



HAL
open science

Etude expérimentale et numérique des entrées de chaleur accidentelles dans les circuits cryogéniques des grands instruments

Sulayman Shoala

► **To cite this version:**

Sulayman Shoala. Etude expérimentale et numérique des entrées de chaleur accidentelles dans les circuits cryogéniques des grands instruments. Autre [cond-mat.other]. Université Grenoble Alpes [2020-..], 2023. Français. NNT : 2023GRALI092 . tel-04446161

HAL Id: tel-04446161

<https://theses.hal.science/tel-04446161v1>

Submitted on 8 Feb 2024

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 GRENOBLE ALPES

École doctorale : I-MEP2 - Ingénierie - Matériaux, Mécanique, Environnement, Energétique, Procédés, Production

Spécialité : MEP - Mécanique des fluides Energétique, Procédés

Unité de recherche : Service des Basses Températures

Etude expérimentale et numérique des entrées de chaleur accidentelles dans les circuits cryogéniques des grands instruments

Experimental and numerical study of accidental heat inputs in cryogenic devices of large instruments

Présentée par :

Sulayman SHOALA

Direction de thèse :

Frédéric AYELA

PROFESSEUR DES UNIVERSITES, Université Grenoble Alpes

Directeur de thèse

Eric ERCOLANI

Ingénieur - Chercheur, CEA

Co-encadrant de thèse

Jean-Marc PONCET

Ingénieur - Chercheur, CEA

Co-encadrant de thèse

Rapporteurs :

Frédéric PLOURDE

DIRECTEUR DE RECHERCHE, CNRS délégation Limousin Poitou-Charentes

Bertrand BAUDOY

DIRECTEUR DE RECHERCHE, CEA centre de Paris-Saclay

Thèse soutenue publiquement le **17 novembre 2023**, devant le jury composé de :

Frédéric PLOURDE

DIRECTEUR DE RECHERCHE, CNRS délégation Limousin Poitou-Charentes

Rapporteur

Bertrand BAUDOY

DIRECTEUR DE RECHERCHE, CEA centre de Paris-Saclay

Rapporteur

Nadia CANEY

DIRECTRICE DE RECHERCHE, CEA centre de Grenoble

Examinatrice

Pascal TIXADOR

PROFESSEUR DES UNIVERSITES, Université Grenoble Alpes

Président



Remerciements

De l'ensemble du manuscrit, cette partie est celle qui a finalement été la plus difficile à écrire, très certainement car il n'est pas toujours simple d'exprimer sa gratitude par de simples mots. Cette thèse a été achevée après presque 4 années de travail au Commissariat à l'Énergie Atomique de Grenoble, au sein du Département des Systèmes Basses Températures (DSBT). Ce travail n'aurait jamais pu être rendu possible sans l'aide d'un certain nombre de personnes, qui un jour, de près ou de loin, ont su m'apporter leur aide et leur bienveillance.

Je remercie en premier lieu Frédéric AYELA d'avoir accepté d'être mon directeur de thèse, pour son encadrement et ses nombreux conseils. Merci pour ta rigueur et ton recadrage qui m'a permis de ne pas m'égarer dans une multitude de détails.

J'adresse un merci chaleureux à mes deux encadrants, Éric ERCOLANI et Jean-Marc PONCET, deux personnes qui ont toujours été présentes pour moi et qui m'ont accompagné du début à la fin de cette aventure. Vous m'avez toujours considéré avec la plus grande bienveillance et je ne compte plus le nombre de sages conseils (et de bons dictons) que vous m'avez donnés au cours des dernières années. Je vous remercie également pour la confiance que vous avez su m'accorder. J'ai énormément appris et grandi auprès de vous, vous avez été pour moi, chacun à votre manière, de véritables mentors.

Je remercie les membres de mon jury, Mr Frédéric PLOURDE, Mr Bertrand BAUDOUY, Mme Nadia CANEY et Mr Pascal TIXADOR, de m'avoir fait l'honneur d'évaluer ce travail. Je les remercie, de même que Mr Philippe LEBRUN. Leur lecture minutieuse et leurs nombreuses questions ont alimenté une discussion très intéressante au cours de la soutenance.

Je souhaite remercier l'ensemble des personnes qui ont permis la réalisation des campagnes expérimentales, et ce dans les meilleures conditions. Cette thèse n'aurait pas pu être possible sans leur investissement. En premier lieu, mes remerciements vont à Michel BON-MARDION et Pierre NIVELON, qui ont assumé un double rôle en veillant à la bonne mise en place d'HELIOS et au pilotage de l'installation pendant les essais. Je vous remercie aussi de m'avoir fait partager vos connaissances techniques sur la cryo et le pilotage de la 400W. Merci aussi à Étienne JAFFRE et Noé RASCLE, pour leur implication sur la mise en place de la plateforme expérimentale. Je remercie Florian BANCEL, qui a assuré la conception 3D d'HELIOS, et sans qui HELIOS ne

serait resté que des volumes dans un modèle CATHARE. Merci aux électroniciens, Patrick BONNAY et Thomas GOY, sans qui j'aurais été bien ennuyé pour mes mesures rapides (et même pour toutes les autres), et qui ont toujours répondu présent lorsque les problèmes se profilaient en salle de contrôle. Merci à Laurent CLERC, pour son aide et nous avoir fait profiter de son expérience en instrumentant la section d'essai. Je remercie l'ensemble de l'équipe du liquéfacteur : Pascal ROUSSEL, Hervé ROUILLON, Christophe BEAUREPAIRE, Ludovic DONNIER-MARECHAL et Yann THIVEL ; tout d'abord pour la mise à disposition de l'hélium, et pour m'avoir mis à disposition le gazomètre. Je tiens à remercier tous ceux qui ont donné de leur temps et bravé la mauvaise réception téléphonique pour la surveillance de la bache. Je remercie Bernard ROUSSET, pour m'avoir fait partager avec passion ses connaissances sur le fonctionnement d'HELIOS, et la disponibilité dont il a fait preuve pour répondre à mes questions ou m'apporter ses bons conseils. Merci également à Nicolas LUCHIER, pour nos échanges sur les phénomènes de condensations solides.

Je remercie l'ensemble du DSBT, cette grande famille qui a à cœur la réussite de ses jeunes. Merci à Lionel DUBAND, de m'avoir accueilli en tant que chef de service. Merci également à Christine HOA, pour son accueil en tant que chef de labo du LRTH lors de mon arrivée, et pour avoir fait partie de mon encadrement au cours du projet THESAURUS. Je la remercie également pour sa participation au lancement de la thèse. Merci à Zohra TERMARCHE, pour son aide précieuse, et surtout pour sa gentillesse au quotidien. Le 10.01 aura été un lieu où je me suis senti chez moi pendant plus de 5 années, et où j'ai eu plaisir à venir tous les matins. J'adresse un merci chaleureux, et quelque peu ému à l'ensemble de ses habitants : Davide DURÌ, Jean-Marc PONCET, Alain GIRARD, Ludovic DONNIER-MARECHAL, Christophe BEAUREPAIRE, Julien INIGO, Pascal ROUSSEL, Hervé ROUILLON, Pantxo DIRIBARNE, Frédéric MICHEL, Bernard ROUSSET, Michel BON-MARDION, Etienne JAFFRE, Jérôme CHARTIER, Yann THIVEL, Yves VEILLET, Jean-Paul MORO, Pierre MOREL et Didier LECLERCQ. Merci à mes anciens colocataires de bureau, Swapnil KHARCHE et Lucien TAINÉ. Pour finir, un grand merci à mon compagnon de thèse, Clément BRET, pour son soutien, nos nombreuses discussions et les pauses café de fin d'après-midi.

Je remercie mes collègues du CEA de Saclay. Ma première pensée est évidemment pour François DUPOUY, que je remercie pour nos discussions et l'aide qu'il m'a apportée sur l'utilisation du code CATHARE. Merci également à Roser VALLCORBA CARBONELL, pour son aide au temps de THESAURUS et pour avoir accepté de suivre la suite de mes aventures en tant que membre de mon CSI. Enfin, merci à Julie DARONA et Raphaël PREA, les premiers à m'avoir fait confiance et sans qui mon aventure au CEA n'aurait jamais débuté.

Merci à Gille LAVIALLE, pour le temps qu'il m'a consacré et ses conseils sur la modélisation d'HELIOS.

Merci à Philippe GULLY, que je n'ai rencontré que sur la fin de cette aventure, mais qui m'a fait l'honneur d'assister à ma soutenance.

J'ai eu la chance d'avoir un super job, mais le bonheur ne se trouve pas que dans le boulot. Un grand merci à ceux qui ont accompagné ma vie Grenobloise : Théo, Marine, Alexis, Ninon, Elliott, Babar et Vico. Merci pour tous les bons moments que j'ai passés avec vous. Je voudrais également remercier ma famille, en particulier ma maman, pour son soutien sans faille. No puedo concluir este agradecimiento sin darte las gracias a ti, Paula, por toda tu ayuda. Gracias por apoyarme en todas las situaciones, incluso cuando la redacción era omnipresente, por todas las horas de tren, y por estar siempre aquí.

Table des matières

Table des figures	v
Liste des tableaux	xiii
Nomenclature	xvii
Notations	xvii
Lettres grecques	xviii
Indices	xix
Acronymes	xxi
Introduction	1
1. État de l'art sur la rupture de vide dans une installation cryogénique	5
1.1. Préambule : Propriétés de l'hélium supercritique et de l'azote	6
1.1.1. Présentation de l'hélium	6
1.1.2. Présentation du diazote	10
1.2. Protection des circuits cryogéniques contre les ruptures du vide d'isolement	11
1.2.1. Dimensionnement des organes de sécurité	11
1.2.2. Mesures du flux de chaleurs transmis à l'hélium au cours d'une rupture de vide dans le cas des réservoirs	12
1.2.3. Mesures du flux de chaleur transmis à l'hélium au cours d'une rupture de vide dans le cas des lignes cryogéniques	20
1.3. Condensation et liquéfaction autour d'une canalisation	21
1.3.1. Influence de la rupture de vide à l'azote sur le flux thermique	21
1.3.2. Condensation solide et formation d'un film liquide	21
1.3.3. Évaluation du flux déposé par condensation	23
1.4. Convection forcée dans un écoulement supercritique	32
1.4.1. Perte de charge	32
1.4.2. Convection	35
1.5. Conclusion sur l'étude bibliographique	45

2. Présentation de l'installation cryogénique et du code CATHARE	47
2.1. Installation cryogénique	48
2.1.1. La station 400W	48
2.1.2. Le Cryostat Multi-Test	52
2.1.3. La ligne de transfert	52
2.1.4. Système de récupération d'hélium	53
2.1.5. La boucle HELIOS	54
2.2. Le code CATHARE	62
2.2.1. Introduction du code CATHARE3	62
2.2.2. Le modèle deux fluides six équations	64
2.2.3. Les manques identifiés dans le code CATHARE spécifiques à la modélisation des écoulements d'hélium et du phénomène de rupture de vide	66
3. Modélisation d'HELIOS avec le code CATHARE et nouveau dimensionnement de la boucle	69
3.1. Modélisation d'HELIOS	70
3.1.1. Modèle de la boucle supercritique	70
3.1.2. Modèle de parois	71
3.1.3. Modèle de vannes	72
3.1.4. Modèle du circulateur	73
3.1.5. Modèle pour les échangeurs	76
3.1.6. Modélisation du bain	78
3.2. Nouveau dimensionnement de l'installation	81
3.2.1. Nouveaux critères de dimensionnement pour la boucle HELIOS	81
3.2.2. Section d'essai	83
3.2.3. Ajout d'un pré-échangeur	88
3.2.4. Modification du circuit de tuyauterie sur la boucle supercritique	90
3.2.5. Modification du bain d'HELIOS	94
3.3. Instrumentation et contrôle de l'installation	97
3.3.1. Système d'acquisition et de pilotage de l'installation	97
3.3.2. Instrumentation de l'enceinte à rupture de vide	98
3.3.3. Instrumentation du bain d'HELIOS	101
3.3.4. Instrumentation de la boucle supercritique	103
3.4. Bilans de puissance pour déterminer la puissance déposée à l'hélium supercritique	107
3.4.1. Bilans enthalpiques sur la boucle supercritique	107
3.4.2. Bilans en bain fermé	110
3.4.3. Bilans bain ouvert	117
4. Campagne expérimentale préliminaire et modélisation CATHARE	123
4.1. Contexte particulier de la première campagne	124

4.2.	Essais en configuration bain ouvert	125
4.2.1.	Comportement de la boucle au cours de l'essai et comparaison avec la modélisation CATHARE	125
4.2.2.	Résultats des essais en configuration bain ouvert	145
4.2.3.	Cas des essais de fortes puissances	153
4.3.	Essais en configuration bain fermé	154
4.3.1.	Comportement de la boucle au cours de l'essai et comparaison avec la modélisation CATHARE	154
4.3.2.	Résultats des essais en configuration bain fermé	164
4.4.	Conclusion sur la première campagne expérimentale	169
5.	Campagne d'essais de rupture de vide	171
5.1.	Remarques sur l'instrumentation de la seconde campagne	172
5.2.	Bain ouvert, diaphragme 3 mm	174
5.2.1.	Contexte des essais	174
5.2.2.	Évolution des conditions dans l'écoulement d'hélium supercritique au sein de la Section d'Essai (S.E).	174
5.2.3.	Évolution des conditions dans l'enceinte à vide de la S.E	176
5.2.4.	Bilan sur la S.E et détermination de la densité de flux déposée	179
5.3.	Bain ouvert, diaphragme 15 mm	180
5.3.1.	Évolution des conditions dans l'écoulement d'hélium supercritique au sein de la S.E	181
5.3.2.	Évolution des conditions dans l'enceinte à vide de la S.E	182
5.3.3.	Bilan sur la S.E et détermination de la densité de flux déposée	185
5.4.	Bain ouvert, pleine ouverture (50 mm)	186
5.4.1.	Influence du débit	186
5.4.2.	Reproductibilité des essais	194
5.4.3.	Influence de la pression initiale de la boucle supercritique	197
5.4.4.	Influence de la température de l'enceinte à vide	201
5.4.5.	Estimation des coefficients d'échange	205
5.5.	Conclusion sur la campagne d'essais de rupture de vide	211
6.	Conclusion générale et perspectives	213
	Bibliographie	217
	Annexe A. Calcul du débit sonique entrant dans la section d'essai aux premiers instants de la rupture de vide	225
	Annexe B. PID d'HELIOS	227

Annexe C. Positions des sondes de température dans la S.E à rupture de vide	231
Annexe D. Détermination des pertes thermiques et correction des mesures de température	233
Annexe E. Pilotage de l'installation 400W - HELIOS	237
E.1. Mise en froid	237
E.2. Pilotage élémentaire de la station 400W	239
E.3. Configuration de repli	239
E.4. Réalisation des essais en configuration bain ouvert : décharge des vapeurs d'hélium	243
E.4.1. Étape 1 : passage de la configuration de repli à l'état « prêt pour l'essai »	243
E.4.2. Étape 2 : Réalisation de l'essai	246
E.4.3. Étape 3 : Fin de l'essai et remise en configuration de repli	246
E.5. Réalisation des essais en configuration bain fermé : montée en pression isochore du bain	248
E.5.1. Étape 1 : passage de la configuration de repli à l'état « prêt pour application du chauffage dans la section d'essai »	248
E.5.2. Étape 2 : Réalisation de l'essai	249
E.5.3. Étape 3 : Fin de l'essai et remise en configuration de repli	249
Annexe F. Courbes de puissances calculées aux cours de la première campagne expérimentale	253
F.1. Essais en configuration bain ouvert	253
F.2. Essais en configuration bain fermé	256
Annexe G. Estimation de la densité de flux déposée à l'hélium par l'intermédiaire du débit de condensation	259
Annexe H. Calcul des coefficients d'échange pour les essais de rupture de vide	261
H.1. Essai sans diaphragme avec un débit de 5 g.s^{-1}	261
H.2. Essai sans diaphragme avec un débit de 20 g.s^{-1}	262
H.3. Essai sans diaphragme avec un débit de 30 g.s^{-1}	263
Annexe I. Discussion sur l'impact de la présence d'eau dans la S.E à rupture de vide	265
I.0.1. Estimation de l'influence de l'eau sur la densité de flux mesurée	266

Table des figures

1.	État de l'art sur la rupture de vide dans une installation cryogénique	5
1.1.	Diagramme de phase de l'hélium.	7
1.2.	Diagramme Pv de l'hélium.	8
1.3.	Variations des propriétés de l'hélium supercritique en fonction de la température pour différentes valeurs de pression.	9
1.4.	Diagramme de phase de l'azote.	11
1.5.	Coefficients d'échange calculés pour la manipulation du cryostat soupape [12].	15
1.6.	Condensation en film laminaire sur une plaque verticale.	26
1.7.	Apparition de vagues et de turbulence dans le film de condensat sur une plaque plane verticale [40].	27
1.8.	Film de condensation sur un tube horizontal.	29
1.9.	Évolution du ratio h_{exp}/h_{calc} en fonction du paramètre Φ établi par Giarratano et Jones [55].	38
1.10.	Évolution du ratio Nu/Nu_{calc} en fonction de K prédit par Bogachev et al. en écoulement ascendant.	41
1.11.	Évolution du ratio Nu/Nu_{calc} en fonction de K prédit par Bogachev et al. en écoulement descendant.	42
2.	Présentation de l'installation cryogénique et du code CATHARE	47
2.1.	PID de la station de réfrigération 400W.	49
2.2.	Compresseur à vis de la station 400W.	50
2.3.	Boite froide de la station 400W.	50
2.4.	Pompe à anneau liquide de la station 400W.	51
2.5.	Vue du CMT et de la ligne de transfert.	52
2.6.	Configuration de la plateforme expérimentale.	53
2.7.	Vue de la boite froide, de la ligne de transfert et du CMT avec HELIOS installé.	53
2.8.	Gazomètre de 78 m ³ du réseau de récupération d'hélium.	54
2.9.	Schéma simplifié du principe de la boucle HELIOS.	55
2.10.	HELIOS lors de son installation dans le CMT.	56
2.11.	Bloc échangeur.	57
2.12.	Chauffages du bain.	58
2.13.	Circulateur installé sur le CMT.	59

2.14. Rouet du circulateur avec son inducteur.	60
2.15. Écrans thermiques du circulateur.	60
2.16. ΔP aux bornes du circulateur en fonction du débit pour différentes vitesses de rotation. 61	
2.17. Rendement polytropique du circulateur en fonction du débit pour différentes vitesses de rotation.	61
2.18. Ailettes à pas décalé.	62
3. Modélisation d'HELIOS avec le code CATHARE et nouveau dimensionnement de la boucle	69
3.1. Quadrants et octants de la pompe. Les deux octants considérés pour la modélisation du circulateur sont identifiés par le fond grisé.	74
3.2. Courbes homologues de hauteur du circulateur pour les octants 1 et 2.	75
3.3. Courbes homologues de couple hydraulique du circulateur pour les octants 1 et 2.	75
3.4. Principe de modélisation du bloc échangeur HP1-HP2 d'HELIOS avec le code CATHARE.	76
3.5. Principe de modélisation du pré-échangeur installé sur HELIOS avec le code CATHARE.	78
3.6. Modélisation du bain d'HELIOS avec le code CATHARE.	79
3.7. Nouvelle boucle HELIOS avant l'installation de la superisolation sur la boucle supercritique (à gauche) et vue d'HELIOS en place dans le CMT (à droite).	81
3.8. Nouvelle configuration de la boucle HELIOS.	82
3.9. Vue de la section d'essai électrique.	84
3.10. Schéma de la section d'essai à rupture de vide.	85
3.11. Vue de l'enceinte de la section d'essai à rupture de vide.	86
3.12. Circuit de rupture de vide dans l'enceinte de la section d'essai.	87
3.13. Installation des chauffages KAPTON sur l'enceinte de la section d'essai.	88
3.14. Vue du bloc échangeur et du pré-échangeur de la nouvelle boucle HELIOS.	89
3.15. Variation du flux critique calculée pour le pré-échangeur en fonction de la pression du bain.	90
3.16. Nouvelle cuve du bain d'HELIOS.	94
3.17. Ligne de décharge entre le bain et le réchauffeur.	95
3.18. Réchauffeur placé entre le bain d'HELIOS et le gazomètre.	96
3.19. PID simplifié de la section d'essai à rupture de vide.	99
3.20. Vue de l'intérieur de la section d'essai à rupture de vide.	99
3.21. Vue d'une sonde Cernox BC collée sur la tuyauterie d'hélium supercritique.	100
3.22. Vue d'une sonde Cernox SD installée dans le vide d'isolement.	101
3.23. Sondes de niveau et supports pour les thermomètres du bain d'HELIOS.	102
3.24. Sonde de température montée en doigt de gant.	105
3.25. Montages pour les sondes Cernox CU (à gauche) et Cernox AA ou carbone (à droite).	106
3.26. Localisations des bilans enthalpiques réalisés sur la boucle supercritique.	108

3.27. Illustration de l'expansion de l'hélium dans la section d'essai électrique au moment de l'activation du chauffage.	109
3.28. Diagramme Pv de l'hélium.	110
3.29. Découpage du bain en trois zones.	113
3.30. Découpage du bain en neuf zones.	115
3.31. Principe de la décharge d'un bain ouvert appliqué à HELIOS et illustration des différents débits.	118
3.32. Système considéré pour la réalisation du bilan d'énergie sur le bain ouvert.	120
4. Campagne expérimentale préliminaire et modélisation CATHARE	123
4.1. TT929 : température de l'hélium supercritique en sortie de la S.E.	128
4.2. TT920 : température de l'hélium supercritique en entrée de la S.E.	128
4.3. 1TT959 : température de l'hélium supercritique en sortie de HP1.	128
4.4. 2TT950 : température de l'hélium supercritique en entrée de HP3.	128
4.5. Températures aux bornes du circulateur.	130
4.6. Puissance appliquée en entrée du circulateur dans la modélisation CATHARE.	130
4.7. Évolution des pression PT959 et PT920 au cours de l'essai.	132
4.8. PDT980 : différence de pression aux bornes du circulateur.	133
4.9. FE989 : débit d'hélium supercritique en sortie du circulateur.	133
4.10. FE910 : débit d'hélium supercritique dans la ligne de bypass.	133
4.11. FE920 : débit d'hélium supercritique entrant dans la S.E.	133
4.12. Puissance déposée au fluide calculée par bilan enthalpique aux bornes de la S.E.	135
4.13. Énergie déposée au fluide calculée par bilan enthalpique aux bornes de la S.E.	135
4.14. Comparaison des débits en entrée et en sortie de la section d'essai.	136
4.15. Impact des différentes contributions au bilan enthalpique sur la S.E.	137
4.16. Impact des différentes contributions au bilan enthalpique sur la S.E, zoom sur les instants entre $t = 50$ s et $t = 75$ s.	137
4.17. Puissance échangée dans l'échangeur HP1 calculée par bilan enthalpique.	139
4.18. Énergie échangée dans l'échangeur HP1 calculée par bilan enthalpique.	139
4.19. Puissance échangée dans les échangeurs HP2 et HP3 calculée par bilan enthalpique.	139
4.20. Énergie échangée dans les échangeurs HP2 et HP3 calculée par bilan enthalpique.	139
4.21. Débit de vapeur en sortie du bain d'HELIOS.	140
4.22. Hauteur du liquide mesurée dans le bain d'HELIOS.	140
4.23. Pression dans le bain d'HELIOS.	141
4.24. Température du bain estimée par Code Avancé de Thermohydraulique pour les Accidents des Réacteurs à Eau (CATHARE)	142
4.25. Évolution des températures mesurées dans le bain.	142
4.26. Puissance déposée au bain estimée par bilan.	144
4.27. Énergie déposée au bain estimée par bilan.	144
4.28. Puissance transportée hors du bain par le débit sortant.	145

