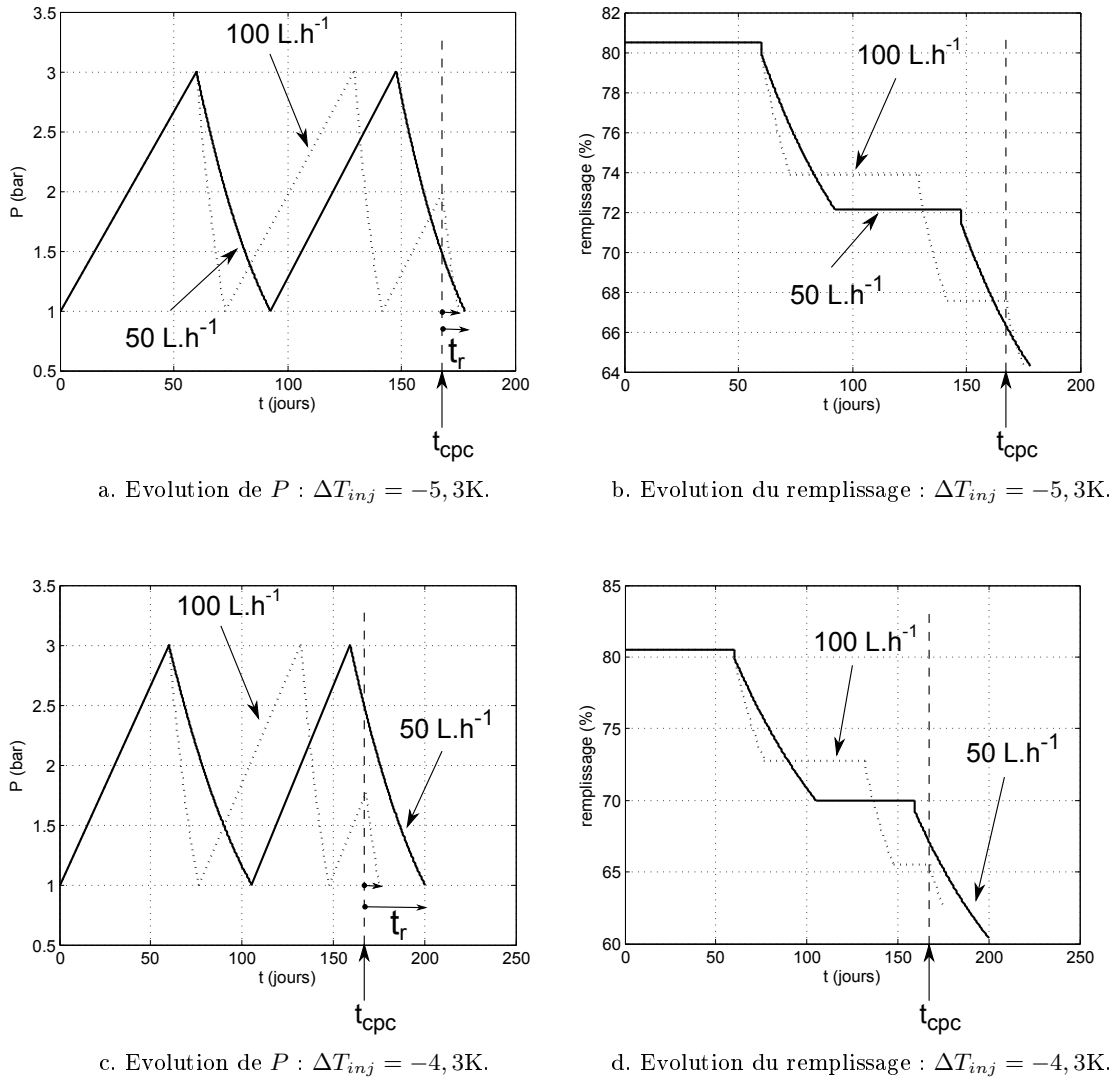


FIGURE 4.25: Evolutions temporelles de grandeurs d'intérêt pour différents couples de paramètres $(\Delta T_{inj}, DV_{inj})$, pour le réservoir d'hydrogène soumis à une phase de contrôle pseudocyclique suivie d'un redémarrage moteur.

La répartition des pénalités en masse dans le cas optimal est reportée sur la figure 4.26. On notera, par rapport à la répartition des pénalités en masse précédemment donnée sur la figure 4.21 dans le cas d'une phase de redémarrage moteur, que l'utilisation du surchauffeur et d'une turbine valorisant la vapeur surchauffée supprime la pénalité en masse associée au système d'alimentation de la pompe (par panneaux solaires) tout en introduisant une pénalité en masse liée à la présence du surchauffeur et de la turbine. La majeure partie de la pénalité en masse imposée par le système TVS provient désormais de la masse du surchauffeur mais comme l'indique l'optimisation de l'indice de performance cette masse ajoutée se justifie pleinement par le gain d'ergol qu'elle autorise.

La sensibilité de l'optimum obtenu pour le point de fonctionnement correspondant à une pression initiale de 3 bar et un remplissage de 80% est maintenant analysée en faisant varier séparément la pression initiale et le remplissage initial.

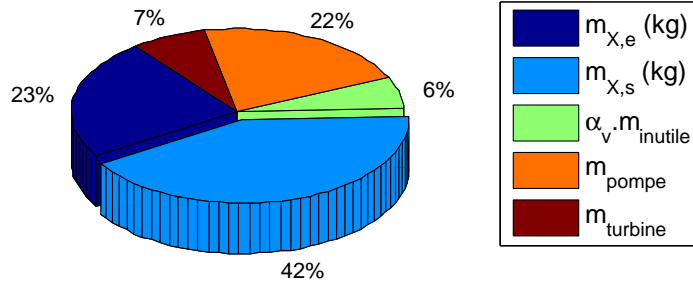


FIGURE 4.26: Répartition des pénalités en masses imposées par le système TVS dans le cas optimal, pour le réservoir d'hydrogène soumis à une phase de contrôle pseudocyclique suivie d'un redémarrage moteur.

4.4.3.2 Influence de la borne supérieure de pression

Nous considérons toujours le réservoir réel d'hydrogène soumis à une phase de contrôle pseudocyclique pendant un temps de contrôle t_{cpc} de 6 mois puis amené à un état saturé à 1 bar, condition du redémarrage moteur. Nous comparons la performance optimale qui peut être atteinte selon que la pression haute vaut 3 bar comme dans l'étude précédente ou 4 bar. Le tableau 4.11 récapitule les caractéristiques obtenues pour les phases de contrôle optimales associées à ces 2 points de fonctionnement.

Il est intéressant de constater que les conditions d'injection qui conduisent à une performance optimale varient assez peu lorsque la pression maximale varie de 3 bar à 4 bar : le sous-refroidissement optimal reste égal à $-5,3$ K tandis que le débit optimal augmente de 100 L.h^{-1} à 150 L.h^{-1} . Le coefficient de performance maximal varie dans le même temps de 25,3 % à 36,9 % soit une augmentation relative du coefficient de performance de 45 % environ. Cette augmentation du coefficient de performance est directement liée à l'augmentation du gain d'ergol, qui passe de 301 kg économisés par TVS par rapport à DV pour une pression haute de 3 bar à 437 kg économisés pour une pression haute de 4 bar soit une augmentation de 45 %. Dans le même temps, la pénalité en masse ne varie que très faiblement (moins de 1 % de variation totale d'un point de fonctionnement à l'autre).

L'origine de l'augmentation du gain de masse d'ergols peut être expliquée en s'appuyant sur la figure 4.27 qui présente l'évolution de la pression P et du remplissage pour les conditions d'injection optimales, aux deux points de fonctionnement analysés. Pour commencer, notons que l'augmentation du gain d'ergol est assez inattendue si on n'observe que l'évolution de la masse relâchée par TVS. En effet, celle-ci augmente très légèrement (419 kg dans le cas $P_{max} = 3$ bar et 437 kg dans le cas $P_{max} = 4$ bar d'après le tableau 4.11). L'augmentation du gain d'ergol découle en fait de la diminution importante du temps de redémarrage t_r (171 h dans le cas $P_{max} = 3$ bar et seulement 4 h dans le cas $P_{max} = 4$ bar d'après le tableau 4.11), que l'on observe sur la figure 4.27. Détaillons maintenant le lien entre le gain d'ergol et le temps de redémarrage. La diminution du temps de redémarrage implique la diminution du temps total de contrôle $t_{cpc} + t_r$ et donc l'augmentation importante (environ 20 % d'après le tableau 4.11) de la masse relâchée par DV. En effet, rappelons que la masse relâchée par DV peut être décomposée en deux parties (cf partie 4.2.2) : une partie $m_{DV,1}$, proportionnelle à la puissance de chauffe, qui augmente avec t_r et une partie $m_{DV,2}$, beaucoup plus importante pour un réservoir soumis à un flux thermique très faible, qui diminue avec t_r et qui représente la masse relâchée pour placer rapidement le réservoir dans les conditions thermodynamiques nécessaires au redémarrage moteur. Ainsi, dans le cas précis d'un réservoir soumis à un très faible flux thermique, la masse relâchée par DV augmente lorsque le temps de redémarrage diminue. Ceci implique l'augmentation du gain d'ergol entre le cas $P_{max} = 3$ bar et le cas $P_{max} = 4$ bar.

TABLE 4.11: Etude de l'influence de la borne supérieure de pression du réservoir d'hydrogène sur la phase de contrôle optimale pseudocyclique suivie d'un redémarrage moteur.

$[P_{max} ; P_{min}]$ (bar)	[3 ; 1]	[4 ; 1]
ϵ (% $m_{ergol,i}$)	25,3	36,9
ΔT_{inj} (K)	-5,3	-5,3
$D_{V,inj}$ (L.h ⁻¹)	100	150
m_{TVS} (kg)	419	437
m_{DV} (kg)	720	874
$m_{X,e}$ (kg)	0,68	0,72
$m_{X,s}$ (kg)	1,2	1,1
$m_{inutile}$ (kg)	0,10	0,10
$\alpha_v \cdot m_{inutile} + m_-$ (kg)	2,9	2,8
$m_{ergol,i}$ (kg)	2125	2125
t_r (h)	171	4

4.4.3.3 Influence du remplissage initial

La dernière étude de sensibilité réalisée porte sur l'influence du remplissage initial du réservoir dans le cas d'une phase de contrôle pseudocyclique. Le réservoir réel d'hydrogène est à nouveau supposé soumis à une phase de contrôle pseudocyclique pendant un temps de contrôle t_{cpc} de 6 mois puis amené à un état saturé à 1 bar, condition du redémarrage moteur. La pression haute dans le réservoir est fixée à 3 bar mais le remplissage initial est soit égal à 80 % (cas de la partie 4.4.3.1) soit fixé à 50 %. On notera que cette valeur a été retenue de préférence à la valeur de 30 % qui avait été utilisée précédemment pour l'étude de sensibilité du contrôle dans une phase de redémarrage moteur traitée en 4.4.2.5 afin que le réservoir ne soit pas vide avant la fin de la phase de contrôle.

L'analyse du tableau 4.12 permet d'observer que les conditions d'injection optimales ne dépendent pas du point de fonctionnement considéré. Le sous-refroidissement et le débit d'injection qui assurent une valeur maximale du coefficient de performance ϵ sont respectivement égaux à $-5,3\text{K}$ et 100L.h^{-1} que le remplissage initial soit fixé à 80 % ou à 30 %. L'indice de performance

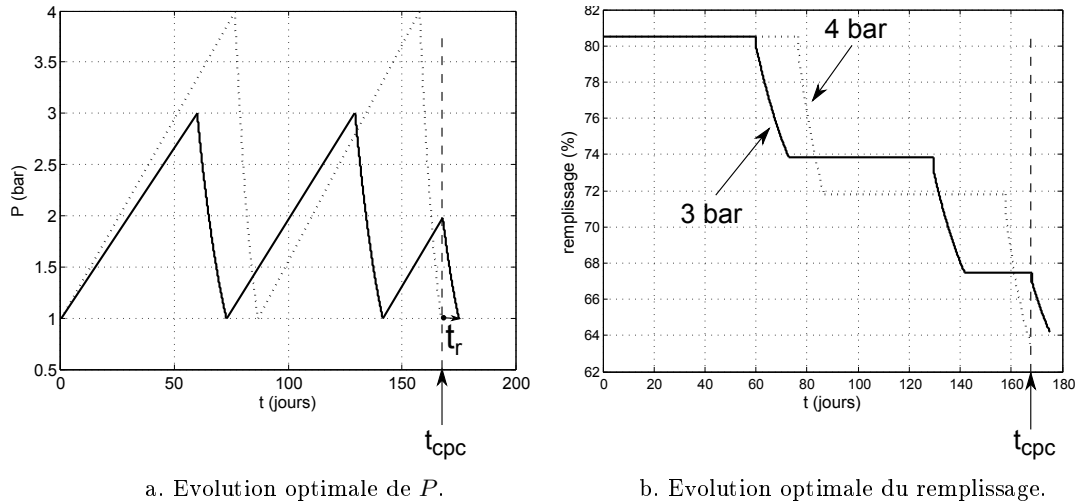


FIGURE 4.27: Influence de P_{max} sur l'évolution temporelle optimale de grandeurs d'intérêt.

augmente de 53 % lorsque le remplissage initial passe de 80 % à 30 % : cette augmentation de ϵ de 25,3 % à 38,7 % correspond en fait quasiment au même gain d'ergol (301 kg pour un remplissage à 80 %, 289 kg pour un remplissage à 30 %) et à une pénalité en masse analogue ; elle est la conséquence directe de la normalisation du gain d'ergol (incluant la prise en compte de la pénalité en masse) par la masse d'ergol initial qui est environ 40 % plus faible pour le remplissage le plus faible.

On peut donc finalement conclure des études de sensibilité menées pour cette phase de contrôle pseudocyclique suivie d'un redémarrage moteur que l'optimum de performance du système TVS peut être atteint pour des conditions d'injection qui ne dépendent que faiblement du point de fonctionnement, *i.e.* du remplissage et du niveau de pression à divers moments au cours de la mission. Le choix $\Delta T_{inj} = -5,3 \text{ K}$ et $D_{V,inj} = 100 \text{ L.h}^{-1}$ apparaît en fait comme un choix optimal ou quasi-optimal pour les deux configurations de contrôle étudiées : phase de redémarrage moteur et phase pseudocyclique suivie d'un redémarrage moteur.

4.5 Conclusions et perspectives

L'étude paramétrique des performances du dispositif TVS menée pour le réservoir d'essai avec NOVEC et des réservoirs réels avec oxygène et hydrogène a permis de tirer les enseignements suivants :

- Il existe toujours un couple limite de paramètres d'injection ($|\Delta T_{inj}|, D_{V,inj}$) en-dessous duquel le refroidissement du réservoir n'est plus possible.
- Au-dessus de ce couple, il existe toujours une valeur optimale (maximum) de l'indice de performance ϵ . Dans le cas d'un réservoir d'oxygène le maximum trouvé est resté négatif, traduisant le manque de compétitivité du système TVS par rapport à une stratégie DV dans ce cas. Faute d'informations technologiques suffisantes sur ce cas de réservoir réel d'oxygène, nous n'avons pas approfondi davantage ce cas dans les présents travaux. Pour le réservoir d'essai et le réservoir réel d'hydrogène, le maximum obtenu pour ϵ est bien positif et justifie donc l'intérêt du système TVS par rapport à une approche de type DV.
- Le couple de contrôle optimal, *i.e.* le choix de conditions d'injection (sous-refroidissement

TABLE 4.12: Etude de l'influence du remplissage initial du réservoir d'hydrogène sur la phase de contrôle optimale pseudocyclique suivie d'un redémarrage moteur.

Remplissage initial (%)	80	50
ϵ (% $m_{ergol,i}$)	25,3	38,7
ΔT_{inj} (K)	-5,3	-5,3
$D_{V,inj}$ (L.h ⁻¹)	100	100
m_{TVS} (kg)	419	417
m_{DV} (kg)	720	706
$m_{X,e}$ (kg)	0,68	0,68
$m_{X,s}$ (kg)	1,2	1,2
$m_{inutile}$ (kg)	0,10	0,10
$\alpha_v \cdot m_{inutile} + m_-$ (kg)	2,9	2,9
$m_{ergol,i}$ (kg)	2125	1338
t_{sp} (h)	171	41,7

et débit) du spray dans l'enceinte, semble indépendant du remplissage initial et faiblement dépendant de la pression initiale dans l'enceinte au moment de l'application du contrôle. L'indice de performance du contrôle tend à augmenter lorsque le taux de remplissage diminue essentiellement parce que le gain en masse d'ergol reste assez stable, ainsi que la pénalité en masse, tandis que la masse initiale d'ergol qui normalise l'indice de performance ϵ diminue avec un remplissage plus faible.

- L'utilisation d'un surchauffeur n'est en général pas intéressante pour la phase de contrôle avant redémarrage moteur. En revanche, le surchauffeur s'avère utile pour la phase de contrôle pseudocyclique qui est beaucoup plus longue.

Les points suivants nous semblent mériter un approfondissement dans des études ultérieures :

- Les valeurs de flux thermique pour les réservoirs d'ergols réels ont été fournies par les

partenaires industriels de la thèse. Ces valeurs correspondent vraisemblablement à la mise en place d'une isolation importante impliquant une pénalité en masse que nous ne connaissons pas et qui n'a donc bien sûr pas été prise en compte dans la démarche d'optimisation que nous avons menée. Il nous semble important, pour des études ultérieures, de prendre en compte ces pénalités dans l'indice de performance utilisé.

- Il serait intéressant de poursuivre l'étude de l'influence de la borne supérieure de pression sur l'indice de performance du système. Nous nous sommes limités dans ce travail à considérer une pression maximale de 3 ou 4 bar et n'avons pas pris en compte les modifications (dimensionnement global, renforcement) à apporter au réservoir lorsque la pression maximale augmente. Si une gamme de pression plus large est analysée, il sera nécessaire de bien tenir compte dans l'indice de performance des caractéristiques propres du réservoir adapté à un niveau maximal de pression donné.

Conclusions et perspectives

La problématique-clé que nous avons posée en introduction de cette thèse était :

« Comment contrôler la pression de manière optimale au sein d'un réservoir d'ergols cryogéniques lors d'une mission spatiale de longue durée ? »

L'état de l'art présenté dans l'introduction nous a conduits à sélectionner comme objet d'étude le système TVS (Thermodynamic Vent System), qui réalise le contrôle de la pression dans un réservoir d'ergols cryogéniques soumis à un flux solaire résiduel, par injection d'un spray sous-refroidi.

Il nous est apparu que des modèles simples et rapides d'utilisation simulant, à moindre coût, le comportement thermodynamique du réservoir contrôlé par le système TVS faisaient défaut. De plus, nous avons observé l'absence d'un critère précis de performance en vol permettant de quantifier les performances du système TVS, en particulier par rapport à une stratégie alternative basique de contrôle en pression par évacuation directe ou Direct Venting (DV).

Nous nous sommes donc proposés d'orienter nos travaux de thèse de façon à combler ces manques identifiés. La réalisation d'une expérience de laboratoire nous a ainsi permis de valider le modèle 0D développé en parallèle pour décrire l'évolution de l'état thermodynamique du réservoir couplé au système TVS. Ce modèle validé a ensuite pu être mis en œuvre pour proposer une première optimisation des performances du dispositif TVS sur la base de la maximisation d'un critère de performance qui intègre à la fois la masse d'ergol économisée grâce au système TVS par rapport à une stratégie DV et les pénalités de masse introduites par le contrôle TVS.

Dans ce dernier chapitre, nous revenons sur les principaux résultats des travaux menés au cours de la thèse ; nous proposons des perspectives d'amélioration à apporter à la fois au dispositif expérimental et au modèle ; enfin, nous précisons comment exploiter de manière plus réaliste l'ensemble des résultats dans le cadre de missions spatiales de longue durée.

Dispositif expérimental mis en place et améliorations envisagées

Le dispositif expérimental de contrôle thermodynamique de réservoir d'ergol a été entièrement réalisé et mis au point pendant la thèse. Il est opérationnel depuis octobre 2012.