4.29.	Énergie transportée hors du bain par le débit sortant.	145
4.30.	Puissance accumulée dans le bain par chaleur sensible.	145
4.31.	Énergie accumulée dans le bain par chaleur sensible.	145
4.32.	Pression dans le bain d'HELIOS.	156
4.33.	Températures du bain estimées par CATHARE.	156
4.34.	Évolution des températures mesurées dans le bain.	156
4.35.	1TT959 : température de l'hélium supercritique en sortie de HP1.	158
4.36.	Températures aux bornes du circulateur.	158
4.37.	TT920 : température de l'hélium supercritique en entrée de la S.E.	159
4.38.	TT929 : température de l'hélium supercritique en sortie de la S.E.	159
4.39.	2TT950 : température de l'hélium supercritique en entrée de HP3.	159
4.40.	Évolution des pressions PT959 etPT920 au cours de l'essai.	160
4.41.	Puissance déposée au fluide calculée par bilan enthalpique aux bornes de la S.E.	160
4.42.	FE920 : débit d'hélium supercritique entrant dans la S.E.	161
4.43.	Puissance échangée dans l'échangeur HP1 calculée par bilan enthalpique.	161
4.44.	Puissance échangée dans les échangeurs HP2 et HP3 calculée par bilan enthalpique.	161
4.45.	Énergie reçue par le bain estimée par bilan.	162
4.46.	Puissance reçue par le bain calculée avec les bilans bain fermé à 1 et 3 volumes.	163
4.47.	Puissance reçue par le bain calculée avec le bilan bain fermé à 9 volumes.	163
4.48.	Débit mesuré en entrée de la S.E au cours de l'essai 6 en configuration bain fermé.	166
4.49.	Bilan enthalpiques aux bornes de la S.E après correction du débit massique mesuré par FE920.	166
4.50.	Évolution des températures mesurées dans le bain d'HELIUM Loop for hIgh IOad Smoothing (HELIOS) lors de l'essai 4.	169
5.	Campagne d'essais de rupture de vide	171
5.1.	FE920 : débit d'hélium supercritique dans la S.E pour les essais de rupture de vide avec un diaphragme de 3 mm de diamètre.	175
5.2.	PT920 : pression de l'hélium supercritique dans la S.E pour les essais de rupture de vide avec un diaphragme de 3 mm de diamètre.	175
5.3.	TT920 : température de l'hélium supercritique en entrée de la S.E pour les essais de rupture de vide avec un diaphragme de 3 mm de diamètre.	175
5.4.	TT929 : température de l'hélium supercritique en sortie de la S.E pour les essais de rupture de vide avec un diaphragme de 3 mm de diamètre.	175
5.5.	Évolution de la pression d'azote dans le vide de la S.E suite à une rupture de vide au travers d'un diaphragme de 3 mm de diamètre.	177
5.6.	Températures mesurées dans l'enceinte à vide de la S.E (TT931,TT932 et TT933) et sur la paroi de l'enceinte (TT930). À gauche : essai à 10 g.s ⁻¹ , à droite : essai à 20 g.s ⁻¹ . Les températures initiales dépendent de la température des parois de l'enceinte.	177

5.7.	Températures mesurées sur la face externe de la tuyauterie hélium de la S.E. À gauche : essai à 10 g.s^{-1} , à droite : essai à 20 g.s^{-1}	178
5.8.	Puissance et densité de flux reçues par l'écoulement d'hélium supercritique suite à une rupture de vide au travers d'un diaphragme de 3 mm de diamètre.	179
5.9.	Comparaison entre le débit enthalpique aux bornes de la S.E et celui aux bornes de la zone d'essai. À gauche : essai à 10 g.s^{-1} , à droite : essai à 20 g.s^{-1}	180
5.10.	FE920 : débit d'hélium supercritique dans la S.E pour les essais de rupture de vide avec un diaphragme de 15 mm de diamètre.	181
5.11.	PT920 : pression de l'hélium supercritique dans la S.E pour les essais de rupture de vide avec un diaphragme de 15 mm de diamètre.	181
5.12.	Puissance déposée au travers de l'échangeur HP1 pour l'essai avec FE920 = 20 g.s^{-1}	182
5.13.	TT920 : température de l'hélium supercritique en entrée de la S.E pour les essais de rupture de vide avec un diaphragme de 15 mm de diamètre.	183
5.14.	TT929 : température de l'hélium supercritique en sortie de la S.E pour les essais de rupture de vide avec un diaphragme de 15 mm de diamètre.	183
5.15.	Évolution de la pression d'azote dans le vide de la S.E suite à une rupture de vide au travers d'un diaphragme de 15 mm de diamètre. À gauche : sur l'ensemble de l'essai, à droite : entre les instants $t = 45 \text{ s}$ et $t = 75 \text{ s}$	183
5.16.	Températures mesurées dans l'enceinte à vide de la S.E (TT931,TT932 et TT933) et sur la paroi de l'enceinte (TT930). À gauche : essai à 10 g.s^{-1} , à droite : essai à 20 g.s^{-1}	184
5.17.	Températures mesurées sur la face externe de la tuyauterie hélium de la S.E. À gauche : essai à 10 g.s^{-1} , à droite : essai à 20 g.s^{-1}	184
5.18.	Puissance et densité de flux reçues par l'écoulement d'hélium supercritique suite à une rupture de vide au travers d'un diaphragme de 15 mm de diamètre.	185
5.19.	Comparaison entre le débit enthalpique aux bornes de la S.E et celui aux bornes de la zone d'essai. À gauche : essai à 10 g.s^{-1} , à droite : essai à 20 g.s^{-1}	186
5.20.	FE920 : débit d'hélium supercritique dans la S.E pour les essais de rupture de vide sans diaphragme.	187
5.21.	PT920 : pression de l'hélium supercritique dans la S.E pour les essais de rupture de vide sans diaphragme.	187
5.22.	TT920 : température de l'hélium supercritique en entrée de la S.E pour les essais de rupture de vide sans diaphragme.	188
5.23.	TT929 : température de l'hélium supercritique en sortie de la S.E pour les essais de rupture de vide sans diaphragme.	188
5.24.	Évolution de la pression d'azote dans le vide de la S.E suite à une rupture de vide sans présence d'un diaphragme. À gauche : sur l'ensemble de l'essai, à droite : entre les instants $t = 45 \text{ s}$ et $t = 55 \text{ s}$	189
5.25.	Températures mesurées dans l'enceinte à vide de la S.E (TT931,TT932 et TT933) et sur la paroi de l'enceinte (TT930) pour différents débits.	189

5.26. Températures mesurées sur la face externe de la tuyauterie hélium de la S.E pour différents débits.	191
5.27. Puissance et densité de flux reçues par l'écoulement d'hélium supercritique suite à une rupture de vide sans diaphragme.	192
5.28. Puissance et densité de flux reçues par l'écoulement d'hélium supercritique suite à une rupture de vide sans diaphragme, zoom entre les instants $t = 50$ s et $t = 70$ s.	192
5.29. Comparaison entre le débit enthalpique aux bornes de la S.E et celui aux bornes de la zone d'essai suite à une rupture de vide sans diaphragme, pour un débit 5 g.s^{-1} dans la S.E.	194
5.30. Températures mesurées sur la face externe de la tuyauterie hélium de la S.E pour deux essais réalisés dans les mêmes conditions.	196
5.31. Puissance et densité de flux reçues par l'écoulement d'hélium supercritique mesurées pour deux essais réalisés dans les mêmes conditions.	196
5.32. Influence de la pression initiale dans la boucle sur l'évolution de la pression PT920 en amont de la S.E. À gauche : pour un débit de 20 g.s^{-1} , à droite : pour un débit de 50 g.s^{-1}	198
5.33. Influence de la pression initiale dans la boucle sur l'évolution de la température TT929 en sortie de la S.E. À gauche : pour un débit de 20 g.s^{-1} , à droite : pour un débit de 50 g.s^{-1}	198
5.34. Comparaison des températures mesurées sur la tuyauterie d'hélium de la S.E en fonction de la pression initiale dans la boucle, pour un débit de 20 g.s^{-1}	199
5.35. Comparaison des températures mesurées sur la tuyauterie d'hélium de la S.E en fonction de la pression initiale dans la boucle, pour un débit de 50 g.s^{-1}	200
5.36. Influence de la pression initiale dans la boucle sur la puissance et la densité de flux reçue par l'hélium supercritique au travers de la S.E à rupture de vide. À gauche : pour un débit de 20 g.s^{-1} , à droite : pour un débit de 50 g.s^{-1}	201
5.37. Influence de la température initiale des parois de l'enceinte à vide sur l'évolution de la pression dans le vide d'isolement de la S.E.	203
5.38. Influence de la température initiale de l'enceinte à vide sur l'évolution des températures mesurées dans le vide d'isolement de la S.E (TT931,TT932 et TT933) et sur la paroi de l'enceinte (TT930).	203
5.39. Influence de la température initiale de l'enceinte à vide sur l'évolution des températures mesurées sur la face externe de la tuyauterie hélium de la S.E.	203
5.40. Influence de la température initiale des parois de l'enceinte à vide sur l'évolution de la pression dans le vide d'isolement de la S.E.	204
5.41. Vue schématique des résistances thermiques caractéristiques du transfert thermique entre l'atmosphère de l'enceinte à vide et la boucle supercritique.	205

5.42. Nombres de Nusselt calculés à partir des données expérimentales, avec la corrélation de Dittus Boelter et la corrélation de Brassington et Cairns, en fonction du nombre de Reynolds. À gauche à la position du thermomètre TT921, à droite à la position du thermomètre TT925.	210
B. PID d'HELIOS	227
B.1. PID de la boucle HELIOS	228
B.2. PID des sections d'essai électrique et à rupture de vide, ainsi que de la ligne de décharge du bain	229
C. Positions des sondes de température dans la S.E à rupture de vide	231
C.1. Position de chaque thermomètre installé dans la S.E à rupture de vide	231
D. Détermination des pertes thermiques et correction des mesures de température	233
D.1. Variations de l'enthalpie entre les thermomètres 2TT959 et 1TT980 en fonction de l'inverse du débit	234
E. Pilotage de l'installation 400W - HELIOS	237
E.1. Mise en froid d'HELIOS	238
E.2. Régulations sur la station 400W	240
E.3. La boucle HELIOS en configuration de repli	241
E.4. Contrôle de la 400W et de la boucle lors de la phase de pompage du bain d'HELIOS	245
E.5. La boucle HELIOS en configuration bain ouvert avec la section d'essai électrique au cours de la première campagne d'essai	247
E.6. La boucle HELIOS en configuration bain fermé	250
F. Courbes de puissances calculées aux cours de la première campagne expérimentale	253
F.1. Bilans des essais réalisés sur la boucle en configuration bain ouvert au cours de la 1 ^{re} campagne expérimentale. À gauche : estimation de la puissance déposée au fluide par le chauffage de la S.E donnée par les différents bilans enthalpiques mis en place sur la boucle - À droite : puissance échangée entre le bain et la boucle supercritique calculée par bilan enthalpique aux bornes des échangeurs et bilan sur le bain en système fermé	255
F.2. Bilans des essais réalisés sur la boucle en configuration bain fermé au cours de la 1 ^{re} campagne expérimentale. À gauche : estimation de la puissance déposée au fluide par le chauffage de la S.E donnée par les différents bilans enthalpiques mis en place sur la boucle - À droite : puissance échangée entre le bain et la boucle supercritique calculée par bilan enthalpique aux bornes des échangeurs et bilan sur le bain en système fermé	258

I.	Discussion sur l'impact de la présence d'eau dans la S.E à rupture de vide	265
I.1.	Quantité d'eau récupérée dans l'enceinte de la S.E après la seconde campagne d'essai	266

Liste des tableaux

1. État de l'art sur la rupture de vide dans une installation cryogénique	5
1.1. Coefficients d'échange calculés avec les différentes corrélations de condensation liquide avec de l'azote à 1 bar.	30
1.2. Coefficients d'échange moyens calculés avec les différentes corrélations de convection forcée en hélium supercritique pour un débit de 20 g.s^{-1} , une pression de 3 bar et une température initiale de 4,5 K.	44
2. Présentation de l'installation cryogénique et du code CATHARE	47
2.1. Caractéristiques de l'échangeur.	62
3. Modélisation d'HELIOS avec le code CATHARE et nouveau dimensionnement de la boucle	69
3.1. Volumétrie actualisée des différentes portions de la boucle supercritique.	92
3.2. Constante de temps τ des sondes Cernox BC et SD, en fonction de la température [83].	100
4. Campagne expérimentale préliminaire et modélisation CATHARE	123
4.1. Conditions initiales dans la boucle supercritique et le bain d'HELIOS avant l'essai en configuration bain ouvert.	126
4.2. Variation de masse du bain.	141
4.3. Bilans enthalpiques réalisés sur la boucle pour un même débit massique dans la S.E et différents niveaux de puissance.	148
4.4. Bilans enthalpiques réalisés sur la boucle pour différents débits massiques dans la S.E et une même puissance appliquée.	149
4.5. Bilans réalisés sur le bain ouvert.	151
4.6. Conditions initiales dans la boucle supercritique et le bain d'HELIOS avant l'essai en configuration bain fermé.	155
4.7. Bilans enthalpiques réalisés sur la boucle avec la configuration bain fermé.	165
4.8. Bilans réalisés sur le bain en configuration fermée.	167
5. Campagne d'essais de rupture de vide	171
5.1. Comparaison entre la température de l'hélium mesurée en entrée de la S.E par TT920 et les températures mesurées sur la face externe de la tuyauterie, au cours de la mise en froid.	173

5.2.	Conditions initiales pour les essais de rupture de vide avec un diaphragme de 3 mm de diamètre	174
5.3.	Comparaison des valeurs données par les différents bilans pour la puissance moyenne déposée sur la S.E.	180
5.4.	Conditions initiales pour les essais de rupture de vide avec un diaphragme de 15 mm de diamètre.	181
5.5.	Comparaison des valeurs données par les différents bilans pour la puissance moyenne déposée sur la S.E.	186
5.6.	Conditions initiales dans la boucle supercritique et le bain d'HELIOS avant l'essai de rupture de vide sans diaphragme.	187
5.7.	Phases de l'azote présentes sur la tuyauterie à l'emplacement de chaque thermomètre pour les différents essais. S pour la phase solide, L pour la phase liquide, S/L en cas de coexistence possible des phases liquide et solide.	190
5.8.	Densités de flux relevées pour les essais de rupture de vide sans diaphragme.	193
5.9.	Comparaison des valeurs données par les différents bilans pour la puissance moyenne déposée sur la S.E.	194
5.10.	Conditions initiales pour les essais de rupture de vide sans diaphragme du premier et du 2 mars.	195
5.11.	Conditions initiales pour les essais de vide sans diaphragme et une pression initiale d'hélium supercritique de 4,5 bar.	197
5.12.	Densités de flux relevées pour les essais de rupture de vide sans diaphragme, avec une pression initiale dans la boucle supercritique de 4,5 bar.	201
5.13.	Conditions initiales pour l'essai de rupture de vide sans diaphragme avec TT930 régulé à 250 K.	202
5.14.	Comparaison des valeurs données par les différents bilans pour la puissance moyenne déposée sur la S.E.	204
5.15.	Résistances et coefficients d'échange thermique équivalents.	207
5.16.	Estimations des coefficients d'échange par convection forcée le long de la S.E avec un débit de 50 g.s^{-1}	208
5.17.	Résistances et coefficients d'échange thermique équivalents pour la zone de la S.E avec une température externe de la paroi au-delà de la température de fusion.	209
5.18.	Résistances et coefficients d'échange thermique équivalents pour la zone de la S.E avec une température externe de la paroi en dessous de la température de fusion.	209
5.19.	Estimations des coefficients d'échange par convection forcée le long de la S.E avec un débit 10 g.s^{-1}	209
D.	Détermination des pertes thermiques et correction des mesures de température	233
D.1.	Estimations des pertes thermiques au cours de la première campagne	234
D.2.	Estimations des pertes thermiques au cours de la seconde campagne	235

D.3.	Correction appliquée aux thermomètres	235
H.	Calcul des coefficients d'échange pour les essais de rupture de vide	261
H.1.	Résistances et coefficients d'échange thermique équivalents avec un débit 5 g.s^{-1} , avec une température externe de la paroi au delà de la température de fusion	261
H.2.	Résistances et coefficients d'échange thermique équivalentes avec un débit 5 g.s^{-1} , avec une température externe de la paroi en dessous de la température de fusion . .	262
H.3.	Estimations des coefficients d'échange par convection forcée le long de la S.E avec un débit 5 g.s^{-1}	262
H.4.	Résistances et coefficients d'échange thermique équivalents avec un débit 20 g.s^{-1} .	262
H.5.	Estimations des coefficients d'échange par convection forcée le long de la S.E avec un débit 20 g.s^{-1}	263
H.6.	Résistances et coefficients d'échange thermique équivalents avec un débit 30 g.s^{-1} .	263
H.7.	Estimations des coefficients d'échange par convection forcée le long de la S.E avec un débit 30 g.s^{-1}	263

Nomenclature

Notations

A	Section transverse d'une maille [m ²]
a	Coefficient de débit pour débimètre venturi
C	Couple de la pompe [m ⁵ .s ⁻²]
C_p	Capacité thermique isochore [J.K ⁻¹ .kg ⁻¹]
C_v	Capacité thermique isochore [J.K ⁻¹ .kg ⁻¹]
CV	Coefficient de débit [galUS/min, H ₂ O, ΔP = 1 PSI]
D	Diamètre [m]
e	Épaisseur [m]
e_c	Énergie cinétique massique [J.kg ⁻¹]
e_p	Énergie potentielle massique [J.kg ⁻¹]
e_t	Énergie totale massique [J.kg ⁻¹]
f	Coefficient de frottement
F_γ	Facteur de rapport des chaleurs massiques
G	Densité de flux massique [kg.s ⁻¹ .m ⁻²]
Gr	Nombre de Grashof
g	Accélération pesanteur [m.s ⁻²]
H	Hauteur [m]
H	Hauteur de la pompe [m ² .s ⁻²]
h	Coefficient de convection thermique [W.m ⁻² .K ⁻¹]
h	Enthalpie spécifique [J.kg ⁻¹]
H_L	Chaleur latente [J.kg ⁻¹]
L	Longueur [m]
m	Masse [kg]
\dot{m}	Débit massique [kg.s ⁻¹]
N_6	Constante pour la conversion des débits $N_6 = 27.3$
Nu	Nombre de Nusselt

Pr	Nombre de Prandtl
P	Pression [bar]
P_{seuil}	Pression seuil [bar]
\dot{Q}	Puissance [W]
Q_v	Débit volumique [$\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$]
\dot{q}	Densité de flux thermique [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$]
Q	Chaleur [J]
R_{th}	Résistance thermique [$\text{K} \cdot \text{W}^{-1}$]
Re	Nombre de Reynolds
Re_{Γ}	Nombre de Reynolds du film de condensat
r	Constante spécifique du gaz [$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$]
s	Entropie massique [$\text{J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{kg}^{-1}$]
S	Section [m^2]
S	Surface [m^2]
T	Température [K]
t	Temps [s]
W	Travail [J]
U	Énergie Interne [J]
u	Énergie Interne massique [$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$]
v	Vitesse [$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$]
V	Volume [m^3]
x	Rapport de la pression différentielle aux bornes d'une vanne sur la pression amont
x_T	Rapport de la pression différentielle aux bornes d'une vanne sur la pression amont lorsque l'écoulement est sonique
Y	Facteur de détente

Lettres grecques

β	Dilatabilité thermique = $\frac{-1}{\rho} \cdot \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_P$
Δ	Différence
ΔP_{vanne}	Chute de pression aux bornes de la vanne [bar]
ϵ	Rugosité [m]
γ	Rapport des chaleurs spécifiques
Γ_z	Débit massique de condensat à la côte z par unité de largeur [$\text{kg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$]

λ	Conductivité thermique [W.m ⁻¹ .K ⁻¹]
μ	Viscosité dynamique [Pa.s]
ν	Viscosité cinématique [m ² .s]
Ω	Résistance électrique [Ω]
ψ	Paramètre non isotherme = $1 + \beta \cdot (T_p - T_m)$
η	Rendement
ρ	Masse volumique [kg.m ⁻³]
ν	Volume massique [m ³ .kg ⁻¹]
σ	Tension de surface [N.m ⁻¹]
τ_i	Contrainte interfaciale [kg.m ⁻¹ .s ⁻²]
ω	Vitesse de rotation [rad/s]
χ_c	périmètre chauffant [m]
χ_f	périmètre frottant [m]

Indices

<i>amont</i>	amont
<i>aval</i>	aval
<i>bain</i>	bain
<i>boucle</i>	boucle
<i>cond</i>	condensé
<i>en</i>	ébullition nucléée
<i>entrant</i>	entrant
<i>evac</i>	evacué
<i>f</i>	fluide
<i>final</i>	final
<i>He</i>	helium
<i>init</i>	initial
<i>int</i>	interfacial
<i>is</i>	isentropique
<i>liq</i>	liquide
<i>m</i>	à température de mélange $T_m = \frac{\int \rho \cdot v \cdot C_p \cdot T dS}{\int \rho \cdot v \cdot C_p dS}$
<i>m</i>	moyenne, relatif au mélange liquide-vapeur
<i>m</i>	moyen
<i>mes</i>	mesuré
<i>p</i>	paroi
<i>perte</i>	lié aux pertes statiques

<i>poly</i>	polytropique
<i>pc</i>	pseudo-critique
<i>reservoir</i>	réservoir
<i>sat</i>	saturation
<i>section</i>	section
<i>sol</i>	solide
<i>sonique</i>	sonique
<i>sortant</i>	sortant
<i>stocke</i>	stocké
<i>vanne</i>	vanne
<i>vap</i>	vapeur
<i>vaporisation</i>	vaporisation
→	vers
<i>z</i>	local

Acronymes

BP	B asse P ression
CATHARE	C ode A vancé de T hermohydraulique pour les A ccidents des R éacteurs à E au
CEA	C ommissariat à l' É nergie A tomique
CMT	C ryostat M ulti T est
DSBT	D épartement des S ystèmes B asses T empératures
EOS	E quations O f S tate
HELIOS	H ELium L oop for h Igh l Oad S oothing
HP	H aute P ression
ITER	I nternational T hermonuclear E xperimental R eactor
JT-60SA	J apan T orus 60 S uper A dvanced
KIT	K arlsruher I nstitut für T echnologie
MLI	M ulti L ayer I nsulation
NIST	N ational I nstitute of S tandards and T echnology
PAL	P ompe à A nneau L iquide
PID	P rocess and I nstrumentation D iagram
REFPROP	R E F erence fluid P R O perties
REP	R éacteurs à E au P ressurisée
S.E	S ection d' E ssai
TBP	T rès B asse P ression

Introduction

De par son point d'ébullition très bas et sa capacité à rester liquide même pour des températures proches du zéro absolu, l'hélium est un fluide de choix pour la réfrigération à très basse température. Parmi les différentes phases, la phase supercritique est couramment employée dans les systèmes nécessitant de fortes puissances de réfrigération. Facile à atteindre du fait de sa faible pression critique et disposant d'une capacité thermique importante, l'hélium supercritique est un bon candidat pour assurer le refroidissement par convection forcée de divers équipements : aimants supraconducteurs, écrans thermiques ou encore cryopompes. Mais surtout, son principal atout est d'assurer un écoulement monophasique en toutes circonstances. On évite alors tout déséquilibre lié à la formation de vapeur dans l'écoulement.

De très nombreuses installations cryogéniques refroidies à l'hélium font appel à un moment ou l'autre à de l'hélium supercritique. Les cycles de réfrigération passent par cette phase afin de réaliser la détente permettant la formation de liquide. Pour certains réacteurs de fusion, tel que **Japan Torus 60 Super Advanced (JT-60SA)** ou le futur réacteur **International Thermonuclear Experimental Reactor (ITER)**, l'hélium supercritique est directement utilisé pour refroidir les aimants supraconducteurs. Dans de tels systèmes, la distribution de l'hélium supercritique depuis le réfrigérateur jusqu'aux utilisateurs finaux implique la mise en place de réseaux de distribution complexes [1]-[3], où l'hélium supercritique est transporté par convection forcée au travers de longues lignes froides. Sur **ITER**, la longueur totale du système de distribution de fluide cryogénique atteindra ainsi près de 5 km, avec des portions de lignes dépassant la centaine de mètre et assurant des débits de plusieurs kilogrammes par seconde [4], [5]. Les réseaux de cryodistribution se doivent d'être correctement isolés thermiquement du milieu extérieur pour réduire autant que possible l'impact des pertes thermiques sur les performances du système. Pour cela, il convient de lutter contre les trois modes de transfert thermique présents du fait des solutions techniques retenues : le rayonnement, la conduction et la convection. Les effets de la convection et de la conduction thermique au travers du gaz sont annihilés en maintenant un vide poussé autour des parties froides de l'installation. Les vides d'isolement rencontrés en cryogénie ont des valeurs usuelles comprises en 10^{-5} et 10^{-7} mbar. La perte brutale du vide d'isolement autour de lignes où s'écoule de l'hélium supercritique constitue un scénario d'incident majeur. Au contact des parois froides de la conduite, l'air extérieur se condense et engendre un fort dépôt de puissance dans le fluide cryogénique. La forte dilatation de l'hélium supercritique sous l'effet du flux thermique est à l'origine d'une rapide montée en pression dans l'installation. Pour éviter tout éclatement

d'une tuyauterie ou d'un équipement connecté à une ligne victime d'une perte du vide d'isolement, les circuits de cryodistribution doivent être équipés d'organes de sécurité. Ces organes de sécurité peuvent être des soupapes ou des disques de rupture. Ils ont pour rôle de maintenir le pic de pression en dessous d'une valeur seuil. Pour assurer correctement leur rôle, il convient de les dimensionner, c'est-à-dire de déterminer leur section.