Le fluide de similitude utilisé, le NOVEC, s'est révélé satisfaisant à l'usage, d'une part du fait de l'absence de toxicité et d'autre part du fait de sa température d'ébullition de 50°C à pression atmosphérique. Il simule convenablement le comportement dynamique et thermodynamique des ergols. Pour ces raisons, il réalise donc le compromis souhaité pour un fluide qui doit être

utilisé dans le cadre d'une expérience de contrôle thermodynamique de réservoir d'ergol et qui doit permettre l'utilisation de méthodes de mesures classiques sans nécessiter les investissements lourds liés aux technologies de la cryogénie.

La partie contrôle-commande du dispositif expérimental fonctionne de façon satisfaisante pour ce qui concerne les régulations du débit d'injection et de la température d'injection. Cependant, la régulation de la température de l'enveloppe sur celle du liquide, dont l'objectif est d'annuler le flux à la paroi afin de simuler l'adiabaticité de l'enceinte (quelle que soit la puissance de chauffe \mathcal{P}_c injectée), n'a pas pu être mise correctement au point dans le cadre de la thèse. Cette régulation devra donc être améliorée par la suite afin de s'approcher au mieux de l'une des hypothèses fondatrices du modèle de comportement développé par ailleurs. A l'heure actuelle, la seule donnée objective sur la paroi de l'enceinte reste que sa température est connue et uniforme (du fait du grand débit d'eau circulant dans la double enveloppe).

L'échec de la régulation de la température de l'enveloppe sur celle du liquide est dû en partie au positionnement de la résistance chauffante au fond du bain liquide. En effet, la résistance chauffe le fond du bain liquide créant vraisemblablement un gradient de température dans le bain puisque celui-ci n'est pas homogénéisé par mélange : ni le spray ni le jet injecté ne sont assez puissants pour atteindre le fond du réservoir et briser la stratification en température. Une perspective à court terme est d'estimer l'importance de la stratification en température dans le bain liquide. Une canne de mesure verticale comportant 10 sondes PT100 réparties régulièrement de haut en bas de l'enceinte et sa chaîne d'acquisition ont été conçues pendant la thèse. Il reste désormais à les réaliser. Leur mise en oeuvre devrait permettre un diagnostic précis de la distribution des températures - en particulier des gradients verticaux - aussi bien dans le bain liquide que dans le ciel de vapeur. On aurait pu souhaiter quantifier les gradients thermiques près de l'interface, mais ce diagnostic ne semble pas réalisable à court terme sur notre expérience dont la surface libre est à altitude variable.

Concernant les mesures granulométriques, les flux thermiques parasites au niveau des hublots de mesure ainsi que les gradients thermiques horizontaux et verticaux au sein de l'enceinte ont compromis leur mise en oeuvre. En effet, l'appareil (granulomètre Spraytec) n'est jamais parvenu à aligner l'émission du faisceau laser et la réception. Des solutions devront être imaginées pour diminuer ces gradients thermiques et parvenir à réaliser les mesures granulométriques (moins lourdes que les mesures par Interférométrie à Phase Döppler).

Modèle 0D / Expériences : résultats et confrontation

Le modèle 0D de comportement thermodynamique du réservoir soumis à une puissance de chauffe et à un spray sous-refroidi est construit comme une succession d'étapes élémentaires dont le début et la fin correspondent tous deux à des états d'équilibre thermodynamique. Les étapes élémentaires sont suffisamment courtes pour pouvoir considérer que la température varie peu au cours de chacune d'elles. L'état final de chaque étape élémentaire est déterminé grâce à l'application conjointe de bilans (premier principe et conservation de la masse) sur un système fermé en écoulement et de la relation de Clausius-Clapeyron.

Le modèle, qui repose sur l'hypothèse d'uniformité de la température au sein du réservoir ($T_{liq} = T_{vap} = T_{env}$) au cours d'une phase de contrôle, prédit de manière satisfaisante l'évolution de la température au sein du réservoir dans le cas où le réservoir n'est soumis à aucune puissance de chauffe. Néanmoins, pour une expérience de contrôle avec chauffe, l'hypothèse fondatrice du modèle est mise en défaut et provoque des écarts entre les évolutions expérimentales et les prédictions du modèle. Ces écarts peuvent être réduits en ajoutant *a posteriori* un terme de pertes conducto-convectives à la paroi mais le modèle n'est alors plus prédictif. Il est acquis à ce jour que le modèle *sans perte*, dont la résolution quasi-analytique est simple et rapide, constitue tel

quel un bon outil pour estimer la performance du système réel. Une perspective importante du volet modélisation de ce travail concerne les étapes qui permettront d'aboutir à une description plus réaliste du champ de température. Ces améliorations reposeront conjointement sur les mesures de température citées précédemment et sur la mise en oeuvre, en collaboration avec les partenaires contractuels de cette thèse, de simulations multi-dimensionnelles du comportement thermodynamique du réservoir. En parallèle, un modèle multi-zones (zone « liquide », zone « vapeur », zone « spray », zone « paroi ») pourra être développé afin de représenter avec plus de précision les phénomènes physiques mis en jeu et les temps caractéristiques associés.

Au total, plus d'une centaine d'expériences de refroidissement, avec une durée moyenne de 6 h pour chaque phase, ont été réalisées grâce au dispositif expérimental.

Environ 70 % d'entre elles - les autres ayant échoué pour différentes raisons (non-uniformité des températures au début de la phase de refroidissement, arrêt inattendu de l'enregistrement, mauvaise régulation du débit ou de la température d'injection, etc) ou servi à étudier d'autres phénomènes (phase de chauffe par exemple) - ont permis d'étudier l'influence qualitative et quantitative de chacun des paramètres du système de contrôle thermodynamique du réservoir. Elles présentent toutes un profil d'évolution de type « exponentielle décroissante », comme le prédit le modèle.

De plus, l'étude quantitative de l'influence des paramètres ($D_{V,inj}$, T_{inj} , z_{liq} , P_c) sur les coefficients d'ajustement T_{ES} (température de l'état stationnaire) et τ_{ES} (temps caractéristique pour atteindre l'état stationnaire) de l'évolution expérimentale sont en bon accord avec les dépendances prédites par le modèle.

Le plan d'expériences qui a été réalisé dans le cadre de la thèse a couvert le domaine d'exploitation du dispositif avec un maillage relativement grossier, volontairement retenu pour des raisons de temps. Nous anticipons donc dès à présent que des séries d'expériences supplémentaires seront utiles pour confirmer les conclusions tirées de cette première campagne. Par exemple, seulement deux valeurs de remplissage initial du réservoir - 30 % et 65 % - ont été explorées. Il faudra au minimum tester une troisième valeur, 90 % par exemple, pour vérifier que la température de l'état stationnaire est indépendante du niveau de remplissage initial du réservoir.

Performance et optimisation du système de contrôle

Un indice de performance du système de contrôle réel a été proposé. Il prend en compte les contraintes imposées à un système de contrôle embarqué en vol et destiné à gérer - avec précision et sur une longue durée - les ergols contenus dans le réservoir. Plus précisément, il est construit par comparaison « gain d'ergol / pénalité en masse » entre le système TVS et le système DV retenu comme point de référence.

Le calcul de cet indice de performance repose sur le modèle 0D adapté au cas réel et sur le dimensionnement des constituants du système de contrôle réel.

La performance du système est toujours définie pour une phase de contrôle donnée, appliquée à un fluide et un réservoir donnés, dont le flux aux parois, le niveau de remplissage initial et les bornes limites de pression sont imposés.

L'outil d'analyse de la performance est fonctionnel et peut être appliqué à tout type de mission. Les résultats d'optimisation obtenus à ce jour montrent qu'il n'y a pas de système de contrôle optimal pour toute mission. Cependant, on a identifié des couples de paramètres d'injection (débit d'injection $D_{V,inj}$ et sous-refroidissement $|\Delta T_{inj}|$) pour lesquels le système TVS s'est montré beaucoup plus performant que le système DV (grande valeur de l'indice de performance ϵ). D'autre part, il a été montré que le système TVS rend envisageables certaines missions qui seraient irréalisables par DV dans la mesure où le réservoir serait vide avant la fin de la phase

de contrôle.

A l'heure actuelle, une des faiblesses de l'analyse de la performance d'un système réel est liée à l'absence de données quantitatives quant à la pénalité en masse induite par la mise en oeuvre des technologies d'isolation futuristes, permettant de faire passer le flux solaire résiduel de 50 W.m^{-2} à $0,5 \text{ W.m}^{-2}$. Il sera intéressant par la suite d'ajouter à l'étude le paramètre « puissance de chauffe », sachant que, à paramètres d'injection ($D_{V,inj}$ et ΔT_{inj}) fixés, une faible puissance de chauffe mènera à une masse relâchée par TVS et par DV faible mais à une importante pénalité en masse. Ainsi, il n'est pas évident que la valeur optimale de l'indice de performance soit obtenue pour la plus faible puissance de chauffe, d'où la nécessité d'étudier l'intérêt d'une telle isolation.

Enfin, pour pouvoir être appliqué à un cas réel de mission spatiale de longue durée, l'outil d'analyse de la performance mis au point devra pouvoir intégrer l'ensemble des informations techniques relatives à la mission.