Le dimensionnement d'un organe de sécurité passe impérativement par la connaissance de la puissance déposée au fluide au cours de la situation dite accidentelle ; c'est le paramètre fondamental de départ [6]. De nombreux travaux ont d'ores et déjà été réalisés sur la protection des réservoirs de fluides cryogéniques et plusieurs valeurs de flux de chaleur transmis au fluide au cours de l'incident ont été mesurées. Toutefois, aucune mesure de flux n'a été réalisée jusqu'à maintenant dans le cas d'une rupture de vide autour d'une tuyauterie où circule un écoulement forcé d'hélium supercritique. Ce manque pose la question de la valeur de flux à considérer pour dimensionner correctement les organes de sécurité des circuits de tuyauterie. Appliquer à ce cas de figure des valeurs de flux mesurées expérimentalement pour le réservoir, sans vérification préalable, n'est pas sans risque. En effet, les modes d'échange thermique dans l'hélium sont différents entre un réservoir et une ligne de distribution : convection naturelle dans le cas du réservoir, convection forcée dans une ligne. Ce changement de mécanisme d'échange entre la paroi interne et le fluide cryogénique peut alors mener à des flux échangés différents.

Afin de protéger correctement les circuits de tuyauterie en cas de rupture de vide, des valeurs du flux de chaleur transmis au fluide cryogénique spécifiques à cette configuration doivent être déterminées. Dans le cadre du dimensionnement des organes de sécurité, le cas d'intérêt est celui où le vide est rompu de manière soudaine, c'est-à-dire celui pour lequel la pression de l'enceinte à vide atteint la pression atmosphérique en quelques secondes. Ces événements sont par nature des phénomènes fortement transitoires. Ils font intervenir de nombreux couplages entre les différents mécanismes de transfert thermique et sont difficiles à modéliser numériquement. La mise en place d'un dispositif de mesure expérimental du flux de chaleur est alors essentielle. Afin d'appréhender la contribution des différents modes de transfert thermique intervenant au cours de la rupture de vide autour d'une tuyauterie et d'obtenir des valeurs de flux déposés au fluide dans cette situation, un projet de thèse a été lancé par le **Département des Systèmes Basses Températures (DSBT)** du **Commissariat à l'Énergie Atomique (CEA)** de Grenoble. Cette thèse comporte à la fois un volet expérimental et numérique. Ses objectifs principaux sont :

- Modifier une installation existante nommée **HELIOS**, concevoir et inclure dans l'installation une section d'essai dédiée à la réalisation d'une rupture du vide d'isolement sur une portion délimitée de tuyauterie. Le dimensionnement de l'installation expérimentale sera réalisé avec l'appui d'un code de thermohydraulique. La modélisation sera utilisée pour appréhender le comportement de la future installation lors des essais de rupture de vide et mettre au point les procédures de pilotage.

-
- Mettre en place une méthode d'évaluation du flux déposé grâce aux mesures expérimentales et à la réalisation de bilans thermodynamiques. L'instrumentation à installer devra être déterminée. La méthode sera validée expérimentalement à l'aide d'une section d'essai électrique pouvant simuler la perte de vide avec une puissance connue à l'avance.
 - Réaliser les essais de rupture de vide et mesurer les densités de flux déposées à l'écoulement. Un intérêt particulier sera porté au poids relatif des différents modes de transfert thermique intervenant dans le phénomène.
 - Vérifier la concordance des résultats obtenus pour les comparer avec les prédictions du code de thermohydraulique. Les écarts et les éventuels manques dans la modélisation seront identifiés et interprétés.

Le document ici présent est composé de cinq chapitres. Le premier chapitre donne un aperçu des précédents travaux réalisés sur la rupture de vide autour d'installations cryogéniques. Une revue bibliographique sur la condensation solide et liquide autour d'une conduite, ainsi que sur la convection forcée en écoulement supercritique est également présentée. Le deuxième chapitre est dédié à la présentation des installations cryogéniques du [DSBT](#) utilisées au cours de la thèse. Le principe de la boucle [HELIOS](#) y est détaillé, ainsi que sa configuration avant modification. Le troisième chapitre présente la modélisation d'[HELIOS](#) avec un code de thermohydraulique. Il présente aussi le dimensionnement et la configuration de la boucle modifiée, ainsi que les méthodes de bilan mises en place pour déterminer le flux déposé au fluide. Les résultats de la première campagne d'essais pour la validation du dispositif expérimental avec la section d'essai électrique sont donnés dans le quatrième chapitre. Ce chapitre inclut également une comparaison avec les prédictions numériques pour valider le modèle d'[HELIOS](#). Enfin, le cinquième chapitre présente les résultats expérimentaux de la campagne d'essai avec la section d'essai à rupture de vide.

Chapitre 1.

État de l'art sur la rupture de vide dans une installation cryogénique

Aperçu

1.1. Préambule : Propriétés de l'hélium supercritique et de l'azote	6
1.1.1. Présentation de l'hélium	6
L'hélium en phase supercritique	7
1.1.2. Présentation du diazote	10
1.2. Protection des circuits cryogéniques contre les ruptures du vide d'isolement . . .	11
1.2.1. Dimensionnement des organes de sécurité	11
1.2.2. Mesures du flux de chaleurs transmis à l'hélium au cours d'une rupture de vide dans le cas des réservoirs	12
1.2.3. Mesures du flux de chaleur transmis à l'hélium au cours d'une rupture de vide dans le cas des lignes cryogéniques	20
1.3. Condensation et liquéfaction autour d'une canalisation	21
1.3.1. Influence de la rupture de vide à l'azote sur le flux thermique	21
1.3.2. Condensation solide et formation d'un film liquide	21
1.3.3. Évaluation du flux déposé par condensation	23
Détermination du flux déposé à la surface froide à partir de la cinétique des gaz	23
Détermination du flux déposé à la surface froide à partir de la conductance du film liquide	25
1.4. Convection forcée dans un écoulement supercritique	32
1.4.1. Perte de charge	32
Détermination du coefficient de frottement en écoulement très turbulent .	32
Influence de la spécificité des fluides supercritiques sur la perte de charge .	33

1.4.2. Convection	35
Convection forcée dans le cas usuel	35
Convection forcée en supercritique	36
1.5. Conclusion sur l'étude bibliographique	45

1.1. Préambule : Propriétés de l'hélium supercritique et de l'azote

1.1.1. Présentation de l'hélium

L'hélium est le deuxième élément du tableau périodique et le premier de la famille des gaz nobles. Cet atome est très commun dans l'univers où il est le deuxième élément le plus abondant après l'hydrogène. Toutefois, l'hélium reste très rare sur Terre car il échappe rapidement à l'attraction terrestre du fait de sa faible masse. Sa concentration dans l'air ambiant n'est que de 5,24 ppm, mais elle reste stable car il est produit continuellement dans la croûte terrestre par désintégration alpha d'éléments radioactifs.

L'hélium possède deux isotopes stables, l'hélium 4 et l'hélium 3 [7]. Composé de deux protons et deux neutrons, l'hélium 4 est de loin l'isotope le plus abondant sur Terre. L'hélium 3 ne possède lui qu'un seul neutron. C'est un isotope extrêmement rare, qui ne se trouve qu'à l'état de trace sur Terre (1,39 ppm de l'hélium atmosphérique). Ses propriétés physiques diffèrent sensiblement de celles de l'hélium 4 à cause de la différence de masse importante entre les deux isotopes. Par exemple, sa température de liquéfaction est plus basse que celle de l'hélium 4 (3,19 K contre 4,2 K à pression ambiante). L'hélium 3 est utilisé dans certaines applications cryogéniques afin d'atteindre des températures inférieures à 1 K (réfrigérateur par dilution He3/He4). Cependant sa rareté induit des prix de mise en œuvre très élevés ne permettant pas son utilisation pour des applications industrielles. Comme les applications qui nous intéressent ici font appel à l'hélium 4, l'appellation hélium fera référence à cet isotope dans le reste du document.

Le diagramme de phase de l'hélium est atypique (figure 1.1) et laisse transparaître certaines spécificités de ce fluide par rapport aux autres éléments [7]. À l'exception de son isotope l'hélium 3, l'hélium est l'élément qui possède le point d'ébullition le plus bas en température. Pour une pression de 1 bar, le liquide se met à bouillir à une température de 4,2 K. L'hélium ne possède pas de point triple où coexistent les phases liquide, solide et vapeur. Il reste liquide jusqu'à 0 K et l'état solide ne se manifeste que pour des pressions supérieures à 25 bar. L'hélium est remarquable par le fait qu'il possède deux phases liquides distinctes. La première phase, dite hélium normal ou He I, se comporte comme un liquide classique. La deuxième, appelée He II ou hélium superfluide, présente des caractéristiques thermodynamiques particulières telles que

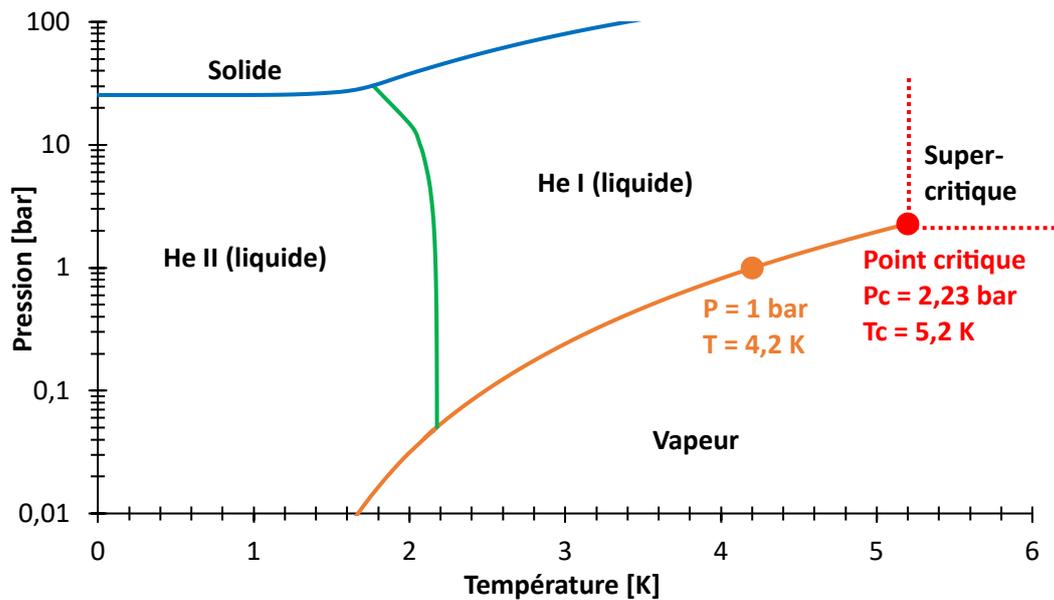


FIGURE 1.1. Diagramme de phase de l'hélium.

la quasi-absence de viscosité et une conductivité thermique supérieure de plusieurs ordres de grandeur par rapport aux autres liquides. Ces deux phases liquides se séparent aux alentours de 2,2 K par une ligne appelée *ligne lambda*. Le *point lambda* marque l'intersection entre les phases gazeuse, liquide et superfluide à $T_\lambda = 2,172 \text{ K}$, $P_\lambda = 50,48 \text{ mbar}$. Si l'enthalpie de vaporisation des fluides cryogéniques est faible, celle de l'hélium l'est particulièrement avec une valeur de $20,7 \text{ kJ.kg}^{-1}$ [8], soit 1/110 ème de celle de l'eau ou 1/10 ème de celle de l'azote. En conséquence, tout apport de chaleur à un bain d'hélium se traduit par une forte vaporisation du liquide.

L'hélium en phase supercritique

La ligne de coexistence liquide-vapeur du diagramme de phase se termine en un point dit *point critique*. Au delà de ce point se trouve la zone *supercritique*, où toute distinction entre phase liquide et vapeur disparaît. Le passage de l'état diphasique à un état monophasique est clairement visible sur le diagramme Pv (figure 1.2), où le point critique marque le maximum de la courbe délimitant la zone diphasique. Pour une pression supérieure à la pression critique, le fluide ne peut alors exister que sous forme d'une phase unique. La zone supercritique témoigne de la continuité entre les phases liquide et vapeur, dont il est possible de passer de l'une à l'autre sans transiter par un mélange diphasique. Un mélange diphasique dont la pression approche la pression critique voit la densité de chacune des deux phases tendre vers une valeur commune que l'on nomme densité critique. Le point critique est donc caractérisé par trois grandeurs physiques : sa pression, sa température et sa densité critique. Du fait des faibles interactions entre ses atomes, l'hélium possède un point critique relativement bas en pression et donc facilement atteignable. Son point critique se situe à $P_c = 2,27 \text{ bar}$ et $T_c = 5,195 \text{ K}$). La densité du fluide est alors de $69,6 \text{ kg.m}^{-3}$.

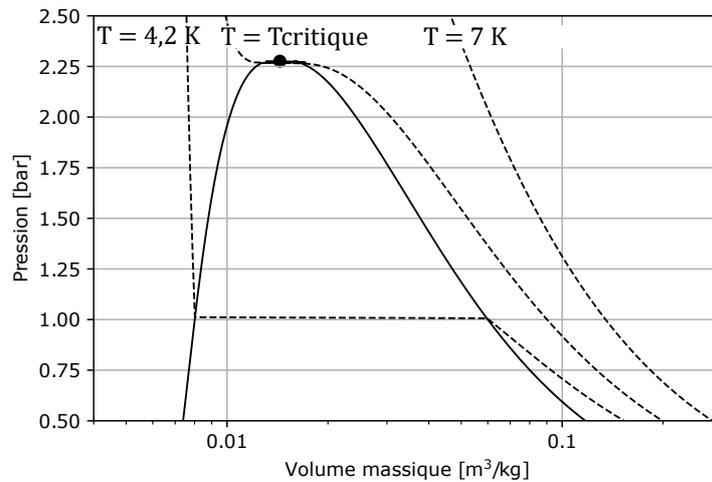


FIGURE 1.2. Diagramme Pv de l'hélium.

Par définition, un fluide est dit supercritique s'il est chauffé au-delà de sa température critique et comprimé à une pression supérieure à sa pression critique. Il arrive régulièrement que le terme supercritique soit aussi utilisé pour qualifier un fluide comprimé au-delà de sa pression critique, mais dont la température reste en dessous de la température critique. Cette situation est très courante dans le cas de la réfrigération de fortes puissances. On peut par exemple citer le cas des circuits de refroidissement des tokamaks *JT-60SA* et *ITER* [3] [4], qui emploient tous deux de l'hélium à une pression de 5 bar et à des températures inférieures à 5 K pour le refroidissement des aimants supraconducteurs et des cryopompes. Dans la bibliographie, la distinction entre les deux états peut parfois être faite. Dans ce cas, un fluide en dessous de sa température critique est qualifié de "fluide comprimé". Dans ce qui suit, le terme hélium supercritique désigne indifféremment de la température les écoulements dont la pression est au-dessus de la pression critique.

Le point critique est un point singulier des diagrammes thermodynamiques. À son passage les propriétés de l'hélium connaissent de fortes variations. Certaines propriétés, comme la capacité thermique isobare, la capacité thermique isochore ou bien encore la conductivité thermique ont un comportement asymptotique et divergent. D'autres, telle que la densité et la viscosité, connaissent un point d'inflexion et s'écroulent au passage du point critique. Dans les régions thermodynamiques légèrement au-delà du point critique persistent des points dits *pseudo-critiques*. Au passage de ces points particuliers, les propriétés du fluide continuent de varier de manière importante sur de faibles intervalles de pression et de température. Ces variations sont similaires à celles observées au passage du point critique, mais avec une amplitude moindre au fur et à mesure que la pression augmente. Pour une pression donnée, le point pseudo-critique correspond à la température où la capacité thermique isobare connaît un maximum. Loin des points pseudo-critiques, les propriétés

thermodynamiques du fluide varient peu avec les variations de température. Le comportement du fluide est alors semblable à celui d'un fluide monophasique. La figure 1.3 montre l'évolution de la capacité thermique isobare, de la conductivité thermique, de la densité et de la viscosité dynamique de l'hélium au-delà du point critique en fonction de la température pour différentes pressions. Ces propriétés sont fournies par le logiciel **REF**erence fluid **PROP**erties (REFPROP) [8].

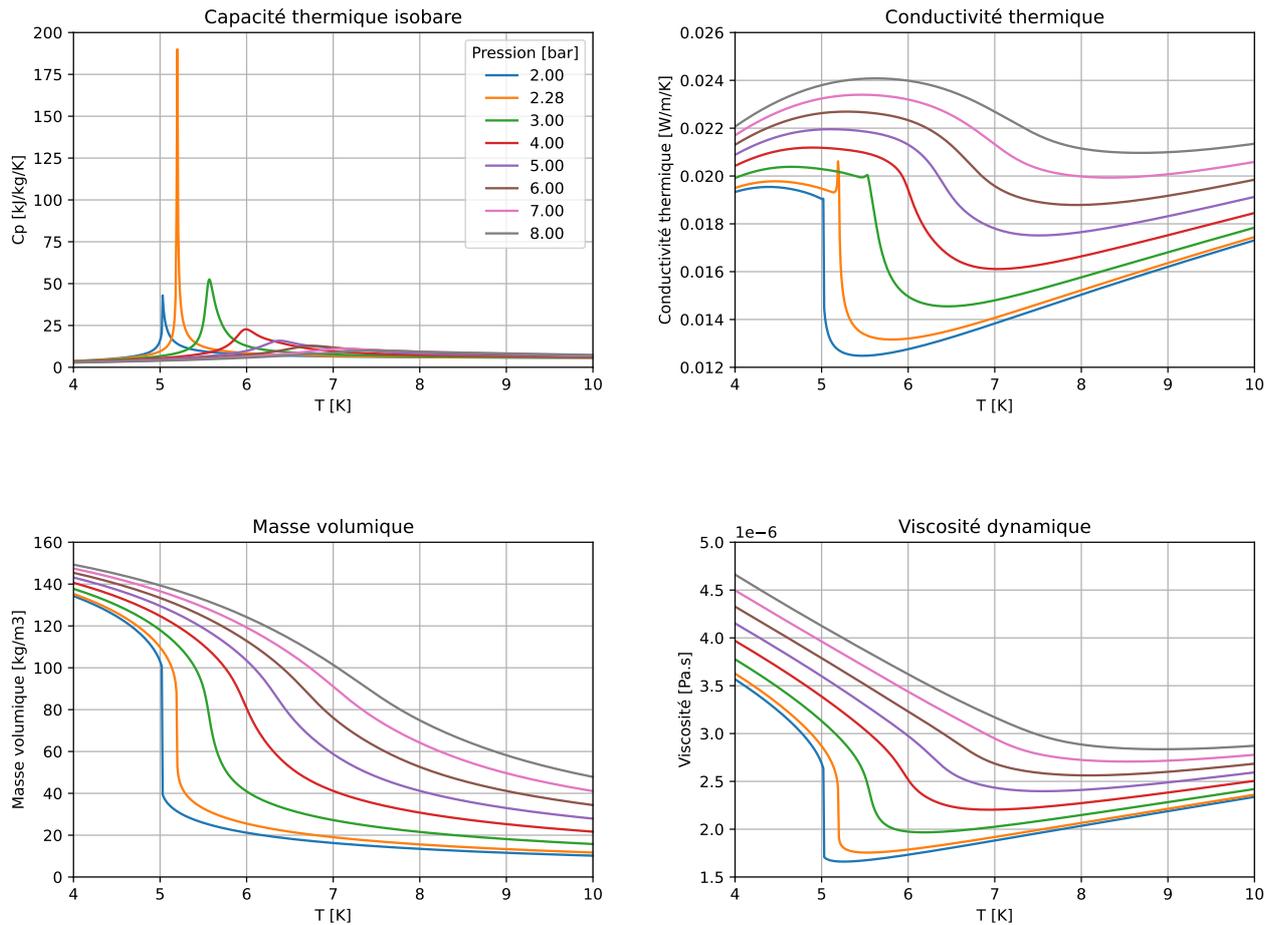


FIGURE 1.3. Variations des propriétés de l'hélium supercritique en fonction de la température pour différentes valeurs de pression.

Malgré de fortes variations de ces propriétés sur certains domaines de pression et température, l'hélium supercritique présente un certain nombre d'avantages par rapport à l'hélium liquide pour le refroidissement de grands instruments :

- Proche du point critique, l'hélium supercritique dispose d'une forte capacité thermique, ce qui limite l'échauffement du fluide lorsqu'il évacue un dépôt d'énergie.
- L'absence de transition liquide/vapeur évite l'apparition de cavitation dans les pompes. Elle

empêche également certains phénomènes causés par la vaporisation du liquide : augmentation de la perte de charge (vapeur de faible densité), détérioration du transfert thermique (échange moins efficace avec la vapeur, ébullition en film).

— Des conditions d'opération élargies par rapport à l'hélium liquide normal.

Ces avantages, couplés à la faible pression nécessaire pour atteindre le point critique de l'hélium justifient l'utilisation de cette phase dans de nombreux systèmes cryogéniques de grande taille.

1.1.2. Présentation du diazote

Le diazote est une molécule diatomique composée de deux atomes d'azote. À température et pression ambiante (15 °C, 1 bar), il se présente sous la forme d'un gaz incolore et inodore d'une densité de 1,185 kg.m⁻³. Très abondant sur Terre, il est le principal constituant de l'air et représente 78 % du volume de l'atmosphère. C'est sous forme de diazote que se trouve la majorité de l'azote terrestre, si bien que le nom d'azote est largement utilisé dans le langage courant pour désigner indistinctement le diazote et l'atome d'azote seul. L'atome d'azote possède deux isotopes stables, l'azote 14 et l'azote 15, le premier représentant plus de 99,6 % de l'azote terrestre. Le diazote présente la particularité d'être une molécule très stable en raison de la liaison trivalente entre les deux atomes qui le constituent. Cette caractéristique lui vaut d'être couramment utilisé comme gaz inerte, en métallurgie ou dans l'industrie alimentaire par exemple.

Le diagramme de phase de l'azote est donné par la figure 1.4. À 1 bar, le diazote se liquéfie à une température de 77,2 K. Son point critique est atteint pour une pression et une température de respectivement 33,96 bar et 126,19 K. Son point triple se situe à une température de 63 K et une pression de 0,125 bar. Son enthalpie de vaporisation à la pression atmosphérique est de 199,3 kJ.kg⁻¹ [8].

Le diazote est produit de manière industrielle à partir de la liquéfaction de l'air suivie d'une distillation fractionnée. Même dans les cas où il est utilisé sous forme gazeuse (inertage), le diazote est généralement stocké sous forme liquide puisque 1 L de liquide équivaut à environ 650 L de gaz à pression et température atmosphériques [9]. Le diazote liquide est aussi employé comme fluide cryogénique. De par son faible coût et son abondance, c'est le fluide cryogénique le plus couramment utilisé. On le trouve aussi dans des installations cryogéniques destinées à atteindre des températures plus basses que celle du diazote liquide. Dans ce cas, il peut par exemple être employé pour assurer le pré-refroidissement d'un autre fluide cryogénique, ou pour refroidir les écrans thermiques.