Nomenclature

Acronymes

A5ME	Ariane 5 Mid-life Evolution
CPPPO	Computational Propellant and Pressurization Program - One Dimensional
DV	Direct Venting
EM	Etendue de Mesure
ES	Etat Stationnaire
ET	Equilibre Thermodynamique
IPD	Interféromètre à Phase Döppler
LEO	Low Earth Orbit
MHTB	Multipurpose Hydrogen Test Bed
NASA	National Aeronautics and Space Administration
NI	National Instruments
STUSTD	Solar Thermal Upper Stage Technology Demonstrator
TCS	Thermodynamic Cryogen Subcooler
TVS	Thermodynamic Vent System

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 des gaz parfaits

Symboles grecs

η	Viscosité dynamique	[Pa.s]
λ	Conductivité thermique	[W.m ⁻¹ .K ⁻¹]
ϕ	Diamètre de l'orifice de l'injecteur	[m]
ρ	Masse volumique	[kg.m ⁻³]
σ	Tension de surface	[N.m ⁻¹]

Nombres adimensionnels

α_v	Facteur de valorisation d'un gain d'ergol
β_{pompe}	Rendement global de la pompe
$\beta_{turbine}$	Rendement de la turbine
ϵ	Indice de performance
γ	Coefficient adiabatique d'un gaz, $= \frac{c_{P,vap}}{c_{V,vap}}$
Ja	Nombre de Jakob
Nu	Nombre de Nusselt
Oh	Nombre d'Ohnesorge du liquide
Pr	Nombre de Prandtl
Re _g	Nombre de Reynolds d'une goutte de spray
Re _j	Nombre de Reynolds d'un jet
We _g	Nombre de Weber d'une goutte de spray
We _j	Nombre de Weber d'un jet
x	Fraction massique de vapeur

Symboles latins

Δp_{inj}	Différence de pression à l'injection	[Pa]
Δp_X	Perte de charge dans le tube intérieur de l'échangeur	[Pa]
ΔT_e	Ecart de température à l'entrée de l'évaporateur	[K]
ΔT_{inj}	Sous-refroidissement avant injection du spray	[K]
ΔT_{JT}	Variation de température dans le détendeur de Joule-Thomson	[K]
ΔT_s	Ecart de température à l'entrée du surchauffeur	[K]
\mathcal{P}_c	Puissance de chauffe	[W]
\mathcal{P}_p	Puissance de perte conducto-convective à la paroi	[W]
$\mathcal{P}_{m,panneaux}$	Puissance massique des panneaux solaires	[W.kg ⁻¹]
$\mathcal{P}_{pompe,hyd}$	Puissance hydraulique de la pompe	[W]
A	Surface d'échange	[m ²]
A_{liq}	Surface de l'enceinte en contact avec le liquide	[m ²]
A_{vap}	Surface de l'enceinte en contact avec la vapeur	[m ²]
C	Capacité thermique	[J.K ⁻¹]
C_e	Capacité thermique de l'enceinte d'essai	[J.K ⁻¹]
c_P	Capacité thermique massique à pression constante	[J.kg ⁻¹ .K ⁻¹]
c_V	Capacité thermique massique à volume constant	[J.kg ⁻¹ .K ⁻¹]
d	Diamètre	[m]
D_m	Débit massique	[kg.s ⁻¹]

D_V	Débit volumique	$[\text{m}^3.\text{s}^{-1}]$
$D_{m,inj}$	Débit massique à l'injection	$[\text{kg}.\text{s}^{-1}]$
$D_{m,TVS}$	Débit massique relâché par le système TVS	$[\text{kg}.\text{s}^{-1}]$
$d_{X,ext}$	Diamètre du tube extérieur de l'échangeur de chaleur	$[\text{m}]$
$d_{X,int}$	Diamètre du tube intérieur de l'échangeur de chaleur	$[\text{m}]$
d_X	Diamètre de l'hélice de l'échangeur de chaleur	$[\text{m}]$
E_c	Energie cinétique	$[\text{J}]$
E_p	Energie potentielle	$[\text{J}]$
E_{tot}	Energie totale	$[\text{J}]$
e_X	Epaisseur des parois de l'échangeur de chaleur	$[\text{m}]$
H	Enthalpie massique	$[\text{J}.\text{kg}^{-1}]$
h	Coefficient de transfert convectif à la paroi	$[\text{W}.\text{m}^{-2}.\text{K}^{-1}]$
h_{liq}	Coefficient de transfert convectif paroi-liquide	$[\text{W}.\text{m}^{-2}.\text{K}^{-1}]$
h_{vap}	Coefficient de transfert convectif paroi-vapeur	$[\text{W}.\text{m}^{-2}.\text{K}^{-1}]$
l_{vap}	Chaleur latente massique de vaporisation	$[\text{J}.\text{kg}^{-1}]$
L_X	Encombrement de l'échangeur de chaleur	$[\text{m}]$
l_X	Longueur des tubes de l'échangeur de chaleur	$[\text{m}]$
M	Masse molaire	$[\text{kg}.\text{mol}^{-1}]$
m_+	Masse d'ergol économisée grâce au système TVS	$[\text{kg}]$
m_-	Pénalité en masse imposée par les circuits de refroidissement et d'injection	$[\text{kg}]$
m_{DV}	Masse d'ergol relâchée par DV au cours d'une phase de contrôle	$[\text{kg}]$
$m_{inutile}$	Masse d'ergol contenue dans les circuits de refroidissement et d'injection	$[\text{kg}]$
m_{JT}	Masse du détendeur de Joule-Thomson	$[\text{kg}]$
$m_{pompe,alim}$	Masse de l'alimentation de la pompe	$[\text{kg}]$
$m_{pompe,com}$	Masse de l'électronique de commande de la pompe	$[\text{kg}]$
m_{pompe}	Masse de la pompe (hors alimentation et commande)	$[\text{kg}]$
m_{TVS}	Masse d'ergol relâchée par TVS au cours d'une phase de contrôle	$[\text{kg}]$
$m_{X,e}$	Masse de l'évaporateur de l'échangeur de chaleur	$[\text{kg}]$
$m_{X,s}$	Masse du surchauffeur de l'échangeur de chaleur	$[\text{kg}]$
m_X	Masse de l'échangeur de chaleur, $= m_{X,e} + m_{X,s}$	$[\text{kg}]$
P	Pression	$[\text{Pa}]$
$P_{stockage}$	Pression de stockage	$[\text{Pa}]$
p_X	Pas de l'hélice de l'échangeur de chaleur	$[\text{m}]$
Q	Chaleur	$[\text{J}]$
r	Rayon	$[\text{m}]$

S	Entropie massique	$[\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}]$
s_{corps}	Section du corps de l'enceinte d'essai	$[\text{m}^2]$
s_c	Section de la conduite du circuit d'injection	$[\text{m}^2]$
s_{inj}	Section de sortie de l'injecteur	$[\text{m}^2]$
T	Température	$[\text{K}]$
t	Temps	$[\text{s}]$
t_c	Durée de la phase de chauffe	$[\text{s}]$
t_p	Temps de parcours d'une goutte dans la vapeur	$[\text{s}]$
t_{cpc}	Durée de la phase de contrôle pseudocyclique du réservoir	$[\text{s}]$
t_r	Durée avant de pouvoir redémarrer le moteur à la fin d'une phase de contrôle pseudocyclique	$[\text{s}]$
t_{sp}	Durée de la phase de spray	$[\text{s}]$
V	Volume	$[\text{m}^3]$
v	Vitesse	$[\text{m} \cdot \text{s}^{-1}]$
W	Travail	$[\text{J}]$
z	Hauteur	$[\text{m}]$
Va	Vanne	

Indices

amb	ambiante
atm	atmosphérique
$cond$	condensation
$corps$	corps de l'enceinte d'essai
$cowb$	couvercle du bas
$cowh$	couvercle du haut
e	enceinte
eb	ébullition
$env, corps$	enveloppe du corps
env, inf	enveloppe du fond bombé inférieur
env, sup	enveloppe du fond bombé supérieur
exp	fait référence à l'expérience
G	goutte équivalente
g	goutte de spray
i	étape élémentaire i
inj	injection
j	jet

<i>liq</i>	liquide
<i>max</i>	fait référence à la fin de la phase de chauffe ou au début de la phase de spray
<i>min</i>	fait référence au début de la phase de chauffe
<i>mod</i>	fait référence au modèle
<i>NOVEC</i>	fait référence au NOVEC
<i>p</i>	paroi
<i>res</i>	réservoir
<i>sat</i>	saturation
<i>vap</i>	vapeur
<i>vapo</i>	vaporisation
<i>X</i>	échangeur de chaleur

Bibliographie

- [1] Discussion avec B. LEGRAND, correspondant CNES.
- [2] Site internet de la société 3M.
- [3] Site internet du CNES, « La composition d'un lanceur Ariane ».
- [4] Site internet du CNES, « La propulsion ».
- [5] Site internet du CNES, « Comment ça marche... un voyage interplanétaire ? ».
- [6] Site internet de la société Mouvex.
- [7] W.D. BACHALO : Direct contact condensation of steam on droplets. *Applied Optics*, 19:363–370, 1980.
- [8] A. BONTEMPS, A. GARRIGUE, C. Goubierand J. Huetzand C. MARVILLET, P. MERCIER et R. VIDIL : Échangeurs de chaleur - dimensionnement thermique. *Techniques de l'ingénieur Échangeurs de chaleur et isolation*, pages 9–12, 1994.
- [9] J.H. CORPENING : Analytic modeling of pressurization and cryogenic propellant conditions for lunar landing vehicle cryogenic propellant and pressurization modeling. Rapport technique, NASA, 2010.
- [10] P.G. de GENNES, F. BROCHARD-WYART et D. QUÉRÉ : *Gouttes, bulles, perles et ondes*, chapitre 1.4. Belin, 2002.
- [11] J. Taine et J.-P. PETIT : *Transferts thermiques*. Dunod Université, 1989.
- [12] U. FRITSCHING : *Multiphase Flow Handbook*, chapitre Spray Systems. CRC Press, 2006.
- [13] M.M. HASAN, C.-S. LIN et N.T. Van DRESAR : Self-pressurization of a flightweight liquid hydrogen storage tank subjected to low heat flux. In *ASME/AIChE National Heat Transfer Conference*, 1991.
- [14] L.J. HASTINGS, R.H. FLASHBART, J.J. MARTIN, A.HEDAYAT, M. FAZAH, T. LAK, H. NGUYEN et J.W. BAILEY : Spray bar zero-gravity vent system for on-orbit liquid hydrogen storage. Rapport technique, NASA, 2003.
- [15] R.T. JACOBSEN, S.G. PENONCELLO et E.W. LEMMON : *Thermodynamic Properties of Cryogenic Fluids*. Plenum Press, 1997.
- [16] P. KONIECZNY : Contrôle du stockage de combustible cryogénique pour les missions spatiales de longue durée. Rapport technique, CNES, LEGI, 2007.
- [17] P. LEMAITRE et E. PORCHERON : Study of heat and mass transfers in a spray for containment application : Analysis of the influence of the spray mass flow rate. *Nuclear Engineering and Design*, 239:541–550, 2009.
- [18] D.H. LIEDENBERG et F.J. EDESKUTY : Pressurization analysis of a large-scale liquid-hydrogen dewar. *International Advances in Cryogenic Engineering*, 10:284–289, 1965.