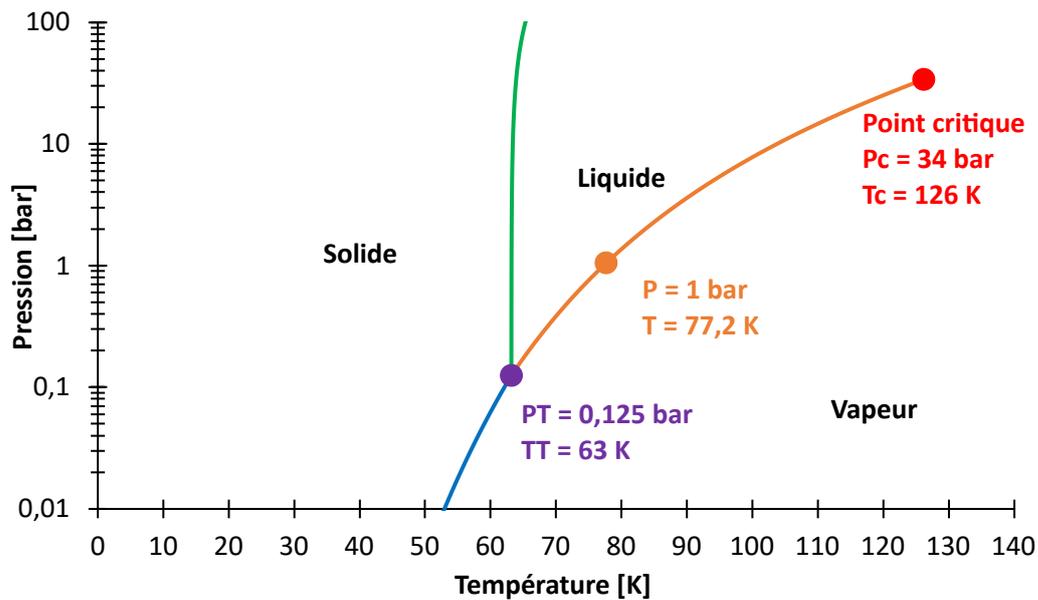


FIGURE 1.4. Diagramme de phase de l'azote.

1.2. Protection des circuits cryogéniques contre les ruptures du vide d'isolement

1.2.1. Dimensionnement des organes de sécurité

Le dimensionnement des organes de sécurité consiste à déterminer leur section. La section de passage pour le fluide, libérée par l'ouverture de la soupape ou du disque de rupture, doit permettre l'évacuation d'un débit massique suffisant pour garder la pression dans l'installation en dessous d'une valeur seuil. Comme mentionné en introduction, la puissance thermique transmise au fluide cryogénique au cours de l'incident est le paramètre d'entrée pour le dimensionnement des organes de sécurité.

La norme ISO21013-3, ou plus récemment la norme PrEn 17527, décrivent les méthodes de dimensionnement des organes de sécurité pour les réservoirs de stockage de fluides cryogéniques. Si la norme ISO21013-3 se veut universelle à l'ensemble des fluides cryogéniques, la norme PrEn 17527 est spécifique aux cryostats hélium. Ces méthodes peuvent également être retrouvées dans un article des éditions Techniques de l'Ingénieur [6]. La norme 21013-3 fournit des indications purement académiques pour calculer la puissance déposée au dispositif en fonction de son isolation thermique et également s'il est soumis à un feu. Dans le cas du réservoir de stockage cryogénique, plusieurs auteurs se sont attachés à mesurer expérimentalement la densité de flux transmise pour différents fluides cryogéniques au cours d'une rupture brutale du vide d'isolement (air ou azote). Certains auteurs ont évalué ce flux pour une décharge inférieure à la pression critique, d'autres pour une pression supérieure. Les transferts de chaleur à l'intérieur du réservoir sont bien diffé-

rents, ébullition ou convection naturelle. Des valeurs sont indiquées dans l'article des techniques de l'ingénieur mais également dans la norme PrEN 17527 spécifique à l'hélium. Des flux ont également été mesurés en présence de plusieurs couches d'isolation type **Multi Layer Insulation (MLI)** mais les caractéristiques de l'isolant ne sont pas tout le temps précisées. Connaissant le flux et la surface froide où le gaz responsable de la perte de vide d'isolement vient se condenser, la puissance déposée au sein du fluide est ainsi déterminée. De cette puissance, il est alors possible de déterminer le débit massique à évacuer pour limiter la montée en pression du réservoir. On fait pour cela appel au premier principe de la thermodynamique. Celui-ci permet, quelles que soient les conditions à l'intérieur du réservoir, de relier le débit massique à évacuer à pression constante à la puissance \dot{Q} déposée au fluide :

$$\dot{m} = \frac{\dot{Q}}{\nu \left(\frac{\partial h}{\partial \nu} \right)_P} \quad (1.1)$$

En fonction du type de décharge, le dénominateur doit être déterminé en sachant que le volume massique ν ne fait que croître. Les normes indiquent la façon de procéder. L'idée est d'évaluer un débit massique qui conduit à l'obtention d'une section suffisante permettant de limiter la pression sur l'ensemble du transitoire de décharge. Bien que la norme ISO21013-3 traite aussi de la décharge subcritique, elle n'applique ce principe que dans le cas de la décharge supercritique. L'article des techniques de l'ingénieur et la norme EU 17527 l'appliquent quant à eux pour les deux types de décharge.

1.2.2. Mesures du flux de chaleurs transmis à l'hélium au cours d'une rupture de vide dans le cas des réservoirs

Lehmann et Zahn [10] furent les premiers à s'intéresser à la protection des réservoirs d'hélium dans le scénario d'une rupture du vide d'isolement. Ils étudièrent la rupture de vide par l'air ambiant autour d'un réservoir d'hélium liquide de 100 L. Les essais sont réalisés en décharge sub-critique, à une pression proche de la pression atmosphérique. Le flux thermique reçu par l'hélium liquide est estimé à partir du débit massique $\dot{m}_{\text{vaporisation}}$ de gaz formé par la vaporisation d'une partie liquide via le bilan :

$$\dot{q} = \frac{\dot{m}_{\text{vaporisation}} \cdot H_L}{S_{\text{liq,He}}} \quad (1.2)$$

avec H_L la chaleur latente et $S_{\text{liq,He}}$ la surface d'échange entre l'hélium liquide et la paroi du réservoir. Lehmann et Zahn déterminent ainsi que la densité de flux reçue par l'hélium atteint au maximum $3,8 \text{ W.cm}^{-2}$ lorsque le réservoir est dépourvu de toute isolation thermique. Cette valeur est atteinte 6 s après le début du transitoire, puis diminue au fur et à mesure qu'une couche de glace se forme et isole thermiquement le réservoir. Ils notent que les valeurs de flux mesurées sont supérieures à leurs estimations théoriques qui prévoyaient une valeur comprise entre 2 et 3 W.cm^{-2} . Les auteurs interprètent ces écarts comme une conséquence des hypothèses simplifi-

catrices utilisées pour établir les corrélations, telles que le régime stationnaire et la condensation d'une atmosphère stagnante d'azote à saturation. En réalité, la perte du vide d'isolement est un phénomène fortement instationnaire, au cours duquel les différents composants de l'air ambiant se condensent sur la paroi froide et forment une couche de glace. Le transfert thermique entre la paroi interne du réservoir et l'hélium a lieu par ébullition en film [6] car le flux critique de l'hélium à pression atmosphérique ($\simeq 1 \text{ W.cm}^{-2}$) est dépassé. La résistance thermique prépondérante se situe alors à l'intérieur du réservoir. Lehman et Zahn ont également effectué des mesures de flux pour le cas d'un réservoir isolé avec dix couches de superisolant. La mise en place de superisolation réduit grandement le flux transmis au fluide, avec une valeur mesurée de $0,6 \text{ W.cm}^{-2}$. C'est alors la superisolation qui présente la résistance thermique prépondérante. Le flux transmis étant inférieur à la valeur critique de 1 W.cm^{-2} , l'ébullition de l'hélium reste nucléée.

Les valeurs mesurées par Lehmann et Zahn servent très largement de référence pour le dimensionnement des organes de sécurité des dispositifs cryogéniques contenant de l'hélium [6]. Toutefois, elles ne peuvent pas être appliquées pour des réservoirs dont les conditions de décharge ne sont pas diphasiques. De fait, ces valeurs de flux dépendent directement des mécanismes d'ébullition nucléée et en film à l'intérieur du réservoir. Ces modes de transfert disparaissent dans le cas où la décharge se déroule au-delà de la pression critique. Pour une décharge supercritique, le fluide contenu dans le réservoir est monophasique et l'ensemble du transfert thermique entre l'hélium et la paroi chaude est assuré par convection naturelle. On peut alors s'attendre à ce que la densité de flux reçue par l'hélium à l'état supercritique dans un réservoir non-isolé soit inférieure à la valeur de $3,8 \text{ W.cm}^{-2}$ mesurée à saturation. Dans ces conditions, la décharge en phase supercritique peut devenir intéressante, puisqu'une réduction du flux transmis au fluide entraîne une diminution de la section des organes de sécurité. Or dans la conception d'un dispositif cryogénique, la taille de l'organe de sécurité est parfois contrainte par un environnement restreint.

Harrison [11] a réalisé des essais de rupture de vide autour d'un réservoir d'hélium superfluide avec une décharge au-delà de la pression critique. Le réservoir de 12 L est initialement rempli à 90 % avec de l'hélium superfluide à 1,9 K. Des essais ont été réalisés sans et avec isolation. Pour les essais avec réservoir isolé, l'auteur ne fournit aucune caractéristique de l'isolant employé et spécifie uniquement que l'isolation est constituée de 3 mm d'un isolant léger. La rupture de vide est initiée par l'ouverture d'une vanne de 40 mm de diamètre. Aucune information sur le fluide utilisé pour rompre le vide n'est donnée, ce qui laisse supposer que la rupture a été réalisée avec l'air ambiant. Le réservoir est équipé de deux sondes Cernox immergées dans l'hélium à deux hauteurs différentes. Deux capteurs mesurent la pression dans le réservoir et dans le vide d'isolement. À cause des fortes variations des propriétés de l'hélium et de la dynamique transitoire de la décharge, aucun débitmètre n'est monté sur la ligne de décharge pour mesurer le débit sortant. Il est cependant estimé par l'intermédiaire d'un système de pesée du réservoir. La décharge de l'hélium débute lorsque la pression interne du réservoir atteint 11,5 bar et est assurée par l'ouverture de

deux disques de rupture placés en série. La densité de flux transmise au fluide est estimée au cours de la montée en pression isochore par calcul de la variation d'énergie interne au cours du temps (équation (1.3)). L'énergie interne du système est calculée à chaque instant à partir des mesures de pression et de température.

$$\dot{Q} = \frac{dU(P_{He}, T_{He})}{dt} \quad (1.3)$$

Dans le cas de l'essai sans isolation du réservoir, l'auteur note que les phases liquide et vapeur ne sont pas à l'équilibre thermodynamique, avec une vapeur plus chaude que le liquide. Il remarque également qu'une fois le point lambda passé, une stratification thermique apparaît au sein du liquide. Pour son bilan ((1.3)), il suppose donc la vapeur à température de saturation et prend pour température du liquide la moyenne des deux mesures de température dans le réservoir. La densité de flux calculée augmente tout au long de la montée en pression jusqu'à atteindre un maximum de $3,1 \text{ W.cm}^{-2}$ au moment de la décharge du réservoir. Pour le réservoir isolé, la montée en pression est bien plus lente et la décharge ne démarre qu'au bout de 21,5 s contre 5 s sans isolant. La densité de flux calculée est de $0,44 \text{ W.cm}^{-2}$. Pour cet essai, l'auteur s'intéresse également à la phase de décharge. Il relie la variation des conditions internes du réservoir à la puissance thermique \dot{Q} déposée au fluide par l'intermédiaire de l'équation :

$$\dot{Q} = C_{vHe} \cdot \frac{d}{dt} (m_{He} \cdot T_{He}) + \dot{m}_{sortant} \cdot \left(h_{He} + \frac{v_{sortant}^2}{2} \right) \quad (1.4)$$

avec C_{vHe} , h_{He} , T_{He} et m_{He} la capacité thermique spécifique, l'enthalpie spécifique, la température et la masse de l'hélium contenu dans le réservoir, et $\dot{m}_{sortant}$ et $v_{sortant}$ le débit massique et la vitesse de l'hélium évacué. À partir du flux estimé et de cette équation, l'auteur calcule l'évolution de la pression et de la température du réservoir au cours de la décharge et la compare aux mesures expérimentales. Si le modèle donne de bons résultats sur l'évolution de la pression au sein du réservoir, il prédit une montée en température plus rapide que celle observée expérimentalement. Encore une fois, l'auteur interprète ce résultat comme la conséquence d'un échauffement non homogène du fluide dans la réalité.

Des travaux ont été entrepris au CEA sur la décharge supercritique d'un réservoir de 10 L par Ercolani et al. [12]. Le vide est rompu avec de l'azote gazeux à température ambiante, initialement stocké dans un réservoir légèrement pressurisé. Au cours de l'essai, la décharge du réservoir d'hélium est contrôlée par l'ouverture d'un déverseur taré à 17 bar. La densité de flux reçue par le fluide est déterminée par bilan d'énergie interne sur le réservoir au cours de la montée de pression isochore selon :

$$\dot{q} = \rho_{init} \cdot \frac{V_{reservoir}}{S_{reservoir}} \cdot \frac{\Delta u_{He}}{\Delta t} \quad (1.5)$$

$$\Delta u_{He} = u_{He}(P_{final}, \rho_{init}) - u_{He}(P_{init}, \rho_{init}) \quad (1.6)$$

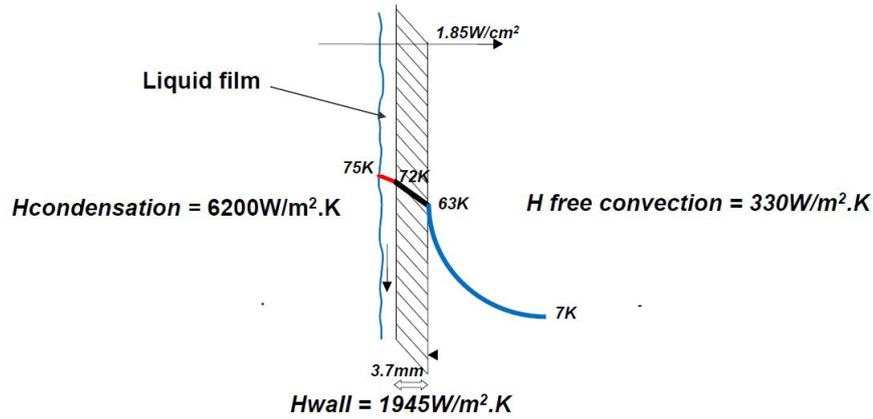


FIGURE 1.5. Coefficients d'échange calculés pour la manipulation du cryostat soupape [12].

Cette méthode de détermination du flux a été validée au préalable avec un réservoir équipé d'éléments chauffants permettant d'injecter une puissance connue. La variation d'énergie interne est déterminée à partir de la pression mesurée dans le réservoir et de la masse volumique moyenne du fluide. La température de l'hélium est également mesurée par dix sondes Cernox, installées dans le réservoir en trois rangées horizontales de trois sondes, plus une dixième sonde placée à la jonction avec la ligne de décharge du réservoir. Le bilan n'est réalisé que jusqu'à une pression de 15 bar. Les auteurs s'assurent ainsi que le déverseur reste étanche et que le système est bien isochore. La densité de flux thermique calculée est de $1,85 \text{ W.cm}^{-2}$. Cette valeur diffère fortement de celle obtenue par Harrison [11] bien que les volumétries des réservoirs (10 et 12 L) et les méthodes de détermination du flux employées dans chaque étude soient très proches. Ercolani et al. ont réalisé une évaluation des différentes conductances (convection atmosphère de l'enceinte à vide – paroi externe : $6200 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$, conduction dans la paroi : $1945 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$, convection naturelle paroi intérieure - hélium : $330 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$). D'après ces estimations, la résistance thermique principale est associée à la convection naturelle dans le réservoir (figure 1.5). Trois sondes Cernox collées sur la face externe du réservoir donnent une mesure de la température de paroi. Cette température dépasse celle du point triple de l'azote au moment où l'hélium devient supercritique. Il en est déduit qu'un film d'azote liquide se forme directement sur la paroi du réservoir. L'épaisseur moyenne du film liquide de condensat peut être estimée à partir du coefficient d'échange de chaleur associé à la condensation. En supposant que la conduction thermique au travers du film liquide est uniforme et égale à celle de l'azote liquide à saturation ($0,15 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$), et que la température à l'interface liquide/vapeur est égale à la température de saturation T_{sat} , l'équation 1.7 donne une épaisseur de film e de l'ordre de $0,025 \text{ mm}$. Pour les auteurs, cette faible épaisseur s'explique par l'amincissement du film de condensation sous l'effet de la friction à l'interface liquide-vapeur avec le fort débit de gaz pénétrant dans l'enceinte à vide.

$$e = -\lambda \cdot \frac{T_p - T_{sat}(P_{azote})}{\dot{q}} \quad (1.7)$$

Des essais ont aussi été réalisés en rompant le vide avec d'autres gaz que l'azote. Avec l'air, la densité de flux mesurée est de 2 W.cm^{-2} . La différence avec le flux déterminé pour l'azote est faible. Elle est due à la condensation des gaz autres que l'azote présent dans l'air, l'oxygène et la vapeur d'eau. Lorsque le vide est rompu à l'hélium gazeux, le flux tombe à $0,15 \text{ W.cm}^{-2}$. Dans ces conditions, l'échange à l'extérieur du réservoir diminue drastiquement par rapport au cas précédent parce qu'il n'implique plus de phénomène de condensation. L'échange est contrôlé par la convection naturelle dans l'enceinte à vide. Des essais ont été réalisés avec du superisolant installé autour du réservoir mais aucune valeur reproductible n'a été obtenue. La piste envisagée pour expliquer le manque de reproductibilité est la forte influence des conditions d'installation du superisolant sur la valeur de flux mesurée.

Les travaux de Lehmann et Zahn [10], de Harrison [11] et d'Ercolani et al [12] se sont focalisés sur la réalisation d'une mesure expérimentale de la densité de flux thermique reçu par l'hélium. Une équipe du **Karlsruher Institut für Technologie (KIT)** s'est également intéressée à la sécurité des réservoirs d'hélium soumis à une rupture du vide d'isolement. Cette fois-ci, un modèle numérique est mis au point en parallèle de la réalisation de mesures expérimentales du flux déposé au cours d'une décharge supercritique. L'objectif est de disposer d'un outil prédictif dédié au dimensionnement d'organes de sécurité pour les réservoirs.

Un premier modèle dynamique en 0D est mis en place par Zoller et al. [13]. Celui-ci modélise l'évolution des conditions thermodynamiques dans le réservoir mais également dans l'enceinte à vide. Le couplage thermique entre les deux volumes est effectué à partir d'une corrélation permettant de calculer \dot{m}_{cond} , le débit du gaz extérieur (air ou azote) venant se condenser sur les parois froides du réservoir. Ce débit est calculé à partir d'un coefficient de transfert de masse k_{cond} et de la différence de masse volumique du gaz aux conditions régnant dans l'enceinte à vide ρ_{vap} et à saturation ρ_{sat}

$$\dot{m}_{cond} = S \cdot k_{cond} \cdot \left[\frac{P_{vap}}{rT_{vap}} - \rho_{sat}(T_p) \right] \quad (1.8)$$

La densité de flux déposé *sur la face externe de la paroi du réservoir* est évaluée selon :

$$\dot{q}_p = \dot{m}_{cond}(P_{vap}, T_p) \cdot [h_{vap}(P_{vap}) - h_p(T_p)] \quad (1.9)$$

Dans la réalité, la température externe de la paroi à prendre en compte dans l'équation 1.9 dépend à la fois du flux thermique \dot{q}_p , de la température de l'hélium ainsi que de la résistance thermique globale induite par la présence d'un film de condensation liquide, d'une couche de glace d'azote, de la paroi et de la convection naturelle dans l'hélium. Pour garder une approche simple, les auteurs ont choisi de considérer une résistance totale nulle et la température T_p est prise égale à la température de l'hélium. Toute la puissance transmise à la face externe du réservoir par condensation de l'azote est donc déposée dans le fluide cryogénique. L'évolution thermodynamique de l'hélium dans le réservoir est déterminée par bilan d'énergie.

Zoller reprend ce modèle et le modifie dans le cadre de sa thèse [14]. Au cours de ce travail, un dispositif expérimental nommé PICARD est mis au point. L'objectif de cette installation est de fournir des données expérimentales pour valider les modèles. Cette plateforme est équipée d'un réservoir de 100 L. Grâce à différents diaphragmes, il est possible de faire varier la section de l'orifice au travers duquel arrive l'air utilisé pour casser le vide d'isolement. Aucune superisolation n'est disposée autour du réservoir. Expérimentalement, seul le flux thermique déposé à la paroi du réservoir est calculé. Il est estimé à l'aide de l'équation (1.8). Le débit de condensation expérimental est déterminé à partir de la loi des gaz parfaits dérivée en fonction du temps, selon :

$$\dot{m}_{cond} = \dot{m}_{entrant} - \frac{dP_{enceinte}}{dt} \cdot \frac{(V_{enceinte} - V_{reservoir})}{r_{air} \cdot T_{air}} \quad (1.10)$$

De plus, les résultats expérimentaux montrent qu'un écart de température important entre la paroi extérieure du réservoir et l'hélium apparaît au cours de la rupture de vide. Ce constat invalide l'hypothèse d'une résistance thermique totale négligeable prise dans le modèle prédictif initial. Zoller entreprend donc la modification du modèle afin que la physique de la rupture de vide soit mieux représentée. La première étape consiste à prendre en compte les différentes résistances thermiques entre l'hélium et le gaz se condensant sur les parois froides. Pour éviter de considérer des résistances thermiques variables au cours du temps et possiblement complexes à déterminer, l'auteur choisit de représenter la résistance globale du système en imposant dans le modèle l'évolution de la température de paroi au cours du transitoire. Pour cela, le gradient de température dans la paroi est négligé et une fonction polynomiale donnant la température de paroi en fonction de la température de l'hélium est déterminée à partir des données expérimentales pour les différents types de rupture de vide (brusque, moyenne et lente). Cette approche a pour inconvénient de ne pas différencier la part de chaque phénomène (condensation en film, conduction à travers la glace et la paroi, convection ou ébullition dans l'hélium) à la résistance thermique globale. De plus, elle empêche toute transposition directe du modèle à d'autres situations puisqu'il dépend d'un ajustement issu de données expérimentales. Alors que dans le modèle initial toute l'énergie déposée par la condensation était transmise à l'hélium, l'inertie de la paroi est maintenant prise en compte via sa capacité thermique. Pour un instant t , la puissance thermique reçue par le fluide est estimée à partir de la puissance déposée sur la face externe de la paroi du réservoir à laquelle on soustrait la puissance accumulée dans l'épaisseur d'inox. La corrélation initiale donnant le débit massique \dot{m}_{cond} de condensation du gaz (équation (1.8)) est remplacée par l'équation de Hertz-Knudsen (équation (1.11)). Cette équation sera détaillée dans la section 1.3.3.

$$\dot{m}_{cond} = S \cdot \frac{\alpha_T}{\sqrt{2\pi r}} \left(\alpha_C \cdot \frac{P_{vap}}{\sqrt{T_{vap}}} - \alpha_E \cdot \frac{P_{sat}(T_p)}{\sqrt{T_p}} \right) \quad (1.11)$$

Pour une rupture de vide avec un orifice de 30 mm de diamètre, la densité de flux déposée à

la paroi mesurée expérimentalement est de $1,75 \text{ W.cm}^{-2}$ au moment de l'ouverture de la soupape ($P_{ouverture} = 6,8 \text{ bar}$). Le modèle donne lui un flux à la paroi de $1,6 \text{ W.cm}^{-2}$ pour un flux transmis à l'hélium de $1,3 \text{ W.cm}^{-2}$. Pour un orifice de diamètre plus faible (12,5 mm), le flux expérimental déposé à la paroi au moment de l'ouverture de la soupape ($P_{ouverture} = 2,4 \text{ bar}$) passe à 1 W.cm^{-2} . Le modèle donne le même flux en paroi et un flux transmis au fluide cryogénique de $0,9 \text{ W.cm}^{-2}$.

Ces travaux ont été repris par Weber dans le cadre de sa thèse [15]-[17]. La conduction thermique au travers de la paroi du réservoir ainsi que l'échange avec l'hélium (ébullition/convection) sont inclus dans le modèle. Grâce à cet ajout, l'ajustement de la température de paroi utilisé précédemment à partir des données expérimentales n'est plus nécessaire. La résistance thermique liée à une possible installation de superisolant est également implémentée. Le modèle est également modifié pour estimer l'impact de la ligne reliant le réservoir à la soupape sur les conditions dans l'écoulement en amont de la soupape. Deux effets sont étudiés : la perte de charge et l'échauffement du fluide dû au dépôt de puissance sur la ligne de décharge par la rupture de vide. Quelques changements sont apportés à l'installation expérimentale. Le diamètre maximal de l'orifice à l'origine de la perte de vide passe à 37,5 mm. Une sonde de température est ajoutée en amont du déverseur pour vérifier les prédictions du modèle vis-à-vis de l'échauffement du fluide dans la ligne de décharge. Contrairement à la thèse de Zoller, où seul le flux thermique déposé à la paroi est estimé à partir des données expérimentales, le flux transmis au fluide est ici également déterminé à partir des mesures. À la suite de ces modifications, l'influence de différents paramètres sur le flux thermique déposé au fluide est étudiée : le niveau initial du réservoir, l'humidité de l'air, la pression de décharge et la mise en place de superisolation. Les effets de ces paramètres sont parfois étudiés expérimentalement, parfois uniquement à l'aide du modèle numérique. Un premier cas de validation du modèle est réalisé pour une rupture de vide autour d'un réservoir non isolé, rempli à 60 % et pour une pression de décharge du réservoir de 4 bar (pression absolue). La densité de flux déposée sur la paroi, mesurée à l'instant où la soupape s'ouvre, est de $2,22 \text{ W.cm}^{-2}$. L'auteur estime expérimentalement que le flux déposé à l'hélium au même instant est de 1 W.cm^{-2} , soit une valeur inférieure à celles obtenues par Ercolani et al. ($1,85 \text{ W.cm}^{-2}$) et Harrison ($3,1 \text{ W.cm}^{-2}$). Le modèle donne une valeur de flux déposé à la paroi similaire à la valeur expérimentale. Le calcul du flux déposé au fluide au moment de l'ouverture est un peu supérieur à la valeur expérimentale avec $1,4 \text{ W.cm}^{-2}$. La résistance thermique principale est alors estimée comme étant à l'intérieur du réservoir au travers du coefficient d'échange par convection naturelle. Des investigations menées à l'aide du modèle numérique montrent que le taux d'humidité de l'air influe peu sur le flux déposé dans l'hélium. En revanche, les calculs indiquent que le flux dépend fortement du niveau de remplissage initial du réservoir. Pour le niveau le plus faible testé (20 %), le flux calculé n'est que de $0,8 \text{ W.cm}^{-2}$. Il grimpe à $1,7 \text{ W.cm}^{-2}$ pour un remplissage de 80 % ce qui est beaucoup plus proche de la valeur obtenue par Ercolani et al. avec un réservoir plein. Cette augmentation du flux transmis est interprétée par Weber comme la conséquence de

l'accroissement de la convection forcée, à cause de la masse volumique de l'hélium supercritique plus importante. Les modélisations montrent également qu'une décharge proche de la pression critique tend à accroître le flux transmis, en conséquence des fortes variations de propriétés de l'hélium dans cette zone et du passage par un maximum du coefficient d'échange par convection. Pour évaluer l'influence de la mise en place d'isolant autour du réservoir, un essai a été réalisé avec un écran refroidi par le retour de vapeur d'hélium. Le remplissage initial et la pression de décharge sont similaires à ceux de l'essai avec le réservoir seul. La densité de flux thermique déposé dans l'hélium à l'ouverture de la soupape est estimée expérimentalement à $1,38 \text{ W.cm}^{-2}$ (prédiction du modèle à $1,47 \text{ W.cm}^{-2}$), ce qui est plus important que pour le cas sans écran. Différentes configurations de superisolant ont aussi été testées. Ces essais ont été réalisés avec 1, 10, 12 et 24 couches de MLI. Trois différents types de MLI sont utilisés. À partir des résultats obtenus, le modèle est adapté pour les cas de systèmes superisolés. Cette adaptation passe par la correction du facteur α_T de l'équation (1.11). Comme attendu, pour un même type de superisolant, le flux diminue d'autant plus que le nombre de couches augmente. En parallèle, il ressort des résultats expérimentaux que le type de MLI utilisé, qui dépend des perforations et de la structure des différentes couches, joue un rôle prépondérant sur le niveau d'atténuation du flux.

Garceau s'est intéressé à la perte de vide dans un tube faisceau d'accélérateur [18]-[23]. Ces travaux sont une reprise de ceux initiés par Van Sciver et Dhuley [24]-[26]. Un cryostat a été mis au point pour étudier la propagation d'azote dans un tube initialement sous vide et plongé dans de l'hélium liquide. Des essais ont été réalisés en hélium normal et superfluide. Une simulation numérique a aussi été établie pour modéliser le phénomène et étudier la propagation du front de gaz chaud dans le faisceau. Cette simulation inclut un modèle de condensation de l'azote et le flux thermique déposé est déterminé selon :

$$\dot{Q}_{cond} = \dot{m}_{cond} (0,5 \cdot v^2 + h_{vap,azote} - h_{sol,azote}) + \frac{Nu \cdot \lambda_{azote}}{D} (T_{vap,azote} - T_{sol,azote}) \quad (1.12)$$

L'influence de la conduction thermique au travers de la paroi et de la couche de glace en formation est également prise en compte, de même que le mode d'échange avec l'hélium liquide (ébullition en film, nucléée, résistance de Kapitza pour le superfluide). Tous les flux échangés sont estimés par modélisation et non issus de mesures expérimentales directes. Le flux maximum transmis à l'hélium calculé est de $2,3 \text{ W.cm}^{-2}$ avec l'hélium normal. Pour le superfluide, le flux déposé par la condensation présente un pic aux premiers instants de la rupture de vide qui dépasse 10^2 W.cm^{-2} à l'entrée du tube. La formation et l'épaississement d'une couche de glace isolent rapidement le tube et le flux déposé par la condensation se stabilise aux alentours de 1 W.cm^{-2} . Le flux transmis à l'hélium, quant à lui, présente un pic maximal de l'ordre de 4 W.cm^{-2} lorsque l'hélium est encore superfluide.

1.2.3. Mesures du flux de chaleur transmis à l'hélium au cours d'une rupture de vide dans le cas des lignes cryogéniques

À notre connaissance, peu de littérature est disponible sur la protection de tuyauterie dans les circuits cryogéniques et aucune ne fournit une valeur pouvant être utilisée comme référence. Pour les lignes superisolées, la densité de flux mesurée pour un réservoir avec le même nombre de couches de superisolant est parfois utilisée. Pour modéliser le comportement du système de cryo-distribution d'ITER au cours d'une rupture de vide, ses auteurs [27] ont choisi d'utiliser la valeur de flux donnée par Lehmann et Zahn pour dix couches de MLI. Ce choix peut se justifier par les niveaux de température similaires et la démonstration expérimentale que le flux thermique est limité par la conduction au travers du superisolant. Il convient d'être prudent puisque la capacité du superisolant à diminuer le flux dépend fortement de son type et de son installation.

Au cours de la recherche bibliographique, seule une publication à propos d'un essai de rupture de vide autour d'un circuit où s'écoule de l'hélium a pu être consultée. Cette étude s'intéresse à la perte du vide d'isolement dans un cryostat contenant un aimant supraconducteur refroidi par une circulation forcée d'hélium supercritique à 4,5 K et 5 bar [28]. Deux ruptures de vide sont réalisées, une à l'air et l'autre à l'hélium, tandis que la pompe de circulation d'hélium est maintenue tout au long de l'essai. Par bilan d'énergie en système ouvert, les auteurs donnent un ordre de grandeur du flux déposé sur l'installation, soit $0,086 \text{ W.cm}^{-2}$ lorsque le vide est rompu avec de l'hélium et $0,17 \text{ W.cm}^{-2}$ avec de l'air. Cependant, il est difficile de transposer ces valeurs au cas d'une ligne cryogénique. En effet, la rupture de vide touche ici l'ensemble du cryostat qui contient plusieurs éléments à la géométrie complexe : l'aimant, mais aussi des lignes cryogéniques et l'écran à 80 K. Le bilan ne prend pas uniquement en compte la puissance transmise au fluide, mais aussi celle accumulée dans la masse de l'aimant. Cette seconde contribution n'est pas négligeable et ne concerne pas le dimensionnement des soupapes. De plus, les parties à température cryogénique sont isolées. Autour de l'aimant sont installées quinze couches de MLI, auxquelles s'ajoutent trente couches qui englobent à la fois l'aimant et la tuyauterie. Soixante couches supplémentaires sont installées entre l'écran 80 K et l'enceinte à vide. Si l'on se réfère aux études précédemment citées sur les réservoirs, l'influence du superisolant est prépondérante dans l'échange thermique. Le flux est aussi limité par la petite taille des orifices au travers desquels le gaz pénètre dans l'enceinte à vide, respectivement 19 mm et 8 mm pour la rupture à l'air et à l'hélium. La pression du cryostat atteint donc 1 bar au bout de trente minutes seulement pour l'air, dix-sept minutes avec l'hélium. Si la valeur de flux ne peut servir dans le cadre de la protection des lignes cryogéniques, elle met cependant en lumière les fortes puissances que peut induire la rupture de vide même avec des flux modérés par rapport au flux que l'on pourrait attendre d'une rupture brutale. La puissance totale mise en jeu dans les essais mentionnés est de l'ordre de 10 kW avec l'hélium et 20 kW avec l'air, soit un ordre de grandeur au-dessus de la puissance déposée par le quench de l'aimant.

1.3. Condensation et liquéfaction autour d'une canalisation

Lors d'une rupture de vide autour d'un réservoir ou d'une canalisation contenant un fluide cryogénique, l'atmosphère extérieure pénètre dans l'enceinte à vide et se condense au contact des parois froides. En fonction des conditions de pression et de température, les gaz de l'air passent à l'état liquide, ou bien directement à l'état solide. Le changement d'état s'accompagne d'un transfert de chaleur latente et donc d'un flux thermique important. Il est essentiel de caractériser correctement cet échange thermique, puisque c'est lui qui est à l'origine de la montée en pression du circuit cryogénique et qui détermine le dimensionnement de l'organe de sécurité à installer.

1.3.1. Influence de la rupture de vide à l'azote sur le flux thermique

L'air est constitué à 78 % de d'azote, à 21 % d'oxygène et 1 % d'autres gaz (argon, dioxyde de carbone etc). En fonction de la température et de la pression, l'air ambiant peut aussi contenir en plus ou moins grande quantité de la vapeur d'eau, on parle alors d'air humide¹. Au cours de la thèse, le vide n'a été rompu qu'avec de l'azote. Ce choix est imposé pour des raisons de gestion de l'installation expérimentale, qui seront explicitées dans la suite du manuscrit de thèse. L'utilisation d'azote pur plutôt que d'air pour rompre le vide dans la section d'essai influe obligatoirement sur la valeur de flux mesurée. Chaque espèce constituant l'air possède sa propre chaleur latente de liquéfaction et de désublimation, différente de celle de l'azote. De plus, l'oxygène possède un point triple plus bas en pression que l'azote ; 54,36 K et 1,5 mbar pour l'oxygène, contre 63,15 K et 125 mbar pour l'azote (figure 1.4). La cinétique de condensation pourrait s'en trouver modifiée, de même que les propriétés thermiques du condensat déposé sur la paroi froide. Parmi les constituants de l'air répertoriés ci-dessus, l'azote est celui qui possède l'enthalpie de sublimation la plus faible [29], [30]. On s'attend donc à ce que le flux déposé dans le cas d'une rupture à l'air soit légèrement supérieur au cas avec de l'azote seul. Au cours de ses essais, Ercolani et al [12], ont constaté que le flux passe de $1,8 \text{ W.cm}^{-2}$ avec l'azote à 2 W.cm^{-2} avec de l'air. En prenant la fraction de chaque constituant, Zoller [14] calcule une différence de flux attendu de l'ordre de 10 % plus élevé pour la rupture à l'air, en cohérence donc avec les résultats de Ercolani et al.

1.3.2. Condensation solide et formation d'un film liquide

Avant la rupture de vide, la pression du vide d'isolement est extrêmement faible. Les niveaux de vide employés pour isoler des installation cryogéniques refroidies à la température de liquéfaction de l'hélium sont de l'ordre de 10^{-5} à 10^{-7} mbar. La température des parois externes du circuit est alors presque identique à la température du fluide puisque la seule puissance thermique déposée correspond aux pertes résiduelles par rayonnement et par conduction dans les supports.

1. La quantité d'eau contenue dans l'air est généralement quantifiée via le rapport de la pression partielle de vapeur d'eau contenue dans l'air sur la pression de vapeur saturante aux mêmes conditions de température et de pression. C'est ce que l'on appelle l'humidité relative de l'air. La quantité d'eau présente dans l'air ambiant n'est pas négligeable : 1 m^3 d'air à 1 bar, $20 \text{ }^\circ\text{C}$ et 50 % d'humidité relative contient environ 8,7 g d'eau.

Aux premiers instants de la rupture de vide, avant que la pression dans l'enceinte n'atteigne la pression du point triple, seule de la condensation solide peut prendre place sur la paroi froide. Pour une rupture à l'azote, ce seuil se situe à 125 mbar. Cette condensation solide mène à la création d'une couche de glace d'azote autour de la paroi froide. La chaleur déposée par la condensation du gaz se transmet alors par conduction au travers de la couche de glace. L'épaississement progressif du dépôt à la surface du tube accroît la résistance thermique.

Une fois le point triple dépassé, la phase liquide peut exister et former un film de condensation. En fonction du poids relatif des différentes résistances thermiques en présence, plusieurs cas de figure sont possibles [31]. Si au moment du franchissement du point triple la résistance thermique principale est liée à la condensation, la couche de glace va continuer à croître jusqu'à parvenir à une épaisseur limite. Cette épaisseur est atteinte au moment où la résistance thermique de l'azote solidifié devient suffisante pour que la face externe de la couche de glace atteigne la température du point triple. Un film de liquide se forme alors et la condensation solide laisse place à de la condensation en film. Si au delà du point triple la conduction au travers de l'azote solidifié devient la résistance thermique prépondérante, le gradient de part et d'autre de la couche croît et initie la fonte de la face externe de la couche de glace. La couche s'amincit jusqu'à atteindre de nouveau une épaisseur limite, plus faible. À partir des coefficients d'échange et des propriétés thermiques de l'azote solidifié, il est possible d'évaluer cette épaisseur [32]. Les propriétés thermiques de l'azote solidifié peuvent être délicates à estimer. Elles dépendent des conditions de formation qui influent sur la porosité de la couche de glace. Si l'échange thermique est gouverné par le transfert avec le fluide cryogénique ou par la conduction au travers de la paroi, la couche de glace fond totalement. Il ne subsiste alors qu'un film de liquide en contact direct avec la paroi froide. Quelques ordres de grandeur sur les épaisseurs de glace obtenues en rupture de vide sont disponibles. Pour un réservoir d'hélium, Zoller estime l'épaisseur de la couche de glace formée à 1 mm [14]). Ercolani et al. [12] observent une température de paroi de 72 K une fois le point triple franchi, ne laissant place qu'à de la condensation en film sur la paroi. L'épaisseur du film liquide est estimé à 25 μm . Le modèle de Garceau [18] calcule une épaisseur de 10 μm dans le cas d'un tube refroidi à l'hélium normal.

La taille de la brèche par laquelle pénètre l'atmosphère extérieure joue bien évidemment un rôle dans la pressurisation de l'enceinte et l'échange thermique. Tant que la pression dans la section ne dépasse pas la pression sonique (0,53 bar dans le cas de l'azote à 1 bar), le débit est sonique et ne dépend que de la taille de la brèche et de la pression amont. Dans le cas de la rupture de vide, la pression amont est généralement constante car celle de l'atmosphère et seules les caractéristiques de l'orifice déterminent le débit sonique. Si la taille de la brèche est suffisamment faible, la limitation du débit de gaz entrant dans l'enceinte peut limiter le débit de condensation et donc le flux déposé.

1.3.3. Évaluation du flux déposé par condensation

La condensation est le phénomène moteur à l'origine du transfert thermique auquel est soumis le fluide cryogénique au cours de la rupture de vide. La quantification du flux déposé par la condensation est donc un enjeu majeur pour la compréhension et la modélisation des phénomènes liés à la perte brutale du vide d'isolement. Le comportement transitoire du phénomène et les fortes variations des conditions de température et de pression qu'il entraîne au cours de l'incident rendent difficile la mise au point de modèle robuste. Deux approches sont présentées dans la littérature.

Détermination du flux déposé à la surface froide à partir de la cinétique des gaz

Cette première approche repose sur la cinétique des gaz et s'applique à la condensation solide et liquide. La condensation est le résultat global de phénomènes d'échanges entre deux phases à l'échelle moléculaire. Au niveau de l'interface solide-vapeur ou liquide-vapeur, des molécules passent continuellement d'une phase à l'autre par le biais d'émissions, de réflexions et de substitutions. La croissance d'une couche de glace (respectivement d'un film liquide) a ainsi lieu lorsque le nombre de molécules capturées par la phase solide (respectivement liquide) est supérieur au nombre de molécules relâchées vers la vapeur. Grâce à la cinétique des gaz, les flux massiques de molécules évaporées et condensées sont estimés. On obtient ainsi le flux massique net de condensation. On utilise pour cela l'équation de Hertz-Knudsen :

$$\dot{m}_{cond} = S \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi r}} \left(\alpha_C \cdot \frac{P_{vap}}{\sqrt{T_{vap}}} - \alpha_E \cdot \frac{P_{sat}(T_p)}{\sqrt{T_p}} \right) \quad (1.13)$$

avec α_C le coefficient de condensation et α_E le coefficient d'émission [33]. Le premier définit la probabilité qu'a une molécule de gaz rentrant en contact avec l'interface de condensation de changer de phase et d'être intégrée au condensat (film liquide ou couche de glace selon le type de condensation). À l'inverse, le second donne la probabilité qu'une molécule faisant partie de la phase condensée soit réémise vers la vapeur. Dans leurs travaux, Zoller [14] et Weber [15] prennent en compte un troisième coefficient, le coefficient de transmission α_T (équation (1.11)). α_T correspond à la probabilité qu'une molécule de gaz passe à travers les différents éléments de l'enceinte à vide (écrans thermiques, MLI etc) et atteigne la paroi froide. Dans [14] et [15], ce coefficient est ajusté à partir des résultats expérimentaux. Comme il dépend de la configuration interne de l'enceinte à vide, il doit être déterminé de nouveau à chaque modification, comme par exemple lors de l'ajout de superisolation.

Dans ses travaux, Garceau utilise tout d'abord l'équation (1.14) employée dans le domaine du cryopompage [34]. Le débit massique par unité de surface de diazote G_0 venant en contact avec la paroi froide est calculé grâce à la loi de répartition des vitesses de Maxwell-Boltzmann pour

un gaz parfait. La proportion de molécules restant fixées est calculée avec le coefficient C_{eff} .

$$G_{cond} = G_0 \cdot C_{eff} \quad (1.14)$$

$$G_0 = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{8 \cdot r \cdot T_{vap}}{\pi}} \rho_{vap} \quad (1.15)$$

$$C_{eff} = \left(1 - \frac{P_{sat}}{P_{vap}} \cdot \sqrt{\frac{T_{vap}}{T_p}} \right) \cdot \alpha \quad (1.16)$$

Avec α le coefficient de probabilité qu'une molécule de diazote se fixe en entrant en contact avec la paroi froide. Finalement, en remaniant le terme de G_0 avec la loi des gaz parfaits, on s'aperçoit que cette formulation est équivalente à la loi de Hertz-Knudsen avec un coefficient de sublimation et de condensation unique.

$$G_0 = \frac{1}{\sqrt{2 \cdot \pi r}} \cdot \frac{P_{vap}}{\sqrt{T_{vap}}} \quad (1.17)$$

$$G_{cond} = \frac{1}{\sqrt{2 \cdot \pi r}} \cdot \alpha \left[\frac{P_{vap}}{\sqrt{T_{vap}}} - \frac{P_{sat}}{\sqrt{T_{sat}}} \right] \quad (1.18)$$

L'utilisation d'un coefficient identique est justifié pour les systèmes proches de l'équilibre thermodynamique, puisque que lorsqu'il est atteint ($P_{sat} = P_{vap}$ et $T_{sat} = T_{vap}$) le bilan sublimation/condensation est nul [35]. Or cette condition ne peut être vérifiée que si le coefficient de probabilité est unique. Cependant, dans le cas de forts transitoires, l'égalité des coefficients n'est généralement pas valide puisque le système est hors équilibre [35], [36]. Pour la modélisation des essais avec l'hélium superfluide, Garceau adopte finalement une autre version de l'équation de Hertz-Knudsen à deux coefficients :

$$\dot{m}_{cond} = S \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi r}} \left(\Gamma(\beta) \cdot \alpha_C \cdot \frac{P_{vap}}{\sqrt{T_{vap}}} - \alpha_E \cdot \frac{P_{sat}(T_p)}{\sqrt{T_p}} \right) \quad (1.19)$$

$\Gamma(\beta)$ est un terme correctif pour prendre en compte une vitesse d'ensemble des molécules de gaz se superposant à la loi de distribution des vitesses de Maxwell [35].

$$\dot{m}_{cond} = \exp\{-\beta^2\} + \beta \cdot \sqrt{\pi} (1 + erf(\beta)) \quad (1.20)$$

avec $\beta = \frac{v_{vap}}{\sqrt{2rT_{vap}}}$

En cryogénie, cette approche est largement utilisée dans le domaine du cryopompage et la mise en place de vide extrême [30]. Des coefficients et des propriétés des couches formées par le dépôt du gaz sur la surface froide sont donnés dans [30] et [34]. Néanmoins il convient d'être prudent dans la réutilisation de ces coefficients dans le cas de la rupture de vide. Compte tenu des faibles pressions mises en jeu au cours du cryopompage, ils sont généralement établis pour le régime d'écoulement dit moléculaire, c'est-à-dire que le libre parcours moyen d'une particule est bien

supérieur à la distance entre parois. Des essais de cryopompage effectués à plus haute pression dans le domaine d'écoulement continu montrent des différences notables avec la zone d'écoulement moléculaire [37], [38]. En régime continu, le comportement global de l'écoulement est à prendre en compte. Le premier effet observé du passage en régime continu est un accroissement du débit de condensation. Cependant, à partir 10^{-2} mbar, l'augmentation de la pression dans l'enceinte à vide tend à écrouler le débit de condensation. Plusieurs facteurs expliquent cette décroissance. Premièrement, le flux thermique reçu par la surface à l'origine du cryopompage est de plus en plus important sous l'effet du changement de phase d'un nombre plus élevé de molécules, mais aussi de la conduction thermique et de la convection dans le gaz chaud. L'échauffement de la surface diminue sa capacité à condenser le gaz. À cela s'ajoute l'accumulation rapide de matière sur la paroi froide qui modifie l'état de surface et joue le rôle d'isolant thermique. Le gradient thermique dans la couche de glace participe à la hausse de température de la surface en contact avec le gaz et réduit la probabilité que la molécule vienne se condenser à son contact. La présence de gradient thermique et de pression dans le cryostat complique l'établissement de coefficient dans de telles conditions [37]. Les propriétés de la couche d'azote solidifiée sont également difficiles à prendre en compte car fortement dépendantes des conditions de formation. Dans [39], des mesures de conductivité thermique et de densité de glace d'azote obtenue par condensation varient toutes les deux d'un facteur quatre en fonction de la vitesse de déposition et de la température de la cryopompe. Néanmoins, les résultats montrent que les propriétés de la glace formée avec un fort taux de condensation tendent à se rapprocher de celles de la glace constituée à partir du liquide.