- [19] C.-S. LIN, N.T. Van DRESAR et M.M. HASAN : A pressure control analysis of cryogenic storage systems. Rapport technique, NASA, 1991.
- [20] A. LOPEZ, G.D. GRAYSON, F.O. CHANDLER, L.J. HASTINGS et A. HEDAYAT : Cryogenic pressure control modeling for ellipsoidal space tanks. *AIAA*, 5552, 2007.
- [21] A. LOPEZ, G.D. GRAYSON, F.O. CHANDLER, L.J. HASTINGS et A. HEDAYAT : Cryogenic pressure control modeling for ellipsoidal space tanks in reduced gravity. *AIAA*, 5104, 2008.
- [22] S. MUSTAFI, W. JOHNSON, A. KASHANI, J. JURNS, B. KUTTER, D. KIRK et J. SHULL : Subcooling for long duration in-space cryogenic propellant storage. *AIAA*, 8869, 2010.
- [23] H. NGUYEN : Zero-g thermodynamic venting system (TVS) performance prediction program. Rapport technique, Rockwell Aerospace, 1994.
- [24] B. OESTERLÉ : *Ecoulements multiphasiques*, chapitre Atomisation. Hermès - Lavoisier, 2006.
- [25] B. OESTERLÉ : *Ecoulements multiphasiques*, chapitre Fragmentation. Hermès - Lavoisier, 2006.
- [26] F. ONOFRI : *Prise en compte de la dimension finie des faisceaux d'éclairage en granulométrie optique : anémométrie phase Döppler*. Thèse de doctorat, Université de Rouen, 1995.
- [27] P. PERROT : Propriétés thermodynamiques de l'eau. *Techniques de l'ingénieur*, 2006.
- [28] E. RING : *Rocket Propellant and Pressurization Systems*. Englewood Cliffs, NJ, prentice-hall inc. édition, 1964.
- [29] L. TIBOR : Cryogenic fluid management technologies for space transportation, zero g thermodynamic vent system final report. Rapport technique, Rockwell Aerospace, 1994.

Annexes

L'annexe A contient les fiches techniques du NOVEC, du dihydrogène et du dioxygène.

L'annexe B reprend le calcul du temps de chauffe de l'enceinte d'essai.

L'annexe C présente la méthode de dimensionnement de l'échangeur de chaleur.

Annexe A

Fiches techniques des trois fluides d'intérêt

Nomenclature du NOVEC

Le NOVEC appartient à la famille des fluorocétones. Sa formule brute est $\text{CF}_3\text{CF}_2\text{C}(\text{O})\text{CF}(\text{CF}_3)_2$. Sa géométrie est représentée sur la figure A.1.

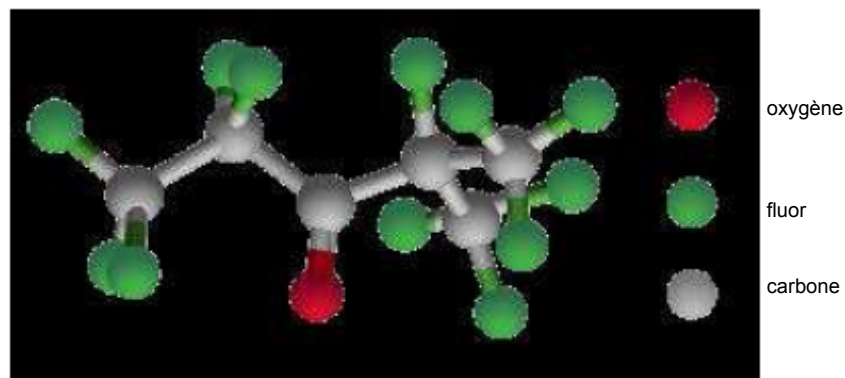


FIGURE A.1: Géométrie de la molécule de NOVEC.

Propriétés physico-chimiques générales des trois fluides d'intérêt

Les propriétés physico-chimiques sont reportées dans le tableau A.1, pour le NOVEC, le dihydrogène et le dioxygène dans leurs conditions de température et de pression de stockage.

TABLE A.1: Propriétés physico-chimiques générales du NOVEC, du dihydrogène et du dioxygène.

Propriété	NOVEC	H ₂	O ₂
$P_{stockage}$ (bar)	1	3	3
$T_{sat}(P_{stockage})$	50°C	24,4 K	102 K
M (g.mol ⁻¹)	316	2	32
ρ_{liq} (kg.m ⁻³)	1540	68	1090
ρ_{vap} (kg.m ⁻³)	14	3,6	11
$c_{P,liq}$ (kJ.kg ⁻¹ .K ⁻¹)	1,12	10,9	1,73
$c_{P,vap}$ (kJ.kg ⁻¹ .K ⁻¹)	0,891	14,4	1,04
$c_{V,vap}$ (kJ.kg ⁻¹ .K ⁻¹)	0,790	6,66	0,684
l_{vap} (kJ.kg ⁻¹)	88,1	410	200
λ_{liq} (mW.m ⁻¹ .K ⁻¹)	54,0	102	138
λ_{vap} (mW.m ⁻¹ .K ⁻¹)	5,78	24,6	10,9
$\eta_{liq} \times 10^5$ (Pa.s)	44,6	1,16	18,8
$\eta_{vap} \times 10^5$ (Pa.s)	2	0,158	7,64
σ (mN.m ⁻¹)	9,17	2,63	13,2

Annexe B

Calcul de la durée de la phase de chauffe

Nous nous intéresserons dans cette annexe à l'obtention d'une estimation du temps de chauffe t_c nécessaire pour amener l'enceinte d'essai de l'état d'ET à 50°C à l'état d'ET à 60°C , lorsqu'elle est soumise à une puissance de chauffe \mathcal{P}_c (figure B.1). Les pertes entre l'enceinte et le milieu ambiant, de l'ordre de 30 W (cf Chapitre 1), sont négligées. Lorsqu'une estimation plus précise de ces pertes sera réalisée, elles pourront être introduites dans le calcul.

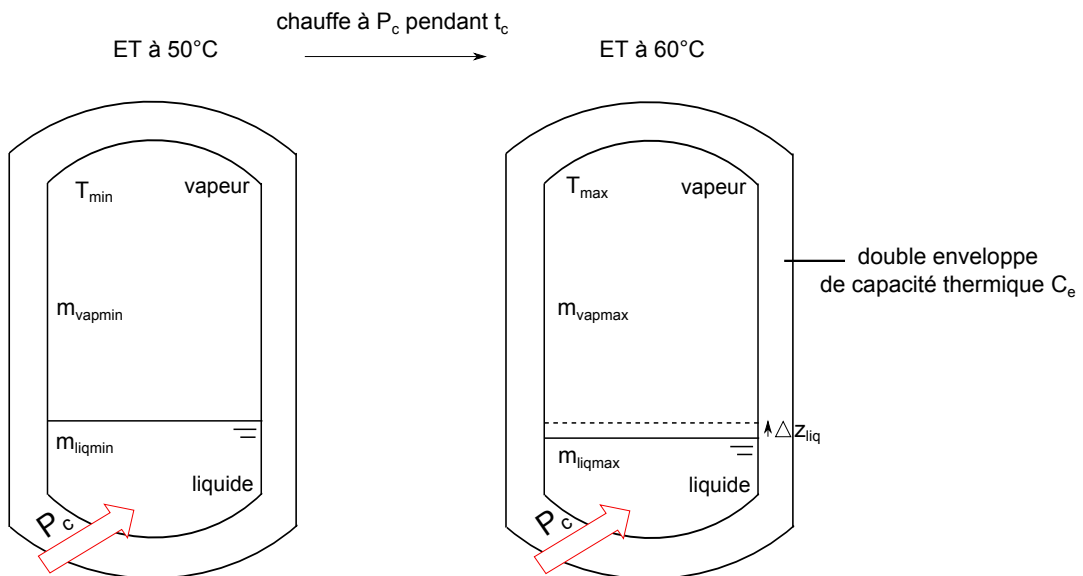


FIGURE B.1: Description schématique de la phase de chauffe.

Calcul et simplifications

Pour estimer t_c , on applique le premier principe de la thermodynamique à l'enceinte d'essai entre les deux états d'ET décrits sur la figure B.1. Le volume de contrôle contient donc la vapeur, le liquide et la double enveloppe (deux couches d'inox et une couche d'eau). On obtient (B.1) :

$$\Delta U_{vap} + \Delta U_{liq} + \Delta U_{env} + \underbrace{\Delta m_{vap} l_{vap}(T_{min})}_{\text{énergie dégagée par le changement d'état liq} \rightarrow \text{vap}} = \mathcal{P}_c \times t_c \quad (\text{B.1})$$

L'hypothèse sous-jacente est de considérer que les changements d'état ont lieu à température constante égale à la température initiale de la phase de chauffe T_{min} . Cette hypothèse mène à surestimer légèrement la valeur du temps de chauffe t_c comme expliqué en deuxième partie de l'annexe.

L'énergie interne U étant une fonction d'état, sa variation au cours de la phase de chauffe ne dépend que de l'état initial et de l'état final. Les variations d'énergie interne de la vapeur et du liquide au cours de la phase de chauffe s'expriment donc comme :

$$\begin{cases} \Delta U_{vap} = m_{vap,max} \cdot c_{V,vap}(T_{max}) \cdot T_{max} - m_{vap,min} \cdot c_{V,vap}(T_{min}) \cdot T_{min} \\ \Delta U_{liq} = m_{liq,max} \cdot c_{V,liq}(T_{max}) \cdot T_{max} - m_{liq,min} \cdot c_{V,liq}(T_{min}) \cdot T_{min} \\ \Delta U_{env} = C_e \cdot (T_{max} - T_{min}) \end{cases}$$

où C_e est la capacité thermique de l'enceinte d'essai. Elle a été calculée en estimant la masse des parois d'inox et la masse d'eau dans la double enveloppe. Elle s'élève à $8,8 \cdot 10^4 \text{ J.K}^{-1}$.