Détermination du flux déposé à la surface froide à partir de la conductance du film liquide

Cette approche ne s'applique qu'à la condensation liquide, une fois le point triple franchi et le film liquide formé. Elle consiste à déterminer le flux thermique déposé par condensation grâce à l'évaluation d'une conductance qui est ensuite multipliée par la différence de température entre la surface du film et la paroi. Deux coefficients d'échange peuvent être définis, le coefficient d'échange local h_z et le coefficient d'échange moyen h_m (figure 1.6). Le coefficient d'échange local est caractérisé à partir de la densité de flux thermique et de la différence de température entre l'interface du film et la paroi en un endroit précis localisé par sa côte z . En considérant que la température à l'interface du film est égale à la température de vapeur saturante, h_z est donné par

$$h_z(z) = \frac{\dot{q}_z}{(T_{sat} - T_p)_z} \quad (1.21)$$

Le coefficient d'échange moyen permet d'exprimer la puissance thermique totale déposée sur l'ensemble de la surface. Dans le cas d'une plaque de longueur L

$$h_m = \frac{1}{L} \int_0^L h_z dz \quad (1.22)$$

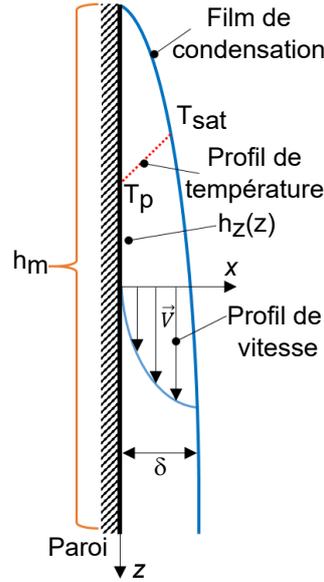


FIGURE 1.6. Condensation en film laminaire sur une plaque verticale.

Les bases de la résolution analytique de la condensation d'une vapeur pure sur une plaque plane verticale sont introduites par Nusselt [35]. Dans son analyse, il adopte un certain nombre d'hypothèses simplificatrices

- L'écoulement dans le film de condensat est laminaire.
- La surface du film liquide est lisse.
- Les propriétés du film liquide sont constantes
- La vapeur à saturation est immobile et n'exerce aucune contrainte tangentielle sur le film.
- Le transfert thermique dans le film a lieu uniquement par conduction.
- La condensation a lieu sur une paroi isotherme
- Les termes d'inertie et de convection sont négligés.

Ces hypothèses permettent à Nusselt de proposer pour le cas d'une plaque plane de longueur L

$$h_m = \frac{4}{3} [h_z]_{z=L} = 0.943 \left(\frac{g \cdot \rho_{liq} \cdot (\rho_{liq} - \rho_{vap}) \cdot \lambda_{liq}^3 \cdot H_L}{\mu_{liq} \cdot (T_{sat} - T_p) \cdot L} \right)^{1/4} \quad (1.23)$$

Le nombre de Reynolds du film liquide à la distance z du haut de la plaque Re_Γ est donné par

$$Re_\Gamma = \frac{4 \cdot \Gamma_z}{\mu_{liq}} \quad (1.24)$$

Avec Γ_z le débit massique de condensat par unité de largeur de paroi

$$\Gamma_z = \frac{h_m \cdot (T_{sat} - T_p) \cdot L}{H_L} \quad (1.25)$$

Le coefficient d'échange moyen h_m est alors défini en fonction de Re_Γ .

$$\frac{h_m}{\lambda_{liq}} \cdot \left[\frac{\mu_{liq}^2}{\rho_{liq} \cdot (\rho_{liq} - \rho_{vap}) \cdot g} \right]^{1/3} = 1.47 \cdot Re_\Gamma^{-1/3} \quad (1.26)$$

Cependant, l'analyse fait appel à de nombreuses hypothèses qui ne sont que très rarement observées dans la réalité. C'est pourquoi de nombreux auteurs ont proposé des améliorations à la théorie de Nusselt afin de prendre en compte par exemple, la surchauffe de la vapeur, l'apparition de turbulence dans le film, des géométries autres que la plaque plane verticale. Plusieurs de ces corrélations sont présentées dans [35], [40], [41]. Il est important de noter que l'on ne distingue pas ici le cas de la plaque plane de celle d'une conduite verticale. En effet, Delhaye [40] indique qu'il est possible de prendre directement les corrélations développées pour les plaques planes verticales tant que le rayon de courbure du tube est supérieur à 1,5 mm.

L'hypothèse prise par Nusselt selon laquelle le film de condensat est lisse peut être remise en question même pour de faibles nombres de Reynolds dans le film. Dans le cas d'une plaque plane verticale, l'expérience montre que très rapidement des ondes apparaissent à la surface du film (figure 1.7) et conduisent à des écarts entre les valeurs mesurées et la théorie. La présence de ces ondes provoque une diminution locale de l'épaisseur du film et donc une augmentation du coefficient d'échange. Pour les surfaces verticales longues, il est possible d'obtenir des taux de condensation tels que le nombre de Reynolds du film dépasse la valeur critique à partir de laquelle la turbulence débute. L'hypothèse du régime laminaire lisse est acceptable jusqu'à $Re_\Gamma < 30$.

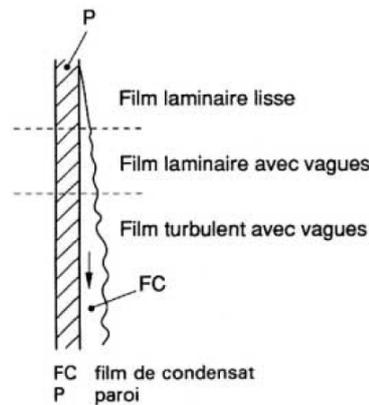


FIGURE 1.7. Apparition de vagues et de turbulence dans le film de condensat sur une plaque plane verticale [40].

Entre $30 < Re_\Gamma < 1600$, bien que le film soit toujours laminaire, la présence de vagues à sa surface doit être prise en compte. Delhaye [40] recommande dans ce cas l'utilisation de la corrélation de Kutateladze :

$$\frac{h_m}{\lambda_{liq}} \cdot \left[\frac{\mu_{liq}^2}{\rho_{liq} \cdot (\rho_{liq} - \rho_{vap}) \cdot g} \right]^{1/3} = \frac{Re_\Gamma}{1,08 \cdot Re_\Gamma^{1,22} - 5,2} \quad (1.27)$$

Au-delà de $Re_{\Gamma} = 1600$, le film est turbulent avec des vagues. La corrélation conseillée [40] est alors la corrélation de Labuntsov

$$\frac{h_m}{\lambda_{liq}} \cdot \left[\frac{\mu_{liq}^2}{\rho_{liq} \cdot (\rho_{liq} - \rho_{vap}) \cdot g} \right]^{1/3} = \frac{Re_{\Gamma}}{8750 + 58 \cdot Pr_{liq}^{-0,5} \cdot (Re_{\Gamma}^{0,75} - 253)} \quad (1.28)$$

Lorsque la vapeur est en mouvement, la friction entre les deux phases entraîne l'apparition d'une contrainte à l'interface du film. L'augmentation de la contrainte interfaciale τ_i induit une diminution de l'épaisseur du film de condensat, et donc une augmentation du coefficient d'échange. Au cours des premiers instants de la rupture de vide, le débit du gaz pénétrant dans l'enceinte à vide est important et peut mener à de fortes vitesses. De plus, l'amincissement du film de condensation a d'ores et déjà été observé par Ercolani et al. [6]; ce phénomène doit donc être considéré. La prise en compte de la contrainte interfaciale complique l'approche analytique de la condensation puisqu'elle implique de prendre en compte le couplage entre les phases liquide et vapeur [41]. Des solutions analytiques peuvent tout de même être obtenues moyennant des hypothèses simplificatrices. Ainsi Shekrladze et Gomelauri [42] proposent, dans le cas d'un flux descendant de vapeur où l'écoulement reste laminaire dans les deux phases, de supposer que la contrainte interfaciale est seulement due à la perte de quantité de mouvement de la vapeur et de l'exprimer

$$\tau_i = \dot{m} \cdot (v_{\infty} - v_{int}) \quad (1.29)$$

Avec v_{∞} la vitesse de la vapeur arrivant du haut sur la plaque et v_{int} la vitesse à l'interface liquide/vapeur. Ils obtiennent ainsi pour une plaque plane verticale la corrélation

$$h_m = \left[\left(\frac{\lambda_{liq}^2 \cdot \rho_{liq} \cdot v_{\infty}}{\mu_{liq} \cdot L} \right) \cdot \frac{\sqrt{2} \cdot \left(2 + \left[1 + \frac{16 \cdot g \cdot L}{v_{\infty}^2 \cdot H} \right]^{1/2} \right)}{\left(1 + \left[1 + \frac{16 \cdot g \cdot L}{v_{\infty}^2 \cdot H} \right]^{1/2} \right)^{1/3}} \right]^{1/2} \quad (1.30)$$

$$H = \frac{\lambda_{liq} \cdot (T_{sat} - T_p)}{H_L \cdot \mu_{liq}} \quad (1.31)$$

La rupture de vide peut aussi bien avoir lieu autour d'une ligne verticale qu'horizontale, c'est pourquoi il convient de s'intéresser aussi à la condensation sur une tuyauterie horizontale. Dans ce cas, l'influence de la gravité sur le film liquide varie le long de la courbure. La forme du film diffère donc de celui se formant sur une plaque plane (figure 1.8). Le film de condensat ruisselle le long du tube et s'égoutte lorsqu'il atteint la partie inférieure du tube. Nusselt a proposé une corrélation pour la condensation laminaire sur un cylindre horizontal.

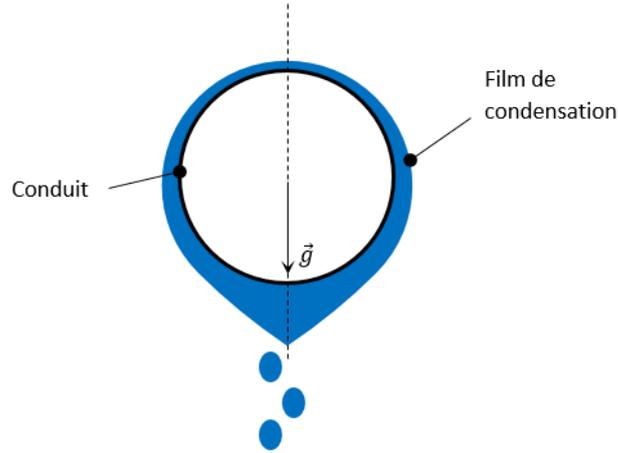


FIGURE 1.8. Film de condensation sur un tube horizontal.

$$h_m = 0,725 \cdot \left[\frac{\rho_{vap} \cdot (\rho_{vap} - \rho_{liq}) \cdot g \cdot H_L \cdot \lambda^3}{\mu_{liq} \cdot (T_{sat} - T_p) \cdot D} \right]^{1/4} \quad (1.32)$$

Deux changements sont à noter par rapport à la plaque plane. Le pré-facteur passe de 0,943 à 0,725 et la grandeur caractéristique de l'échange n'est plus la longueur de la plaque mais le diamètre du tube. Comme le coefficient d'échange moyen est le même entre une plaque et un tube vertical (si son diamètre est supérieur à 1,5 mm), cela signifie qu'à partir d'une certaine longueur limite la puissance échangée par une conduite horizontale devient supérieure à celle qu'elle échangerait en position verticale [35]. Cette longueur limite est :

$$L_{lim} = 2,87 \cdot D \quad (1.33)$$

Comme pour le cas de la plaque plane, la prise en compte du couplage avec la phase vapeur est délicate à mettre en œuvre. Pour de la condensation en film laminaire, en négligeant l'influence du gradient de pression et en considérant que la couche limite de vapeur ne se décolle pas du film de condensat, Shekrladze et Gomelaouri [42] réutilisent pour le cas d'un flux de vapeur descendant sur un tube horizontal la même forme de contrainte tangentielle qu'ils ont utilisée pour la plaque verticale (équation (1.29)). Ils obtiennent ainsi la corrélation :

$$h_m = 0,64 \cdot \sqrt{\left(\frac{\lambda_{liq}^2 \cdot \rho_{liq} \cdot v_\infty}{\mu_{liq} \cdot D} \right)} \cdot \sqrt{1 + 1,69 \cdot \frac{D \cdot g}{v_\infty^2 \cdot H}} \quad (1.34)$$

Lorsque la condensation devient turbulente, Homescu et Panday [43] proposent quant à eux

d'utiliser la corrélation suivante :

$$Nu_m Re_D^{-1/2} = 0,291 \cdot \left[0,75 \cdot \left(1 + \frac{1}{G} \right)^{1/3} + 0,25 \cdot A^{1/4} + \frac{(1 + 0,8 \cdot A)^{1/2}}{(0,25 \cdot A^{1/2} + 1,75 \cdot A)^{1/4}} \right] \quad (1.35)$$

avec les paramètres A et G donnés par :

$$A = \frac{\mu_{liq} \cdot H_L \cdot D \cdot g}{v_\infty^2 \cdot \lambda_{liq} \cdot (T_{sat} - T_p)}$$

$$G = \frac{(T_{sat} - T_p) \cdot \lambda_{liq}}{H_L \cdot \mu_{liq}} \cdot \left(\frac{\rho_{liq} \cdot \mu_{liq}}{\rho_{vap} \cdot \mu_{vap}} \right)^{1/2}$$

Pour traiter de la condensation autour d'un cylindre horizontal placé dans un écoulement de vapeur, Delhaye suggère d'employer la corrélation de Fuji [40]. Cette corrélation est valable que l'écoulement de vapeur soit horizontal ou vertical.

$$\frac{h_m}{h_{m0}} = 1,4 \cdot \left[\frac{v_{vap}^2 \cdot (T_{sat} - T_p) \cdot \lambda_{liq}}{g \cdot D \cdot H_L \cdot \mu_{liq}} \right]^{0,05} \quad (1.36)$$

Avec h_{m0} le coefficient d'échange calculé pour une vitesse de vapeur nulle. Cette relation est valide dans le cas où $1 < h_m/h_{m0} < 1,7$.

Afin d'obtenir une première estimation des flux thermiques auxquels nous pourrions être confrontés au cours d'une rupture de vide autour d'une canalisation, les valeurs de la conductance et du flux thermique données par chacune des corrélations présentées ci-dessus sont calculées. Ces grandeurs sont évaluées pour une tuyauterie de 1 m de longueur, 23 mm de diamètre externe et dont la température de la paroi externe est de 63 K (température du point triple de l'azote). Pour les corrélations prenant en compte une vitesse de vapeur, celle-ci est prise égale à 4,5 m.s⁻¹ (annexe A). Les résultats obtenus sont regroupés dans la table 1.1.

Orientation	Corrélation	h [W.m ⁻² .K ⁻¹]	Densité de flux [W.cm ⁻²]
Vertical	Nusselt ((1.23))	1089	1,55
	Labuntsov ((1.28)) (Re=2100)	1627	2,32
	Shekriladze et Gomelaoui ((1.30))	1928	2,75
Horizontal	Nusselt((1.32))	2156	3,07
	Shekriladze et Gomelaoui((1.34))	3012	4,29
	Homescu Panday ((1.35))	2805	4
	Fuji ((1.36))	3259	4,64

TABLE 1.1. – Coefficients d'échange calculés avec les différentes corrélations de condensation liquide avec de l'azote à 1 bar.

Dans le cas des conduites verticales, le nombre de Reynolds Re_{Γ} calculé dans le film de condensation est de 2100. Ce nombre de Reynolds est en dehors du domaine de validité de la corrélation de Kutateladze (1.27), c'est pourquoi elle n'apparaît pas dans les résultats compilés dans la table 1.1. En toute rigueur, la validité de la corrélation de Nusselt n'est pas vérifiée non plus, puisque le régime de film laminaire lisse n'est défini que pour des nombres de Reynolds inférieurs à 30. Néanmoins, elle figure tout de même dans la table 1.1 pour apprécier l'influence de la turbulence dans le film de condensation sur l'amplification de l'échange thermique. Les valeurs obtenues avec les corrélations de Labuntsov ((1.28)) et de Shekriladze et Gomelaoui((1.34)) sont proches des estimations théoriques calculées par Lehmann et Zahn [10] dans le cadre de leurs travaux sur la rupture de vide autour d'un réservoir d'hélium liquide (section 1.2.2). Cette proximité entre leurs valeurs et celles estimées ici n'est toutefois pas surprenante. La grandeur caractéristique de la condensation verticale est la hauteur du support sur lequel a lieu la condensation ; or la hauteur du réservoir utilisé par Lehmann et Zahn est proche de la longueur de tuyauterie considérée ici. Les deux auteurs précisent que les flux observés expérimentalement sont jusqu'à 80 % au-dessus des valeurs estimées. Du fait des hypothèses simplificatrices auxquelles font appel les corrélations, il convient de s'attendre à ce que les flux obtenus au cours des essais soient supérieurs aux estimations établies ici.

Les conductances obtenues pour les conduites verticales sont plus faibles que pour les tuyauteries horizontales. Ce résultat est cohérent avec le critère donné par l'équation (1.33). L'impact de l'orientation de la conduite n'est pas négligeable. La corrélation de Nusselt pour un cylindre horizontal prévoit des densités de flux déjà supérieures à toutes celles calculées pour une tuyauterie verticale, alors même que les hypothèses utilisées pour la corrélation de Nusselt sont peu réalistes (pas de mouvement de vapeur, film laminaire) et tendent à limiter la conductance calculée.

Dans le cadre d'une perte rapide du vide d'isolement avec l'air extérieur, le gaz qui pénètre dans le cryostat est à température ambiante. La condensation se déroule donc en présence de vapeur fortement surchauffée. Dans cette situation, la convection entre le gaz et le film ajoute une deuxième source de chaleur en plus du changement de phase. Delhaye [40] propose de prendre en compte l'augmentation du coefficient d'échange moyen par l'intermédiaire d'un facteur correctif appliqué au coefficient d'échange à saturation (équation (1.37)).

$$h_m(T_{vap} > T_{sat}) = h_m(T_{vap} = T_{sat}) \cdot \left[1 + \frac{C_{pvap} \cdot (T_{vap} - T_{sat})}{H_L} \right]^{1/4} \quad (1.37)$$

Dans le cas de la condensation de l'azote avec de la vapeur à température ambiante (290 K), le coefficient correcteur proposé par Delhaye à une valeur de 1,2.

1.4. Convection forcée dans un écoulement supercritique

1.4.1. Perte de charge

La détermination de la perte de charge est importante pour le dimensionnement et la simulation des circuits hydrauliques. Elle conditionne directement la puissance de pompage nécessaire pour mettre en circulation le fluide et influe sur le débit. Le coefficient de frottement peut également être utilisé dans le calcul de grandeurs autres que la perte de charge, comme par exemple le coefficient de transfert thermique avec la corrélation de Gnielinski [44].

La variation de pression statique $\Delta P = P_{sortant} - P_{entrant}$ aux bornes d'une conduite de longueur L et de diamètre D est la somme de trois composantes :

- la perte de charge ΔP_f , qui est la manifestation de la dissipation par frottement avec les parois (frottement pariétal) d'une partie de l'énergie du fluide en écoulement
- la variation de pression due à la gravité ΔP_g
- la variation de pression due à l'accélération du fluide ΔP_{ac}

Ainsi, on peut écrire :

$$\Delta P = -\Delta P_f + \Delta P_g + \Delta P_{ac} \quad (1.38)$$

$$\Delta P_f = \frac{L}{D} \cdot f \cdot \rho \cdot \frac{v^2}{2} \quad (1.39)$$

$$\Delta P_g = g(\rho_{entrant} \cdot z_{entrant} - \rho_{sortant} \cdot z_{sortant}) \quad (1.40)$$

$$\Delta P_{ac} = \rho_{entrant} \cdot v_{entrant}^2 - \rho_{sortant} \cdot v_{sortant}^2 \quad (1.41)$$

avec $\rho_{entrant}$ (resp $\rho_{sortant}$) la densité fluide entrant (resp sortant) de la conduite, $v_{entrant}$ (resp $v_{sortant}$) la vitesse fluide entrant (resp sortant), $z_{entrant}$ (resp $z_{sortant}$) l'altitude du fluide entrant (resp sortant) et ΔP_f le terme correspondant à la perte de charge.

Détermination du coefficient de frottement en écoulement très turbulent

De par la faible viscosité de l'hélium, les écoulements en conduite avec ce fluide sont généralement très turbulents. Il est alors nécessaire de disposer de corrélations dont la validité est vérifiée pour les grands nombres de Reynolds. La rugosité de la paroi doit être aussi prise en compte, puisque son influence sur la perte de charge n'est plus négligeable en régime très turbulent.

La corrélation de référence pour calculer le coefficient de perte de charge dans une conduite en régime turbulent est l'équation de Colebrook [45]. Celle-ci prend en compte la rugosité de la paroi

et couvre une large zone du domaine turbulent.

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = -2 \cdot \log \left[\frac{\epsilon/D}{3,7} + \frac{2,51}{Re\sqrt{f}} \right] \quad (1.42)$$

$$Re = 4000 - 10^8 \text{ et } \epsilon/D = 0 - 0,05$$

Même si elle est largement vérifiée, cette équation est peu utilisée du fait de sa forme implicite qui oblige à recourir à un calcul itératif pour évaluer le coefficient de frottement. Pour cette raison, de nombreuses corrélations explicites ont été mises en place pour approcher l'équation de Colebrook. L'article [46] propose une comparaison des différentes équations explicites existantes pour déterminer laquelle est la plus proche de l'équation de Colebrook. Cette comparaison couvre le domaine turbulent pour des Reynolds allant de 4000 à 10^8 , ainsi que des valeurs de rugosité relative variant de 0 à 0,05. Les auteurs comparent sur un grand nombre de Reynolds et de rugosités relatives la valeur du coefficient de frottement prédite par une corrélation donnée avec la valeur obtenue par l'équation de Colebrook. Une analyse de plusieurs grandeurs statistiques sur l'ensemble des points de comparaison leur permet de déterminer que la corrélation de Zigrand et Sylvester [47] est celle qui donne la meilleure approximation de l'équation de Colebrook sur l'ensemble du domaine étudié.

$$f = \left\{ -2 \cdot \log \left[\frac{\epsilon/D}{3,7} - \frac{5,02}{Re} \cdot \log \left(\frac{\epsilon/D}{3,7} + \frac{13}{Re} \right) \right] \right\}^{-2} \quad (1.43)$$

$$Re = 4000 - 10^8 \text{ et } \epsilon/D = 0 - 0,05$$

Influence de la spécificité des fluides supercritiques sur la perte de charge

Différents auteurs se sont intéressés à la perte de charge dans les écoulements en tuyauterie de fluides supercritiques. Les principaux fluides étudiés en phase supercritique sont l'eau, le CO_2 et dans une moindre mesure l'hélium. La bibliographie consultée porte soit uniquement sur l'hélium supercritique, soit sur des travaux d'état de l'art répertoriant les études réalisées sur l'eau et le CO_2 supercritiques.

Deux articles spécifiques à l'hélium supercritique ont été publiés par Dean et al. [48] et Daney et al. [49] en 1978. Il apparaît que les travaux de Daney et al. ont été réalisés en partie pour vérifier les résultats obtenus par Dean et al. Dans les deux publications, la perte de charge théorique est estimée à partir de corrélations de frottement usuelles (respectivement McAdams pour [48] et Ito et Moody dans [49]) pour ensuite être comparée à des mesures expérimentales. Les dispositifs expérimentaux utilisés sont constitués de tuyauteries de grandes longueurs (respectivement 504 et 183 m) et de faible diamètre (respectivement 4,8 et 4 mm), où circule l'hélium supercritique à faible débit (entre 0,2 et 3 g.s⁻¹). Dans [48], les auteurs obtiennent des coefficients de frottement 45 % plus importants que la valeur attendue. À l'inverse, dans [49], Daney et al. mesurent des

coefficients de frottement similaires aux prédictions des corrélations usuelles même lorsque le tube est chauffé par effet Joule (la valeur de flux thermique n'est pas communiquée) et que l'expansion du fluide est grande. Les auteurs signalent cependant que le gradient thermique est faible dans la couche limite (0,02 K). Ils remettent également en cause les résultats de [48] en pointant du doigt le fait que l'installation et l'instrumentation utilisées dans l'étude n'étaient à l'origine pas pensées pour réaliser des mesures de pertes de charge. Par conséquent, les écarts dus aux imprécisions et aux pertes de charges singulières dans la tuyauterie n'étaient pas connus avec suffisamment de précision. Daney et al. concluent que la perte de charge en hélium supercritique peut être évaluée avec des corrélations usuelles.