La quantité de liquide Δm_{vap} passée à l'état vapeur au cours de la phase de chauffe est égale à $m_{liq,min} - m_{liq,max}$. La conservation de la masse donne :

$$m_{vap,max} = m_{vap,min} + m_{liq,min} - m_{liq,max} \quad \text{soit} \quad m_{vap,max} = m_{vap,min} + \Delta m_{vap}$$

Finalement, le premier principe exprimé en fonction des données du problème $m_{vap,min}$, $m_{liq,min}$, T_{min} et T_{max} et de la quantité de liquide Δm_{vap} qui passe à l'état vapeur au cours de la phase de chauffe est donné par (B.2) :

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_c t_c = & m_{vap,min} \Delta(c_{V,vap} \cdot T) + m_{liq,min} \Delta(c_{V,liq} \cdot T) + C_e \Delta T \\ & + \Delta m_{vap} \left((c_{V,vap}(T_{max}) - c_{V,liq}(T_{max})) T_{max} + l_{vap}(T_{min}) \right) \end{aligned} \quad (\text{B.2})$$

où :

$$\begin{aligned} \Delta(c_{V,vap} \cdot T) &= c_{V,vap}(T_{max}) \cdot T_{max} - c_{V,vap}(T_{min}) \cdot T_{min} \\ \Delta(c_{V,liq} \cdot T) &= c_{V,liq}(T_{max}) \cdot T_{max} - c_{V,liq}(T_{min}) \cdot T_{min} \\ \Delta T &= T_{max} - T_{min} \end{aligned}$$

D'autre part, l'état initial et l'état final de la phase de chauffe sont des états d'ET. On peut donc intégrer la relation de Clausius-Clapeyron (B.3) entre l'état initial et l'état final pour obtenir l'expression de Δm_{vap} .

$$\left. \frac{dP}{dT} \right|_{eq} = \frac{l_{vap}(T)}{T \left(\frac{1}{\rho_{vap}} - \frac{1}{\rho_{liq}} \right)} \quad (\text{B.3})$$

où $\left|_{eq}$ signifie que la dérivée est calculée le long de la courbe d'équilibre liquide-vapeur.

La masse volumique de la vapeur étant typiquement 100 fois plus petite que celle du liquide, on peut simplifier (B.3) en (B.4) :

$$\left. \frac{dP}{dT} \right|_{eq} = \frac{l_{vap}(T)}{T} \cdot \rho_{vap}, \text{ car } \frac{1}{\rho_{liq}} \ll \frac{1}{\rho_{vap}} \quad (\text{B.4})$$

L'hypothèse de gaz parfait, justifiée dans la mesure où la pression n'est jamais très élevée dans l'enceinte d'essai (entre 1 et 1,5 bar), permet d'exprimer la masse volumique de la vapeur ρ_{vap} comme :

$$\rho_{vap} = \frac{MP}{RT}$$

où :

R est la constante des gaz parfaits

M est la masse molaire

Dans la gamme de températures qui nous intéresse, soit $[50; 60]^\circ\text{C}$, on peut ajuster la chaleur latente par une fonction affine de la température (cf justification ultérieure) :

$$l_{vap}(T) = aT + b \quad \text{avec } a = -0,2739 \text{ kJ.kg}^{-1}.\text{K}^{-1} \text{ et } b = 176,2 \text{ kJ.kg}^{-1}$$

Finalement, il faut résoudre l'équation différentielle du premier ordre à coefficients constants (B.5) suivante :

$$\frac{dP}{dT} = \frac{MP}{R} \cdot \frac{aT + b}{T^2} \quad (\text{B.5})$$

Après séparation des variables P et T et intégration entre l'état initial (ET à T_{min}) et l'état final (ET à T_{max}), on obtient (B.6) :

$$\ln \left(\frac{P_{max}}{P_{min}} \right) = \frac{M}{R} \left(a \ln \left(\frac{T_{max}}{T_{min}} \right) + b \left(\frac{1}{T_{min}} - \frac{1}{T_{max}} \right) \right) \quad (\text{B.6})$$

En prenant l'exponentielle des membres de gauche et de droite de l'équation (B.6), on obtient la valeur suivante pour le rapport de pression entre l'état final et l'état initial (B.7) :

$$\frac{P_{max}}{P_{min}} = \left(\frac{T_{max}}{T_{min}} \right)^{aM/R} \exp \left[\frac{bM}{R} \left(\frac{1}{T_{min}} - \frac{1}{T_{max}} \right) \right] \quad (\text{B.7})$$

Or, en faisant l'hypothèse (vérifiée *a posteriori*, cf justification ultérieure) que le volume de vapeur varie peu au cours de la phase de chauffe, l'équation d'état des gaz parfaits donne une autre expression du rapport de pression (B.8) :

$$\begin{aligned} \frac{P_{max}}{P_{min}} &= \frac{m_{vap,max} T_{max}}{m_{vap,min} T_{min}} \quad \text{car } V_{vap,max} \approx V_{vap,min} \\ &\Leftrightarrow \frac{P_{max}}{P_{min}} = \frac{T_{max}}{T_{min}} \left(1 + \frac{\Delta m_{vap}}{m_{vap,min}} \right) \end{aligned} \quad (\text{B.8})$$

En égalant (B.8) et (B.7), on obtient l'expression de Δm_{vap} (B.9) en fonction des données du problème $m_{vap,min}$, T_{max} et T_{min} :

$$\begin{aligned} \frac{T_{max}}{T_{min}} \left(1 + \frac{\Delta m_{vap}}{m_{vap,min}} \right) &= \left(\frac{T_{max}}{T_{min}} \right)^{\frac{aM}{R}} \exp \left[\frac{bM}{R} \left(\frac{1}{T_{min}} - \frac{1}{T_{max}} \right) \right] \\ \Leftrightarrow 1 + \frac{\Delta m_{vap}}{m_{vap,min}} &= \left(\frac{T_{max}}{T_{min}} \right)^{\frac{aM}{R}-1} \exp \left[\frac{bM}{R} \left(\frac{1}{T_{min}} - \frac{1}{T_{max}} \right) \right] \end{aligned}$$

$$\Leftrightarrow \Delta m_{vap} = m_{vap,min} \left(\left(\frac{T_{max}}{T_{min}} \right)^{\frac{aM}{R}-1} \exp \left[\frac{bM}{R} \left(\frac{1}{T_{min}} - \frac{1}{T_{max}} \right) \right] - 1 \right) \quad (\text{B.9})$$

La substitution de Δm_{vap} dans l'expression du premier principe (B.2) mène à l'expression (B.10) du temps de chauffe t_c en fonction uniquement des données du problème $m_{vap,min}$, $m_{liq,min}$, T_{min} et T_{max} :

$$\begin{aligned} t_c = & \frac{1}{\mathcal{P}_c} (m_{vap,min} \Delta(c_{V,vap} \cdot T) + m_{liq,min} \Delta(c_{V,liq} \cdot T) + C_e \Delta T) \\ & + \frac{m_{vap,min}}{\mathcal{P}_c} \left(\left(\frac{T_{max}}{T_{min}} \right)^{\frac{aM}{R}-1} \exp \left[\frac{bM}{R} \left(\frac{1}{T_{min}} - \frac{1}{T_{max}} \right) \right] - 1 \right) \\ & \times \left((c_{V,vap}(T_{max}) - c_{V,liq}(T_{max})) T_{max} + l_{vap}(T_{min}) \right) \end{aligned} \quad (\text{B.10})$$

Justification des hypothèses du calcul

Le changement d'état se fait à la température initiale de la phase de chauffe :
Nous avons considéré que la température de changement d'état était constante et égale à T_{min} . Cette hypothèse implique une majoration du temps de chauffe. En effet, la chaleur latente du NOVEC diminue avec la température d'où :

$$\forall T \in [T_{min}; T_{max}]^\circ C, l_{vap}(T) < l_{vap}(T_{min})$$

$$\Rightarrow t_c < \text{valeur exprimée par (B.10)}$$

En fait, la durée de la phase de chauffe calculée à partir de la relation (B.10) est surestimée d'une valeur σ_{t_c} telle que :

$$\sigma_{t_c} = \frac{\Delta m_{vap}}{\mathcal{P}_c} \times (l_{vap}(T_{min}) - l_{vap}(T_{max}))$$

Le tableau B.1 répertorie les valeurs σ_{t_c} pour l'ensemble des paramètres. Dans le pire des cas, on surestime de 0,3 % la durée de la phase de chauffe. L'hypothèse selon laquelle le changement d'état se fait à la température initiale T_{min} de la phase de chauffe est donc justifiée.

TABLE B.1: Tableau de valeurs de σ_{t_c} en fonction de \mathcal{P}_c et z_{liq} .

		\mathcal{P}_c (W)	
		0	360
z_{liq} (cm)	30	–	5,2 s
	60	–	2,7 s

La chaleur latente est une fonction affine de la température sur la gamme de température parcourue : La figure B.2 présente l'évolution de la chaleur latente de vaporisation du NOVEC sur la gamme de température $[50; 60]^{\circ}\text{C}$. Sur cette gamme, la chaleur latente de vaporisation est très bien ajustée par une droite d'équation :

$$l_{vap} = -0,2739T + 176,2 \quad \text{avec } T \text{ en K et } l_{vap} \text{ en } \text{kJ}\cdot\text{K}^{-1}$$

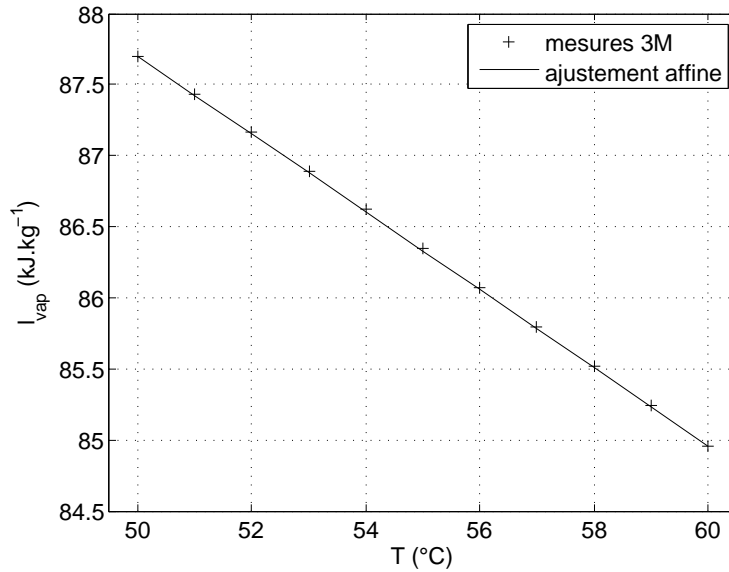


FIGURE B.2: Evolution de la chaleur latente massique avec la température. Les + sont les valeurs expérimentales mesurées par la société 3M [2] et la droite est la régression linéaire.