Deux autres articles ont été consultés [50], [51]. Il s'agit cette fois-ci de publications passant en revue les différents travaux existant sur l'estimation du coefficient de frottement dans des écoulements supercritiques. Aucun des deux articles ne traite directement de l'hélium supercritique, mais ils rapportent des déviations observées entre les corrélations utilisées dans la prédiction de la perte de charge et des mesures expérimentales réalisées en fluide supercritique. L'article de Pioro et al. [50] compile des travaux réalisés sur l'eau et le CO_2 supercritiques, tandis que celui de Fang et al. [51] regroupe des publications sur le CO_2 et différents fluides frigorigènes. Les deux articles sont similaires dans leur construction. Dans un premier temps, les observations expérimentales rapportées dans les diverses publications sur la perte de charge sont présentées. Les corrélations mises au point par différents auteurs pour pallier aux écarts observés expérimentalement et estimer correctement la perte de charge en supercritique sont ensuite passées en revue. Pour des écoulements adiabatiques, ou loin du point critique, les corrélations usuelles pour le calcul du coefficient de perte de charge définies pour les fluides sous-critiques peuvent être utilisées. Cependant, il ressort de ces deux articles que la perte de charge est influencée par les fortes variations des propriétés du fluide supercritique lors du passage du point critique ou des points pseudo-critiques. Lorsque l'écoulement est soumis à un flux thermique, des variations de propriétés apparaissent au sein d'une même section de l'écoulement, entre le cœur et le fluide en contact avec les parois. Elles sont d'autant plus importantes que le fluide est proche d'un point pseudo-critique et que le flux thermique échangé est important. La non homogénéité des propriétés du fluide au sein d'une section de fluide affecte la perte de charge, or ces paramètres ne sont pas pris en compte dans les corrélations usuelles. Les deux articles rapportent que pour plusieurs études, le coefficient de frottement mesuré expérimentalement est inférieur à celui calculé avec les corrélations usuelles lorsque le fluide est chauffé. Ce comportement est interprété comme une diminution de la viscosité dynamique du fluide à proximité de la paroi par rapport à la viscosité du fluide situé au cœur de l'écoulement, qui survient au passage du point critique. De nombreux auteurs utilisent le rapport $\frac{\mu_m}{\mu_p}$, avec μ_m la viscosité dynamique du fluide prise à la température de mélange² et μ_p celle

2. La température de mélange est définie comme la température que devrait avoir un écoulement à température uniforme pour que le flux de chaleur qui traverse une section soit le même que dans le cas réel. Le choix de la température de référence à prendre en compte pour le calcul des propriétés du fluide est une question pertinente en présence d'un fluide supercritique, où un faible écart de température mène à une forte variation des propriétés.

à la température de la paroi. Ils l'incluent dans des corrélations déjà existantes et développées initialement pour des écoulements isothermes, afin d'obtenir un modèle valide pour les fluides supercritiques. Le rapport entre la densité à température de paroi et à température de mélange du fluide est également couramment employé. Les deux auteurs notent également que la perte de charge due à l'accélération du fluide ne doit pas être négligée et qu'elle peut même, dans certaines conditions, devenir prédominante par rapport à la perte de charge par frottement pariétal. Cette situation se rencontre au passage des points critiques et pseudo-critiques, alors que la densité du fluide supercritique chute fortement.

En conclusion, l'utilisation de corrélations spécifiques pour le calcul du coefficient de frottement n'est nécessaire que lorsque l'écoulement est soumis à un flux thermique et proche du point critique. Toutefois, on observe un manque de corrélations spécifiques à l'hélium dans ce cas de figure. L'utilisation de facteurs correctifs, constitués de ratios de propriétés calculées à température de mélange et de paroi, questionne sur la validité de ces corrélations corrigées lorsqu'elles sont utilisées pour un autre fluide que celui pour lequel elles ont été établies. Comme mentionné dans la section 1.1.1, l'hélium dit supercritique est généralement utilisé dans les grandes unités de réfrigération cryogénique à une pression supérieure à la pression critique, mais avec une température légèrement inférieure à la température critique. Dans cette situation, en cas de rupture de vide, l'échauffement du fluide conduit inévitablement au passage du point critique. Dans le cadre de cette thèse, la portion de tuyauterie concernée par la rupture de vide est courte vis à vis de la longueur totale de l'installation (voir la description des installations expérimentale dans la section 3.2). L'influence de la variation de la perte de charge sur cette partie de l'installation est faible. En l'absence de corrélation fiable, on choisit d'utiliser indistinctement la même corrélation sur l'ensemble du circuit. La corrélation utilisée sera celle de Zigrand et Sylvester (équation (1.43)). Concernant la perte de charge par accélération, celle-ci peut être prise en compte par l'utilisation d'un code de calcul avec une discrétisation 1D dans le sens de l'écoulement.

1.4.2. Convection

Convection forcée dans le cas usuel

Comme pour le coefficient de frottement pariétal, de nombreuses corrélations existent pour estimer le coefficient de transfert thermique convectif h [$\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$] par l'intermédiaire du nombre de Nusselt.

$$\dot{q} = h \cdot S \cdot (T_p - T_m) \quad (1.44)$$

avec T_p la température de paroi, T_m la température de mélange et S la surface d'échange. Comme pour le coefficient de frottement, les propriétés du fluide utilisées pour le calcul des nombres adimensionnels sont estimées à la température de mélange.

Parmi les corrélations usuelles, la plus couramment utilisée est la corrélation de Dittus Boel-

ter (équation 1.45) [52]. Cette corrélation est établie pour des conduites lisses et des nombres de Reynolds supérieurs à 10^4 . Cette corrélation se retrouve fréquemment en cryogénie, soit sous sa forme d'origine, soit légèrement modifiée en fonction du fluide auquel elle est appliquée [53].

$$Nu = 0,023 \cdot Re^{0,8} Pr^{0,4} \quad (1.45)$$

La corrélation de Gnielinski [44] possède un domaine de validité plus large qui s'étend depuis la zone de transition laminaire turbulente ($Re = 3000$) jusqu'à des Reynolds de $5 \cdot 10^6$. Le coefficient de frottement pariétal est inclus dans le calcul du h . L'équation de Gnielinski est donnée par :

$$Nu = \frac{(f/8) \cdot (Re - 1000) \cdot Pr}{1 + 12,7 \cdot (f/8)^{0,5} \cdot (Pr^{2/3} - 1)} \quad (1.46)$$

Convection forcée en supercritique

Les fluides supercritiques se caractérisent par les fortes variations de leurs propriétés au passage des points pseudo-critiques. Les transferts thermiques à la pression critique ou dans le domaine supercritique sont influencés par les changements brutaux des propriétés thermodynamiques du fluide, d'autant plus que l'on se situe proche du point critique. Les observations expérimentales peuvent alors dévier des prédictions faites par les corrélations usuelles, déterminées pour les fluides non supercritiques. Dans un premier temps, une revue des corrélations disponibles pour l'hélium supercritique est présentée, suivie d'un aperçu des données disponibles pour d'autres fluides supercritiques.

L'étude des transferts thermiques en hélium supercritique a été particulièrement active entre les années 1970 et la fin des années 1980 en parallèle du développement des supraconducteurs. Au début des années 1970, Giarratano et al. [54] ont réalisé des mesures du coefficient de transfert thermique dans une section d'essai placée dans une boucle fermée où circule de l'hélium supercritique. La section d'essai est un tube vertical en inox de 0,21 cm de diamètre, chauffée par effet Joule sur une longueur de 10 cm. Le fluide arrive par le haut de la section d'essai. Les essais sont réalisés sur une gamme de nombres de Reynolds compris entre $1 \cdot 10^4$ et $3,8 \cdot 10^5$, pour des pressions de 3 à 20 bar et une température de fluide entrant allant de 4,4 K à 30 K. Les flux thermiques appliqués vont de 0,17 à 2,16 W.cm⁻². L'analyse de Giarratano et al. s'intéresse à l'effet des variations des propriétés du fluide sur l'échange thermique, au fur et à mesure que l'hélium s'échauffe le long de son parcours dans la section d'essai. Les résultats expérimentaux montrent que le coefficient d'échange passe par un pic lorsque la température du fluide atteint la température pseudo-critique. Cette amélioration de l'échange est due à la variation des propriétés physiques au passage du point pseudo-critique. Les auteurs trouvent qu'en réutilisant la corrélation de Dittus Boelter (équation 1.45) et qu'en remplaçant le coefficient de 0,0219 par la valeur

proche de 0,022, il est possible de prédire les résultats expérimentaux avec une précision de 15 %.

$$Nu = 0,0219 \cdot Re^{0,8} Pr^{0,4} \quad (1.47)$$

Ils proposent également une nouvelle corrélation (équation 1.48), aussi inspirée de l'équation de Dittus-Boelter, à laquelle ils ajoutent un coefficient correcteur afin de prendre en compte les variations de propriétés entre la paroi chaude et le cœur du fluide. L'écart entre les prédictions de cette corrélation et les données expérimentales est de 8,5 %.

$$Nu = 0,0259 \cdot Re^{0,8} Pr^{0,4} \cdot \left(\frac{T_p}{T_m} \right)^{-0,716} \quad (1.48)$$

Les deux modèles de Giarratano et al. présentés ci-dessus font encore partie des corrélations recommandées pour l'hélium supercritique [7], [53]. Cependant, il apparaît que ces corrélations ne donnent pas de résultats satisfaisants lorsqu'elles sont appliquées à des écoulements d'hélium supercritique proche du point critique et soumis à de forts flux thermiques [55]. Ce cas n'a pas été pris en compte lors de l'élaboration de ces corrélations du fait de limitations sur l'installation expérimentale. L'application des deux corrélations présentées par Giarratano et al. dans [54] doit donc se limiter à des cas où le flux thermique est faible, ou que l'écoulement est loin du point critique.

Suite à ces premiers travaux, la plateforme expérimentale utilisée par Giarratano et al. fut modifiée. Grâce à ces transformations, les cas de forts flux thermique en présence d'écoulement proche du point critique ont pu être traités. Les résultats obtenus sont présentés dans une publication de Giarratano et Jones [55]. Au delà d'une certaine densité de flux, les auteurs observent une dégradation du transfert thermique au passage du point pseudo-critique. Ce comportement n'est pas prédit par la corrélation donnée précédemment par Giarratano et al. [54] (équation 1.48), qui à l'inverse ne prévoit que l'amélioration du transfert thermique en ce point de l'écoulement. Expérimentalement, il est observé que le coefficient d'échange h entre le fluide et la paroi croît avec l'augmentation de la puissance déposée dans l'hélium, jusqu'à ce qu'une valeur critique de densité de flux soit atteinte. Au-delà de cette valeur critique, un effondrement du transfert convectif est observé. La valeur limite du flux thermique pour laquelle se déclenche la chute du h augmente avec le débit massique. Les auteurs interprètent que la dégradation du transfert thermique est due aux fortes inhomogénéités des propriétés qui apparaissent dans l'écoulement d'hélium à l'approche du point pseudo critique. Giarratano et Jones définissent le paramètre adimensionnel $\Phi = \frac{\dot{Q}/\dot{m}}{h_{pc} - h_{entrant}}$ avec h_{pc} l'enthalpie du fluide à la température pseudo-critique et h l'enthalpie du fluide entrant dans la section pour définir un critère délimitant le domaine d'apparition d'une dégradation de l'échange thermique. L'écart entre le coefficient d'échange expérimental et celui prédit par l'équation 1.48 est déterminé pour différentes valeurs de ce paramètre (figure 1.9). Ce paramètre permet de définir, en fonction du débit massique de fluide, le flux thermique à

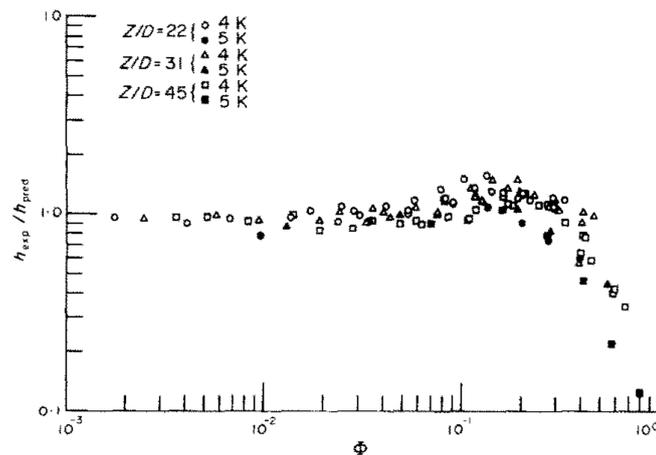


FIGURE 1.9. Évolution du ratio h_{exp}/h_{calc} en fonction du paramètre Φ établi par Giarratano et Jones [55].

partir duquel une dégradation du coefficient d'échange thermique est observée. Lorsque $\Phi < 0,3$, la corrélation donne des résultats cohérents avec l'expérience ($\pm 20\%$ d'écart). Une amélioration du transfert thermique par rapport aux prévisions est même présente dans l'intervalle $0,07 < \Phi < 0,3$. La dégradation du transfert thermique apparaît lorsque Φ dépasse 0,3 et atteint un minimum pour $\Phi = 1$.

Giarratano et Jones proposent donc un critère basé sur le flux échangé et le débit massique de fluide pour évaluer la validité de la corrélation, et donnent un aperçu des écarts auxquels il faut s'attendre entre la prédiction théorique et les mesures expérimentales. S'ils suggèrent que la non homogénéité des propriétés du fluide au sein de l'écoulement est à l'origine des dégradations de l'échange thermique observées, ils ne décrivent pas de manière détaillée les mécanismes physiques mis en jeu. D'autres auteurs attribuent les écarts relevés entre prédictions et mesures expérimentales du flux thermique à l'apparition de convection naturelle dans l'écoulement. Cette convection naturelle, induite par la forte chute de la masse volumique des couches de fluide supercritique en contact avec la paroi, se superpose à la convection forcée déjà présente. On parle alors de convection mixte. La variation de masse volumique ayant majoritairement lieu au passage du point pseudo-critique (figure 1.3), cela explique le fait que ce phénomène ne soit pas observé pour des écoulements supercritiques dont la température est initialement supérieure à celle du point critique.

Brassington et Cairns [56] se sont intéressés à l'impact de la convection mixte dans les écoulements verticaux d'hélium supercritique. Des mesures du coefficient d'échange sont réalisées en écoulements ascendants et descendants, ce qui constitue une nouveauté par rapport aux travaux de Giarratano et al. présentés précédemment. Les mesures sont effectuées dans une section d'es-

sai verticale, d'un diamètre intérieur de 1,8 cm et avec, pour chaque direction d'écoulement, une longueur de chauffage de près de 1 m. Concernant les conditions d'expérimentation, la gamme de débit explorée s'étend de 2,8 à 40 g.s⁻¹. La température de l'écoulement varie de 4,4 à 15 K tandis que la pression est comprise entre 2,2 à 14 bar. La gamme de nombre de Reynolds parcourue va de 5 · 10⁴ à 10⁶. Le flux thermique maximal appliqué au fluide est 0,25 W.cm⁻². Lorsque l'écoulement est descendant, le coefficient d'échange mesuré est uniforme le long de la section d'essai. Pour les écoulements ascendants, le transfert thermique se dégrade en certains points de la section d'essai. Ces dégradations sont principalement observées lorsque le débit massique est faible et que la puissance injectée dans le fluide est élevée. La chute locale du transfert thermique se caractérise par l'apparition d'un pic de température sur la paroi de la section. Ce pic se déplace vers le début de la section et s'accroît lorsque le flux thermique augmente. Une comparaison du transfert thermique entre un écoulement ascendant et descendant avec un même nombre de Reynolds révèle également que l'échange est plus important pour l'écoulement descendant. Cet écart disparaît lorsque le nombre de Reynolds atteint 10⁶. Les auteurs relient ces observations à l'apparition de convection mixte de la manière suivante : sous l'effet du chauffage, le fluide au contact de la paroi s'échauffe et voit sa masse volumique décroître fortement au passage du point pseudo-critique. Il se forme alors une couche dans la zone proche de la paroi de masse volumique inférieure à celle de l'hélium au cœur de l'écoulement. Dans le cas d'un écoulement ascendant, la différence de masse volumique tend à accélérer le fluide proche de la paroi. La modification du profil de vitesse dans l'écoulement fait alors chuter la contrainte de cisaillement, avec pour conséquence d'affaiblir localement la convection turbulente. À l'inverse, pour un écoulement descendant, la vitesse de la couche de faible masse volumique se réduit par rapport au cas où l'écoulement est adiabatique. La modification du profil de vitesse accroît cette fois-ci la contrainte de cisaillement, ce qui favorise l'échange thermique. Les auteurs proposent le critère $Gr/Re^{2,7} > 2,4 \cdot 10^{-5}$ pour déterminer l'apparition d'une dégradation du transfert thermique en écoulement ascendant. Ils suggèrent également de calculer le coefficient d'échange à l'aide de corrélations utilisant un nombre de Prandtl moyen \bar{Pr} (moyenné entre la température de paroi et la température du fluide) pour considérer les changements de propriétés du fluide. Ainsi, pour un écoulement ascendant la corrélation suggérée est (déviations de 8,5 % avec les résultats expérimentaux)

$$Nu = 0,0602Re^{0,718}\bar{Pr}^{0,5}\left(\frac{T_p}{T_m}\right)^{-0,48} \quad (1.49)$$

On peut noter que la corrélation élaborée dans le cas d'un écoulement ascendant est d'une forme similaire à la corrélation (1.48) établie par Girratano et al. Pour un écoulement descendant, la corrélation mise en place dérive de la corrélation de Dittus Boelter (équation (1.45)). L'écart entre les prédictions et les mesures est de 6 %.

$$Nu = 0,0931Re^{0,687}\bar{Pr}^{0,53} \quad (1.50)$$

Bogachev et al. [57] se sont également intéressés à l'impact de la convection mixte sur le transfert

thermique avec des écoulements supercritiques verticaux ascendant et descendant. Le dispositif expérimental employé dispose d'une section d'essai en inox avec un diamètre interne de 1.8 mm. La paroi du tube est chauffée uniformément par application d'un courant électrique sur 410 mm de longueur. Les essais sont réalisés pour des pressions de 2,3 à 4 bar, des débits massiques de 0,003 à 0,26 g.s⁻¹, des flux thermiques de 6,9 · 10⁻⁴ à 0,1770 W.cm⁻² et des nombres de Reynolds allant de 600 à 10⁵. Comme Giarratano et Jones [55] avant eux, Bogachev et al. observent l'évolution du rapport entre le nombre de Nusselt local mesuré expérimentalement Nu_{mes} et le nombre de Nusselt calculé avec une corrélation de convection forcée pure en régime turbulent Nu_{calc} . Nu_{calc} est donnée par la formule :

$$Nu_{calc} = Nu_0 \cdot \left(\frac{2}{\sqrt{\psi} + 1} \right)^2 \cdot \left(\frac{C_{pMax}}{C_{pm}} \right)^{0,35} \quad (1.51)$$

$$Nu_0 = \frac{Re \cdot Pr \cdot (f/8)}{1,07 + 12,7 \cdot (f/8)^{0,5} \cdot (Pr^{2/3} - 1)} \quad (1.52)$$

$$C_{pMax} = Max(\bar{C}_p, C_{pm}) \quad (1.53)$$

$$\bar{C}_p = (h_p - h_m) / (T_p - T_m) \quad (1.54)$$

Le nombre de Nusselt Nu_{calc} est issu d'une corrélation pour les écoulements sous-critiques (équation 1.52), à laquelle sont associés des termes correctifs chargés de prendre en compte la non homogénéité des propriétés du fluide au sein d'une même section de l'écoulement, entre le cœur "froid" de l'écoulement et la zone en contact avec les parois chaudes. Toutefois, Bogachev et al. quantifient ici l'impact de la convection mixte séparément des effets de la non homogénéité des propriétés au sein d'une même section de fluide. Pour cela, ils établissent une corrélation spécifique pour considérer les effets de la convection mixte sur le coefficient d'échange. L'influence de la convection mixte est exprimée au travers du nombre adimensionné $K = Gr_A/Re^2$. Le paramètre Gr_A est défini selon $Gr_A = Gr_q/4RePr$, avec $Gr_q = \frac{g \cdot \beta_m \cdot D^4 \cdot \dot{q}}{\nu_m^2 \cdot \lambda_m}$ le nombre de Grashof en fonction du flux thermique \dot{q} . La relation obtenue par Bogachev et al. est la suivante :

$$\begin{cases} \frac{Nu_{mes}}{Nu_{calc}} = (1 + 3,2 \cdot 10^8 \cdot K^{1,9})^{-1} & \text{pour } K \leq 3 \cdot 10^{-5} \\ \frac{Nu_{mes}}{Nu_{calc}} = 6,85 \cdot K^{0,23} (1 + 4,84 \cdot 10^{-4} \cdot K^{-0,54})^{-1} & \text{pour } K \geq 3 \cdot 10^{-5} \end{cases} \quad (1.55)$$

L'évolution du ratio Nu/Nu_{calc} est donnée par la figure 1.10. Trois zones distinctes sont identifiables :

- Pour $K < 3 \cdot 10^{-6}$, l'échange thermique est correctement caractérisé par la corrélation de convection forcée pure sans présence de convection mixte.
- Pour $3 \cdot 10^{-6} \leq K \leq 3 \cdot 10^{-4}$, l'apparition de convection mixte dégrade le transfert thermique par rapport au cas de convection forcée seule. L'échange connaît un minimum pour $K = 3 \cdot 10^{-5}$.

— Pour $K > 3 \cdot 10^{-4}$, l'amplification de la convection mixte favorise maintenant l'échange thermique par rapport au cas où seule la convection forcée est présente.

Ainsi, si la dégradation du transfert thermique sous l'effet de la convection mixte a clairement été identifiée dans les travaux de Giarratano et Jones, et de Brassington et Cairns, Bogachev et al. mettent en lumière que la convection mixte peut aussi se développer au point d'amplifier l'échange thermique par rapport au cas de convection forcée seule. Bogachev et al. proposent de fixer $K = 1,5 \cdot 10^{-5}$ comme seuil à partir duquel les effets de la convection mixte ne sont plus négligeables pour un écoulement ascendant. Ce critère correspond au moment où l'écart avec la convection forcée seule atteint 20 %.

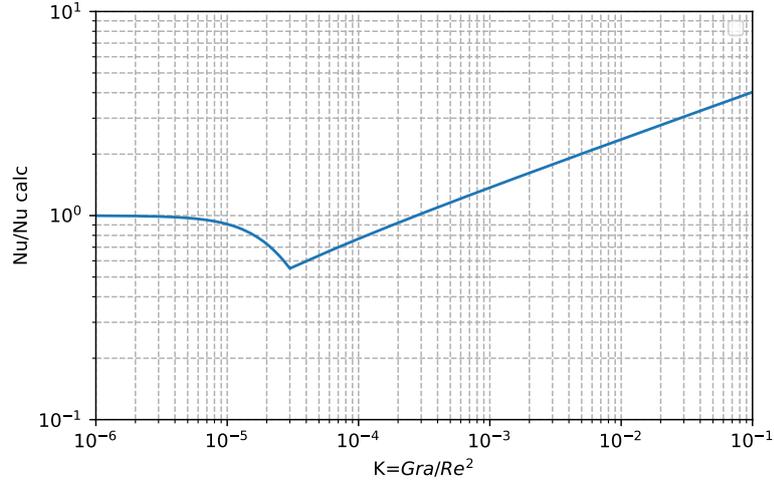


FIGURE 1.10. Évolution du ratio Nu/Nu_{calc} en fonction de K prédit par Bogachev et al. en écoulement ascendant.