La variation du volume de vapeur entre l'état initial et l'état final de la phase de chauffe est négligeable : La variation de volume associée au passage à l'état vapeur d'une quantité Δm_{vap} de liquide est :

$$-\Delta V_{liq} = \frac{\Delta m_{vap}}{\rho_{liq}} < \frac{\Delta m_{vap}}{\rho_{liq}(T_{max})}$$

La variation relative de V_{liq} , qui est égale à la variation relative de z_{liq} , est donc majorée comme suit :

$$-\Delta V_{liq}/V_{liq} = -\Delta z_{liq}/z_{liq} < \frac{m_{vap,min} \cdot \rho_{liq}(T_{min})}{m_{liq,min} \cdot \rho_{liq}(T_{max})}$$

Le tableau B.2 rassemblent les majorants des variations relatives de volume de liquide et donc de hauteur de liquide $\Delta z_{liq}/z_{liq}$ liées au changement d'état. Quelle que soit la valeur de z_{liq} , la valeur absolue de $\Delta z_{liq}/z_{liq}$ reste inférieure ou égale à 3%. Par conséquent, on peut considérer que les volumes de liquide et de vapeur restent constants au cours de la phase de chauffe. Qui plus est, la dilatation du liquide liée à l'augmentation de sa température contrebalance la vaporisation du liquide. Elle vaut :

$$\frac{\rho_{liq}(T_{min}) - \rho_{liq}(T_{max})}{\rho_{liq}(T_{min})} \approx 2\%$$

TABLE B.2: Tableau des variations relatives de z_{liq} liées au changement d'état au cours de la phase de chauffe.

z_{liq} (cm)	$\Delta z_{liq}/z_{liq}$ (%)
30	- 3
60	- 0,7

Annexe C

Méthode température-enthalpie pour le dimensionnement d'un échangeur de chaleur

Il s'agit ici de trouver la surface d'échange nécessaire à la réalisation des transferts thermiques requis dans l'échangeur de chaleur présent dans le système TVS. La surface d'échange mènera non seulement à la masse de l'échangeur m_X mais aussi à la masse de fluide inutile $m_{inutile}$, contenue dans les circuits d'injection et de refroidissement.

Présentation de la méthode de dimensionnement : La géométrie choisie pour l'échangeur est rappelée sur la figure C.1, et le tableau C.1 contient les valeurs numériques de ces propriétés géométriques. Le type d'échangeur pris en compte pour ce dimensionnement est coaxial, à contre courant, le circuit d'injection étant entouré du circuit de refroidissement comme le montre la figure C.1.

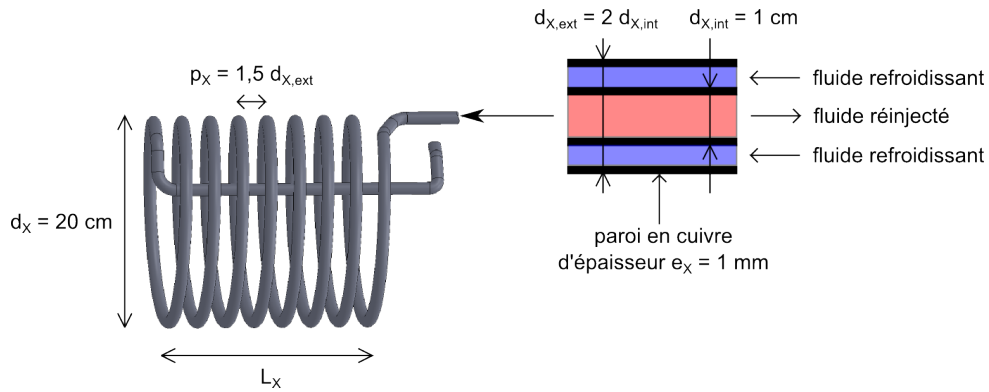


FIGURE C.1: Description de la géométrie d'échangeur choisie.

L'échangeur de chaleur est dimensionné grâce à la méthode température-enthalpie [8], dont nous reprendrons les points essentiels en l'appliquant au cas typique de notre dispositif expérimental, à savoir :

$$\begin{cases} T_1 = 60^\circ\text{C} \\ \Delta T_{inj} = -20^\circ\text{C} \text{ soit } T_{inj} = 40^\circ\text{C} \\ DV_{inj} = 100 \text{ L.h}^{-1} \end{cases}$$

Comme nous l'avons souligné en séparant l'échangeur de chaleur en un premier tronçon

TABLE C.1: Propriétés géométriques de l'échangeur de chaleur.

Propriété	Description	Valeur
$d_{X,int}$	diamètre du tube intérieur	1 cm
$d_{X,ext}$	diamètre du tube extérieur	2 cm
l_X	longueur des tubes	déterminée par le dimensionnement
e_X	épaisseur des parois en cuivre	1 mm
d_X	diamètre de l'hélice	20 cm
p_X	pas de l'hélice	$1,5 d_{X,ext}$
L_X	encombrement de l'échangeur	déterminé par le dimensionnement

« évaporateur » et en un second tronçon « surchauffeur », la qualité du fluide dans le circuit de refroidissement varie au cours de sa propagation dans l'échangeur : le fluide du circuit de refroidissement entre dans l'évaporateur sous forme de diphasique bouillant et en ressort sous forme vapeur, comme l'indique la figure C.2. Ce changement de phase du fluide a un impact sur la qualité des échanges qu'il réalise avec le liquide du circuit d'injection, c'est-à-dire que le coefficient de transfert thermique h entre les deux circuits n'est pas le même dans l'évaporateur et dans le surchauffeur. Il faut donc appliquer à l'un des fluides deux bilans d'énergie distincts, un sur chaque tronçon de l'échangeur. Chacun des deux bilans d'énergie mènera à la valeur de surface d'échange nécessaire à la réalisation des échanges thermiques requis sur le tronçon étudié. La surface d'échange totale sera la somme des deux et permettra de remonter à la masse de l'échangeur m_X et à la masse de fluide inutile $m_{inutile}$, contenue dans les circuits d'injection et de refroidissement.

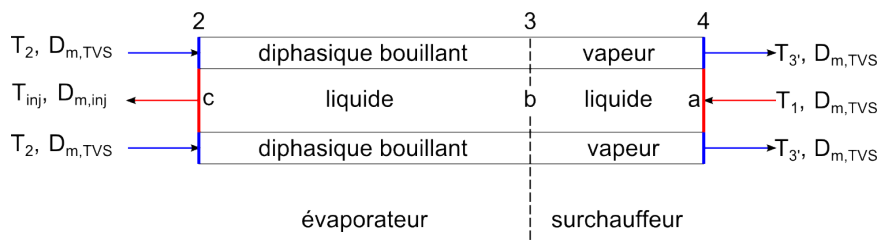


FIGURE C.2: Qualité du fluide dans l'échangeur.

Construction des diagrammes température-enthalpie : En appliquant un bilan d'enthalpie au fluide de refroidissement entre les points 2 et 3 puis entre les points 3 et 4 de la figure C.2, on obtient :

$$\begin{cases} H_3 = H_2 + (1-x)l_{vap}(T_2), & \text{bilan d'enthalpie entre 2 et 3} \\ H_4 = H_3 + c_{P,vap}(T_4).T_4 - c_{P,vap}(T_3).T_3, & \text{bilan d'enthalpie entre 3 et 4} \end{cases}$$

où :

$$\begin{aligned} T_2 &= T_1 + \Delta T_{inj} - \Delta T_e, \quad \Delta T_e = 5^\circ\text{C (par choix)} \\ T_4 &= T_1 - \Delta T_s, \quad \Delta T_s = 5^\circ\text{C (par choix)} \end{aligned}$$

$$1 - x = \frac{H_{liq}(T_1) - H_{liq}(T_2)}{l_{vap}(T_2)} \text{ d'après la formule (4.13)}$$

Ainsi, en choisissant $H_2 = 0$, le diagramme T-H du fluide de refroidissement peut être tracé (voir figure C.3).

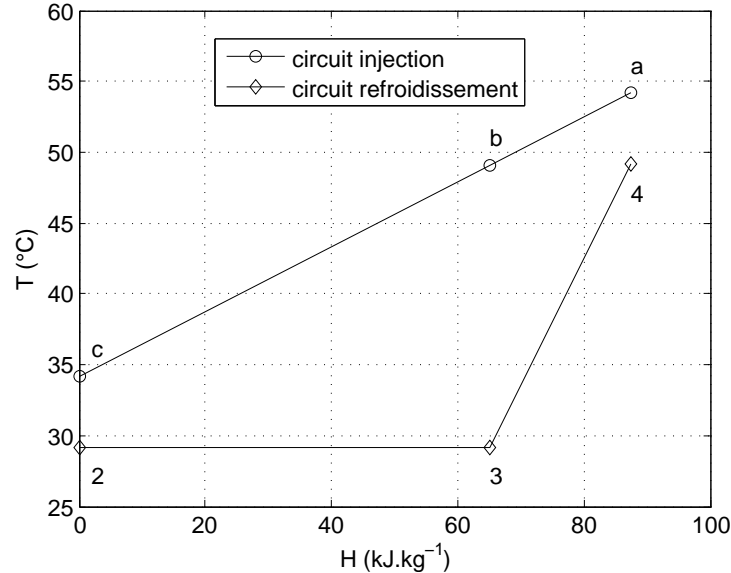


FIGURE C.3: Diagrammes T-H de chaque circuit. L'enthalpie au point 2 a été choisie égale à 0.

Le tracé du diagramme T^* - H^* ¹ du fluide du circuit d'injection se déduit du diagramme T-H du fluide du circuit de refroidissement grâce au bilan thermique réalisé entre les circuits de refroidissement et d'injection, et donné par la relation (C.2), sachant qu'en tout point du circuit d'injection, la relation entre H^* et T^* est :

$$H^*(T^*) = H_c + c_{P,liq}(T^*) \cdot T^* - c_{P,liq}(T_c) \cdot T_c \quad (\text{C.1})$$

$$D_{m,TVS}(H - H_2) = D_{m,inj}(H^* - H_c) \quad (\text{C.2})$$

Ainsi, les points du diagramme T^* - H^* du fluide du circuit d'injection sont donnés par :

$$\begin{cases} \text{en } H = H_2, (\text{C.2}) \Rightarrow H^* = H_c, (\text{C.1}) \Rightarrow T^* = T_c \\ \text{en } H = H_3, (\text{C.2}) \Rightarrow H^* = H_b, (\text{C.1}) \Rightarrow T^* = T_b \\ \text{en } H = H_4, (\text{C.2}) \Rightarrow H^* = H_a, (\text{C.1}) \Rightarrow T^* = T_a \end{cases}$$

Pour tracer les diagrammes T-H, il a été supposé que la capacité thermique massique de la vapeur à pression constante était indépendante de la température sur la gamme de température $[T_3; T_4]$. L'erreur induite par une telle hypothèse sur la valeur de H_4 est de l'ordre de 7%. De la même manière, il a été supposé que la capacité thermique massique du liquide à pression constante était indépendante de la température sur la gamme de température $[T_a; T_c]$. L'erreur induite sur la valeur de T_c est inférieure à 0,1%. Les deux hypothèses sont donc valables pour le NOVEC. Elles sont aussi valables pour l'hydrogène, pour lequel la dépendance en température est importante mais l'étendue en température du diagramme beaucoup plus faible, et pour l'oxygène.

1. On note T^* et H^* la température et l'enthalpie massique du fluide du circuit d'injection pour éviter toute confusion avec la température et l'enthalpie massique du fluide du circuit de refroidissement.

Calcul de la masse de l'échangeur requis : A partir des diagrammes T-H, on détermine les zones où la température est linéaire avec une bonne approximation. Dans le cas particulier de la figure C.3, on distingue deux zones : la zone I pour laquelle $H \in [H_2; H_3]$ et la zone II pour laquelle $H \in [H_3; H_4]$. Sur chacune de ces zones, le bilan de puissance appliqué au fluide du circuit de refroidissement donne :

$$D_{m,TVS}\Delta H_i = h_i A_i \Delta T_{ML,i}, \quad \text{avec } i=I \text{ ou II} \quad (\text{C.3})$$

- où : ΔH_i est la variation d'enthalpie massique du fluide considéré sur la zone i ,
 h_i est le coefficient de transfert conducto-convectif à la paroi sur la zone i ,
 A_i est la surface d'échange associée à la zone i .
 et $\Delta T_{ML,i}$ est l'écart moyen de température entre les deux circuits sur la zone i .

L'écart moyen de température entre les deux fluides sur chacune de ces zones est déterminé grâce à une classique formule logarithmique. On obtient :

$$\Delta T_{ML,I} = \frac{\Delta T_{2c} - \Delta T_{3b}}{\ln(\Delta T_{2c}/\Delta T_{3b})} \quad \text{et} \quad \Delta T_{ML,II} = \frac{\Delta T_{3b} - \Delta T_{4a}}{\ln(\Delta T_{3b}/\Delta T_{4a})}$$

où :

$$\begin{cases} \Delta T_{2c} = T_c - T_2, \\ \Delta T_{3b} = T_b - T_3, \\ \Delta T_{4a} = T_a - T_4. \end{cases}$$

Le coefficient de transfert thermique doit être estimé spécifiquement sur chacune des deux zones :

- zone I : les échanges thermiques réalisés sur cette zone sont schématisés sur la figure C.4.

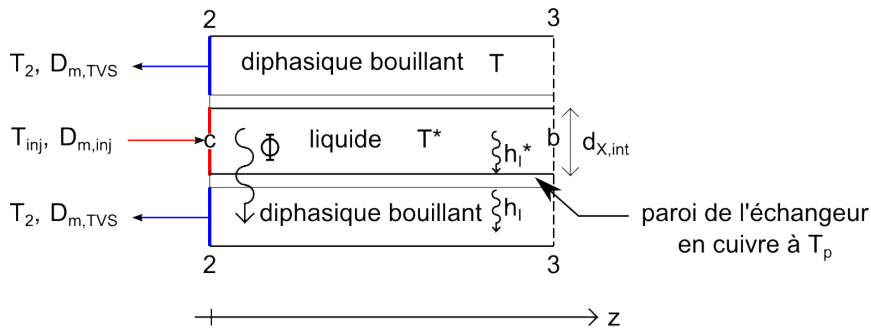


FIGURE C.4: Schéma des échanges thermiques entre le circuit d'injection et le circuit de refroidissement sur la zone I.

Le coefficient de transfert thermique h_1 entre le diphase bouillant et la paroi a été choisi égal à 3000 ([11] p.17). Le coefficient de transfert thermique h_1^* entre le liquide du circuit d'injection et la paroi a été estimé à partir de corrélations empiriques portant sur le nombre de Nusselt $Nu_{d_{X,int}} = h_1^* d_{X,int} / \lambda_{liq}$ [11]. Ces corrélations en convection forcée dans un tube en régime établi sont :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{en régime laminaire : } Nu_{d_{X,int}} = 4,36 \text{ ([11] p.309),} \\ \text{en régime turbulent : } Nu_{d_{X,int}} = 0,023 Re_{d_{X,int}}^{0,8} Pr^{0,33} \text{ ([11] p.289-290)} \end{array} \right.$$

La relation de Colburn en régime turbulent est valable pour $Re_{d_{X,int}} > 10^4$, $0,7 < Pr < 160$ et $L_X/d_{X,int} > 60$ (cf [11] p.289-290).

Ces corrélations empiriques ont une précision de l'ordre de 20% et sont valables pour les fluides usuels et les ergols cryogéniques (hydrogène et oxygène) dont le nombre de Prandtl $Pr = \eta c_P / \lambda$ est proche de 1 (cf tableau C.2).

TABLE C.2: Nombre de Prandtl pour le NOVEC et les ergols cryogéniques.

Espèces	H ₂		O ₂		NOVEC	
	liq	vap	liq	vap	liq	vap
<i>Pr</i>	1,4	0,94	2,4	0,73	5,8	1,2

D'après la figure C.4, le flux thermique Φ en un point quelconque d'abscisse z à travers la paroi de l'échangeur peut s'exprimer de deux manières différentes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Phi(z) = h_I (T(z) - T_p(z)) \\ \Phi(z) = h_I^* (T_p(z) - T^*(z)) \end{array} \right.$$

D'où :

$$\begin{aligned} T(z) - T^*(z) &= T(z) - T_p(z) + T_p(z) - T^*(z) \\ &= \frac{\Phi(z)}{h_I} + \frac{\Phi(z)}{h_I^*} \end{aligned}$$

$$\Rightarrow \Phi(z) = h_{eq,I} (T(z) - T^*(z)), \quad \text{où } h_{eq,I} = \frac{1}{\frac{1}{h_I} + \frac{1}{h_I^*}}$$

- zone II : les échanges thermiques réalisés sur cette zone sont schématisés sur la figure C.5.

Le coefficient de transfert thermique h_{II}^* a la même valeur que sur la zone I. Les corrélations utilisées pour déterminer h_{II} sont celles établies pour un espace annulaire concentrique [11] :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{en régime laminaire : } Nu_{d_{X,int}} = 5,74 \text{ ([11] p.321)} \\ \text{en régime turbulent : } Nu_{d_{X,int}} = 0,023 Re_{d_{X,int}}^{0,8} Pr^{0,33} \left(\frac{d_{X,ext}}{d_{X,int}} \right)^{0,14} \text{ ([11] p.335)} \end{array} \right.$$

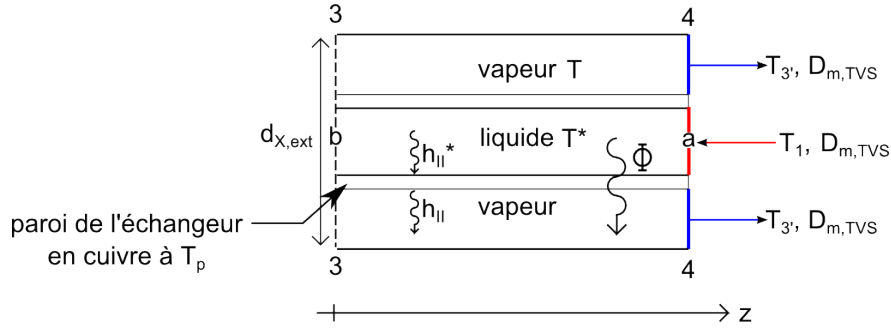


FIGURE C.5: Schéma des échanges thermiques entre le circuit d'injection et le circuit de refroidissement sur la zone II.

La relation de Colburn en régime turbulent est valable pour $Re_{d_{X,int}} > 10^4$, $0,7 < Pr < 160$ et $L_X/d_{X,int} > 60$ (cf [11] p.335).

Une démonstration identique à celle faite sur la zone I mène à l'expression suivante du coefficient de transfert thermique équivalent $h_{eq,II}$ sur la zone II :

$$h_{eq,II} = \frac{1}{\frac{1}{h_{II}} + \frac{1}{h_{II}^*}}$$

La surface d'échange totale A_X de l'échangeur est la somme des surfaces d'échanges sur chaque zone :

$$A_X = A_I + A_{II}$$

où A_I et A_{II} sont tirées de la formule (C.3).

La masse de l'échangeur vaut, d'après sa géométrie :

$$m_X \sim \rho_{Cu} (\pi d_{X,int} + \pi d_{X,ext}) \times l_X \times e_X, \quad \text{car } e_X \ll d_{X,int} < d_{X,ext}$$

où ρ_{Cu} est la masse volumique du cuivre.

La longueur l_X de l'échangeur coaxial est :

$$l_X = \frac{A_X}{\pi d_{X,int}}$$

Ainsi :

$$m_X \sim \rho_{Cu} (A_X + \pi d_{X,ext} l_X) e_X \quad (\text{C.4})$$

Dans le cas typique de notre dispositif expérimental, on obtient $m_X = 10,2$ kg avec la partie évaporateur qui pèse $m_{X,e} = 4,2$ kg et la partie surchauffeur qui pèse $m_{X,s} = 6,0$ kg. Il est donc légitime de se poser la question de l'utilité du surchauffeur, qui est plus lourd que l'évaporateur. Cette question est abordée dans la partie 4.3.1.3 du chapitre 4.

On peut vérifier *a posteriori* que le choix de géométrie reste cohérent avec les contraintes du système global en estimant l'encombrement de l'échangeur L_X :

$$L_X = \frac{l_X}{\pi d_X} \cdot p_X \approx 56 \text{ cm}$$

L'échangeur reste moins encombrant que l'enceinte elle-même qui mesure 1 m de hauteur.