Le domaine de validité de la corrélation proposée par Bogachev et al. est étendu dans un second article [58]. Le calcul Nu_{calc} est alors légèrement modifié par rapport l'article précédent [57]. Ainsi, l'équation 1.51 est conservée pour $\psi < 1,7$, mais devient pour $1,7 \leq \psi \leq 340$:

$$Nu_{calc} = Nu_0 \cdot \left(\frac{1,2 \cdot \psi^{0,41} - 1}{\psi - 1} \right) \cdot \left(\frac{C_{pMax}}{C_{pm}} \right)^{0,35} \quad \text{pour } 1,7 \leq \psi \leq 340 \quad (1.56)$$

Dans cette nouvelle publication Bogachev et al. s'intéressent également au cas où l'écoulement est descendant. Ils obtiennent la corrélation suivante :

$$\begin{cases} \frac{Nu}{Nu_{calc}} = 1 \text{ pour } K \leq K_0 = 10^{-5} \\ \frac{Nu}{Nu_{calc}} = 0,45 \cdot \left(\frac{K}{K_0} \right)^{-0,33} + 0,55 \cdot \left(\frac{K}{K_0} \right)^{0,25} \text{ pour } 10^{-5} \leq K \leq 10^{-2} \end{cases} \quad (1.57)$$

L'évolution du ratio Nu/Nu_{calc} en fonction du paramètre K est donnée par la figure 1.11. On retrouve alors la même tendance que celle observée par Brassington et Cairns [56] pour un écoulement ascendant, c'est-à-dire une amplification de l'échange thermique au fur et à mesure que la convection naturelle se développe dans l'écoulement.

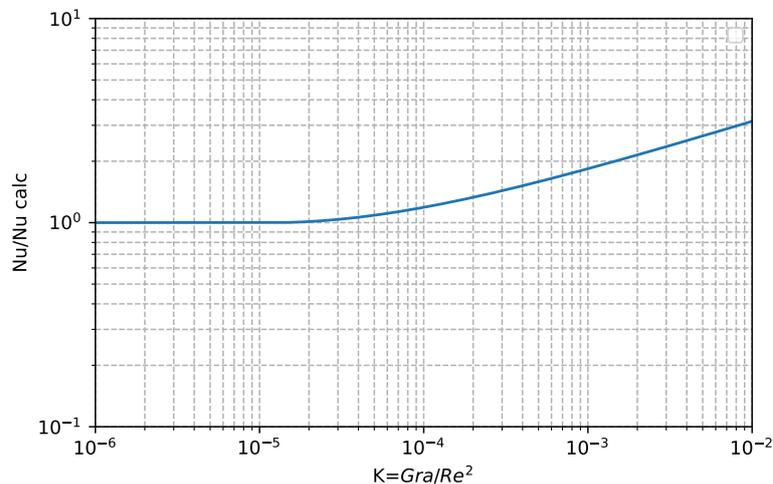


FIGURE 1.11. Évolution du ratio Nu/Nu_{calc} en fonction de K prédit par Bogachev et al. en écoulement descendant.

On constate donc expérimentalement que pour des écoulements en convection forcée, des écarts peuvent apparaître entre le coefficient d'échange prédit par des corrélations usuelles (équations (1.48) et (1.46)) et celui mesuré expérimentalement. Deux phénomènes peuvent alors être mis en cause. Le premier est la non-homogénéité des propriétés du fluide au sein d'une même section de l'écoulement. L'échange thermique dans l'écoulement ne peut alors plus être estimé en considérant un fluide homogène entre le coeur de l'écoulement et la zone proche de la paroi. Le second est l'apparition de convection mixte, provoquée par la chute de la masse volumique de l'hélium en contact avec les parois chaudes. Ces phénomènes ne sont pas spécifiques aux écoulements supercritiques, mais ils sont décuplés par la forte variation des propriétés de l'hélium aux passages des points pseudo-critiques. De plus, il semble qu'ils puissent se manifester de manière indépendante, avec des effets parfois opposés. Par exemple, pour un écoulement descendant, Giarratano et Jones [55] détectent une détérioration de l'échange lorsque le flux thermique atteint un certain seuil. Or, les travaux de Brassington et Cairns, ainsi que de Bogachev et al., montrent que l'apparition de convection mixte dans un écoulement descendant doit au contraire amener à une amélioration de l'échange. La rupture de vide se caractérise par des flux échangés très importants, une situation propice à l'apparition de tels effets. Il est toutefois assez difficile de déterminer quelle corrélation choisir. La première raison à cela est que l'on ne connaît pas à l'avance ni le flux, ni la température de paroi auxquels mènera la condensation de l'air au cours de la perte de

vide. De plus, les corrélations présentées ci-dessus ont été établies pour des sections de faibles diamètres et soumises à des flux bien plus faibles que ceux attendus au cours de nos essais³. La transposition d'une corrélation à d'autres situations que celles ayant servi à mettre en place le modèle montre déjà des limites. Ainsi, la corrélation (1.48) présentée par Giarratano et al. n'est pas valable lorsque la convection mixte apparaît. Bogachev et al. ont également comparé leurs résultats avec les corrélations proposées par Brassington et Cairns pour les écoulements ascendants (équations 1.49) [57] et descendants [58] (équation 1.50). Dans les deux cas, ils obtiennent de forts écarts avec les prédictions obtenues. Deux types de critère sont également proposés pour détecter les zones où le coefficient d'échange expérimental dévie des prédictions données par les corrélations établies pour la convection forcée dans un fluide sous critique. Le premier type de critère est proposé par Giarratano et Jones [55] et dépend du ratio entre la puissance thermique reçue par l'écoulement et le débit massique. Le second type correspond aux critères proposés par Brassington et Cairns [56], ainsi que Bogachev et al.[57]. Il permet de caractériser l'apparition de convection mixte à l'aide d'un rapport entre les nombres adimensionnels de Grashof et de Nusselt.

Le nombre de Nusselt et le coefficient d'échange convectif donnés par chaque corrélation sont calculés pour un écoulement d'hélium supercritique de 20 g.s^{-1} , à 4,5 K et à 3 bar. L'hélium circule dans une conduite de 1 m de longueur, d'un diamètre interne de 20 mm et avec une température de paroi imposée à 77 K⁴. Afin de prendre en compte l'effet de l'échauffement du fluide au fur et à mesure que l'écoulement s'écoule dans la conduite, une discrétisation 1D est réalisée le long de la section. Les valeurs moyennes du nombre de Nusselt, du coefficient d'échange et de la densité de flux ainsi obtenues sont compilées dans la table 1.2. Pour la corrélation de Bogachev et al., seul le nombre de Nusselt prenant les variations de propriétés du fluide Nu_{calc} est intégré aux résultats. En effet, le paramètre K permettant d'estimer l'impact de la convection mixte sur l'échange thermique dépend du flux échangé en paroi, ce qui est justement la valeur physique que l'on cherche à mesurer. On observe que l'ensemble des coefficients d'échange prédits par les corrélations faisant appel à des coefficients correcteurs constitués de rapports de température ou de propriétés du fluide ((1.48),(1.49) et (1.56)) sont inférieurs de plusieurs facteurs aux prédictions des corrélations de convections forcée pures. Les conductances données par ces trois corrélations sont même plus petites que la valeur de conductance ($h=330 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$) estimée expérimentalement par Ercolani et al.[12] (figure 1.5) pour la convection naturelle au sein d'un réservoir soumis à une perte de son vide d'isolement. Il est fort probable que l'on se

3. À l'exception de la corrélation (1.48) présentée par Giarratano et al. dans [54]. Cependant, pour tous les essais où la densité de flux dépasse 1 W.cm^{-2} , la température de l'hélium est supérieure à 9 K. Les conditions dans l'écoulement sont d'ores et déjà éloignées du point critique.

4. On prend cette température car elle correspond à la température de saturation de l'azote à 1 bar. Cette température diffère de celle utilisée pour le calcul du coefficient d'échange par condensation en film (température du point triple, 63 K). Dans le cas de la condensation liquide, ce choix est justifié par l'impossibilité de former un film liquide en dessous de cette température. Dans le cas de la convection forcée, prendre une température de 77 K revient à considérer qu'une éventuelle couche de glace et que le film liquide n'ont pas encore eu le temps de se former. En d'autres termes, on suppose que la résistance thermique du film liquide et de la couche de glace est nulle.

situé en dehors du domaine de validité de ces corrélations étant donnés les écarts importants de température entre la paroi et le fluide supposés ici. Les conductances obtenues pour les corrélations de convection forcée sont toutes inférieures (ou du même ordre de grandeur pour certaines) à celle calculée pour la condensation (table 1.1).

Corrélation	Nombre de Nusselt	h [W.m ⁻² .K ⁻¹]	Densité de flux [W.cm ⁻²]
Dittus Boelter ((1.45))	924	779	4,72
Gnielinski ((1.46))	861	741	4,53
Giarratano et al. ((1.47))	864	743	4,55
Giarratano et al. ((1.48))	125	171	1,21
Brassington et Cairns ((1.49))	164	220	1,54
Brassington et Cairns ((1.50))	772	687	4,26
Bogachev et al. (Nu_{calc}) ((1.56))	107	107	0,77

TABLE 1.2. – Coefficients d'échange moyens calculés avec les différentes corrélations de convection forcée en hélium supercritique pour un débit de 20 g.s⁻¹, une pression de 3 bar et une température initiale de 4,5 K.

Pour effectuer une première estimation de la présence ou non de convection mixte, le coefficient $Gr/Re^{2,7}$ proposé par Brassington et Cairns est calculé. La valeur obtenue pour un écoulement à température initiale de 4,5 K est de $1,09 \cdot 10^{-3}$. Le seuil de $2,4 \cdot 10^{-5}$ est dépassé, ce qui selon [56] indique le développement de convection mixte dans l'écoulement. Toutefois, cette grandeur varie avec l'échauffement du fluide le long de son parcours dans le conduit chauffé. Dans le cas décrit ici, le $Gr/Re^{2,7}$ passe sous la valeur seuil dès que la température de l'écoulement dépasse 8,5 K. À titre de comparaison, la température de l'hélium prédit par la corrélation de Dittus-Boelter ((1.45)) en sortie de la section est de 28 K. Dans le cadre des essais de perte de vide, on peut supposer que l'échange thermique sera dominé par de la convection mixte sur la première partie de la section d'essai, et qu'une fois l'hélium suffisamment échauffé, le mécanisme d'échange passera à de la convection forcée seule.

Les variations du transfert thermique observées avec de l'hélium en phase supercritique, par rapport à un écoulement monophasique sous critique, se retrouvent chez les autres fluides supercritiques. Bien que l'hélium ait fait l'objet de plusieurs études, ce n'est que le troisième fluide le plus étudié après l'eau et le CO_2 . Les échanges thermiques au sein d'un fluide supercritique et l'impact de la convection mixte ont été massivement étudiés depuis les années 50 et ce champ de recherche est encore actif de nos jours. Contrairement aux expériences réalisées en hélium, où les sections d'essai utilisées ont de faibles diamètres et où les flux thermiques injectés et les débits massiques restent modérés, les conditions expérimentales explorées pour les fluides non cryogéniques sont plus étendues. Par exemple les densités de flux thermique peuvent atteindre plusieurs dizaines voire quelques centaines de W.cm⁻².

Pioro et al. [59] proposent une revue des corrélations existantes pour l'eau, l'hélium et le CO_2 supercritique. Comme pour l'hélium, les corrélations déterminées pour l'eau et le dioxyde de carbone sont dérivées de corrélations usuelles modifiées par l'ajout de ratio de propriétés. Une comparaison est réalisée entre différentes corrélations en eau supercritique. Les auteurs concluent que malgré le grand nombre de publications et de corrélations proposées, il n'existe pas au moment de la publication de l'article (2004) de consensus général sur la manière d'appréhender les phénomènes de convection en supercritique. Les corrélations présentent des manques pour estimer les conditions pour lesquelles apparaissent la détérioration et l'amélioration du transfert thermique, et donnent des résultats avec des écarts régulièrement importants.

Duffey et Pioro [60] compilent également un grand nombre de corrélations établies pour des écoulements en tubes de CO_2 supercritique. Contrairement à la bibliographie consultée pour l'hélium, l'article passe en revue des corrélations pour des écoulements horizontaux en plus des cas verticaux. Il rapporte que la convection mixte affecte également l'échange thermique pour les tuyauteries horizontales. Pour les écoulements verticaux, des cas de détérioration thermique sont aussi rapportés en écoulements descendant. Les auteurs définissent trois régimes de transfert thermique : le régime normal où le coefficient de transfert thermique est correctement appréhendé par les corrélations établies en fluide non supercritique monophasique, le régime amélioré avec un coefficient d'échange supérieur aux valeurs données par ces mêmes corrélations, et enfin le régime dégradé où le transfert thermique est plus faible que prédit par ces corrélations usuelles. Le critère utilisé pour distinguer les différentes zones est le rapport \dot{q}/G , avec \dot{q} la densité de flux thermique par le fluide et G le débit massique surfacique de l'écoulement. De manière similaire à l'hélium, la dégradation thermique apparaît généralement pour les forts flux et les faibles débits.

1.5. Conclusion sur l'étude bibliographique

L'étude bibliographique a révélé que la rupture de vide est un phénomène violent, faisant intervenir de nombreux phénomènes physiques couplés entre eux. Les travaux réalisés précédemment relatifs à la rupture de vide autour des réservoirs ont démontré que dans cette configuration, l'échange est gouverné par la convection naturelle interne. En conséquence, on peut s'attendre à ce que le flux déposé dans le cas d'une tuyauterie sera à minima de l'ordre 2 W.cm^{-2} , soit le flux mesuré pour les réservoirs en hélium supercritique et retenu dans la norme européenne PrEn 17527. Pour la réalisation du bilan, deux manières de procéder sont présentes dans la littérature : le bilan interne (bilan d'énergie dans l'hélium) et le bilan externe (détermination du flux déposé à la paroi par estimation de la condensation). Un écoulement d'hélium dans une tuyauterie finit par s'homogénéifier et n'est pas soumis aux problèmes de stratification thermique comme dans le cas des réservoirs. C'est donc la méthode du bilan interne qui sera privilégiée lors des essais réalisés pour cette thèse.

La condensation solide n'est pas influencée par l'orientation de la tuyauterie, par contre c'est le cas de la condensation liquide. La comparaison des différents coefficients d'échange de condensation en film montre que le flux déposé est plus important pour une section horizontale que pour une section verticale. Dans le cadre de la mise au point d'une installation dédiée à la réalisation d'essai de rupture de vide autour d'une tuyauterie, il a donc été jugé préférable de faire les premiers essais avec une section verticale. L'estimation du flux déposé par condensation n'est pas aisée. Celle-ci dépend fortement des conditions dans la vapeur en contact avec la surface froide. Au vu des observations réalisées sur les réservoirs, nous nous attendons à ce que la densité de flux déposée sur la tuyauterie au cours des premiers instants de la rupture de vide soit supérieure aux valeurs estimées et regroupées dans la table 1.1.

Par ailleurs, l'étude bibliographique montre également que la convection forcée en fluide supercritique est un phénomène dépendant fortement des conditions dans l'écoulement, de la géométrie et du flux appliqué. La transposition des différentes corrélations d'une situation à une autre donne des résultats peu satisfaisants. Il faut donc s'attendre à la présence d'écarts avec les prédictions des corrélations au passage des points pseudo-critiques. Toutefois, on peut noter que loin du point critique, le comportement de l'hélium supercritique diffère peu d'un fluide monophasique sous-critique. Le fort échauffement du fluide dès son entrée dans la portion de tuyauterie soumise à la rupture de vide peut l'amener rapidement assez loin du point critique. L'impact du passage des points pseudo-critiques se limiterait alors uniquement à une faible portion de la conduite. Ce constat et le manque de corrélation adaptée nous incitent à utiliser les corrélations classiques établies en fluide sous critique. Les inconnues sur l'influence du point critique sur les mécanismes de convection forcée font que les premiers essais seront réalisés avec des faibles débits, de manière à limiter volontairement le flux échangé avec le fluide. L'impact de la proximité du point critique sera aussi étudié en faisant varier la pression initiale de l'écoulement d'hélium.

Au regard des premiers ordres de grandeur calculés pour les coefficients d'échange par convection forcée et condensation liquide, il semblerait que l'échange thermique est encore une fois dirigé par la convection interne à la tuyauterie. Cette situation correspond à celle observée expérimentalement pour les réservoirs. Toutefois, il convient d'être prudent vis-à-vis de ces prédictions, à la fois du point de vue de la validité des corrélations, mais également du fait que l'on néglige ici la formation d'une éventuelle couche de glace qui pourrait accroître la résistance thermique autour de la tuyauterie d'hélium.

Chapitre 2.

Présentation de l'installation cryogénique et du code CATHARE

Aperçu

2.1. Installation cryogénique	48
2.1.1. La station 400W	48
Zone chaude	48
Boîte froide	50
La pompe à anneau liquide et les compresseurs froids	51
2.1.2. Le Cryostat Multi-Test	52
2.1.3. La ligne de transfert	52
2.1.4. Système de récupération d'hélium	53
2.1.5. La boucle HELIOS	54
Principe de la boucle HELIOS	54
Le bain	57
La boucle supercritique	58
Le circulateur	58
Le bloc échangeur	61
2.2. Le code CATHARE	62
2.2.1. Introduction du code CATHARE3	62
2.2.2. Le modèle deux fluides six équations	64
2.2.3. Les manques identifiés dans le code CATHARE spécifiques à la modélisation des écoulements d'hélium et du phénomène de rupture de vide	66

2.1. Installation cryogénique

La plateforme expérimentale utilisée pour l'étude des entrées de chaleur accidentelles en écoulement est installée dans le hall expérimental du bâtiment 10.01 au CEA Grenoble. L'installation est composée de cinq éléments principaux :

- La station de réfrigération 400W.
- Le **Cryostat MultiTest (CMT)**.
- Une ligne de transfert sous vide.
- Le circuit de récupération d'hélium avec son gazomètre.
- La boucle **HELIOS**.

2.1.1. La station 400W

La station 400W est le réfrigérateur du **DSBT**. Opérationnel depuis octobre 2004, il est purement dédié aux activités expérimentales. De par la configuration des installations, il est à même de fournir une puissance frigorifique aux différents dispositifs expérimentaux du laboratoire.

La station 400W est prévue pour travailler en hélium normal ou en hélium superfluide. Le réfrigérateur fonctionne selon un cycle de Claude comprenant un pré-refroidissement à l'azote liquide et un cycle de Brayton à une turbine. La puissance de réfrigération théorique sans utilisation de la ligne de transfert est de 400 W à 1,8 K et de 800 W à 4,5 K. Cependant, l'utilisation de la ligne de transfert et d'un bain secondaire réduit la puissance disponible. Dans le cas d'**HELIOS**, la puissance théorique disponible aux bornes du bain n'est plus que de 320 W à 4,5 K. Le réfrigérateur seul est composé de deux parties distinctes (figure 2.1) : une zone de compression appelée zone chaude car à température ambiante, ainsi que la boîte froide où l'hélium est refroidi.

Zone chaude

La zone chaude est la partie du réfrigérateur fonctionnant à température ambiante. Elle abrite les deux compresseurs à vis bi-étagés de la station 400W (figure 2.2). Placés en parallèle, ils ont respectivement une puissance de 200kW et 140kW. Leur rôle est de comprimer l'hélium provenant de la ligne dite **Basse Pression (BP)** à 1.05 bar jusqu'à la pression de la ligne **Haute Pression (HP)** à 16 bar. Le débit maximal d'hélium généré par les compresseurs est de 72 g.s^{-1} à 300 K. Le compresseur de 200 kW dispose d'un variateur de fréquence afin d'adapter sa vitesse de rotation au débit demandé. Si nécessaire, le débit renvoyé à la boîte froide peut encore être réduit via l'utilisation d'une ligne de bypass des compresseurs. La zone chaude comprend également un volume tampon de 10 m^3 d'hélium dont la pression peut varier entre 2 et 10 bar. Cette capacité est placée entre la **HP** et la **BP** et connectée à chacune de ces deux lignes par l'intermédiaire d'une vanne. L'usage d'une pression intermédiaire entre la **HP** et la **BP** permet de prélever ou d'injecter de l'hélium dans le cycle du réfrigérateur.

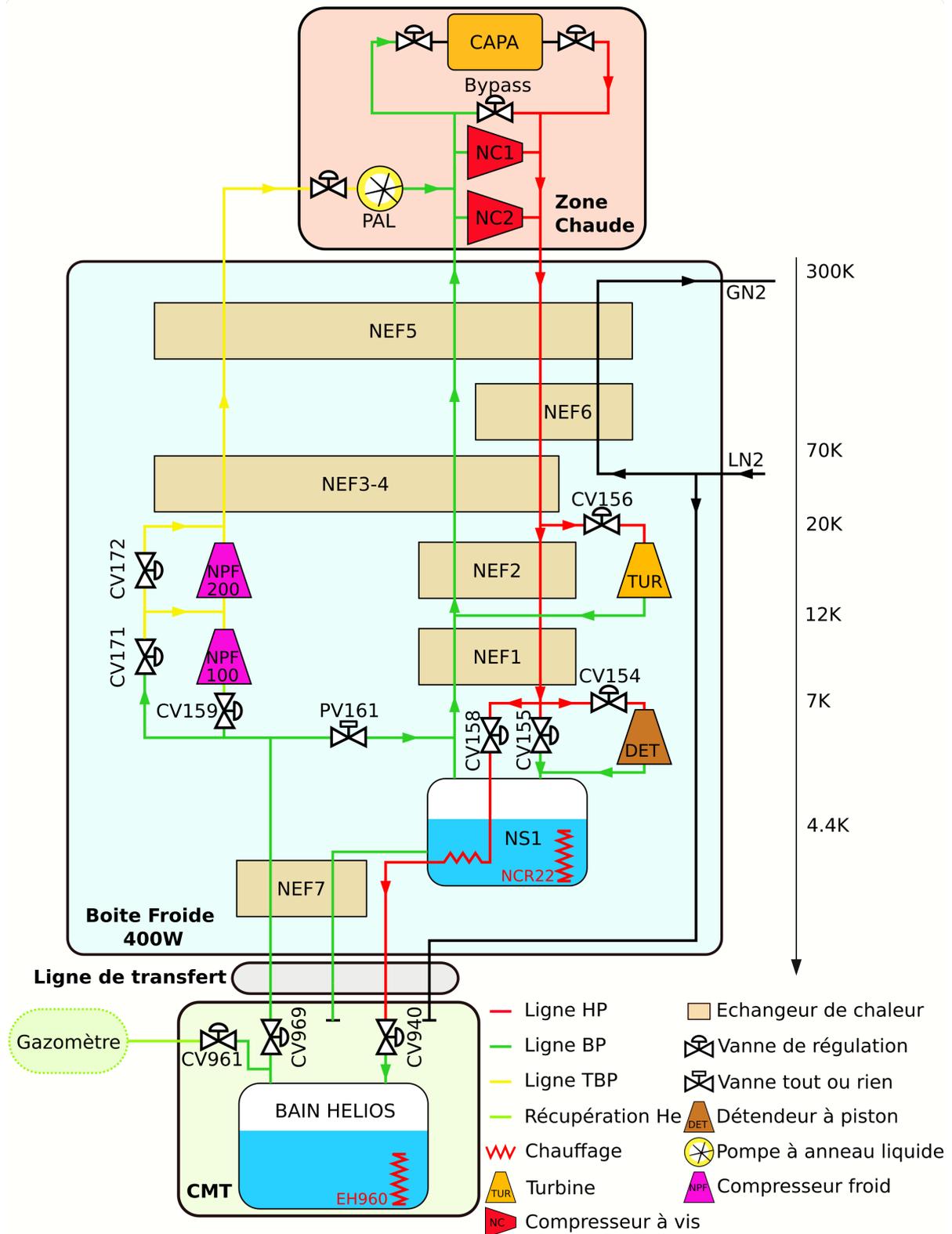


FIGURE 2.1. PID de la station de réfrigération 400W.

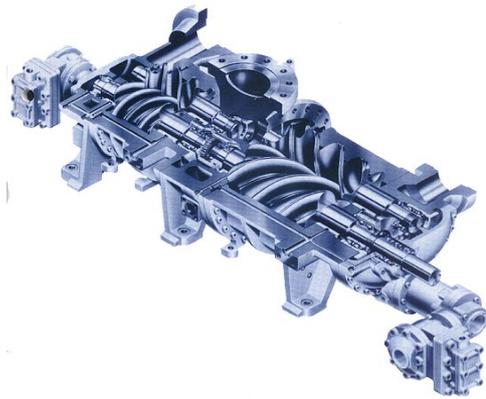


FIGURE 2.2. Compresseur à vis de la station 400W.

Boite froide

La boîte froide correspond à la zone du réfrigérateur où l'hélium est progressivement refroidi en dessous de la température ambiante (figure 2.3). Elle maintient sous vide l'ensemble des éléments qui fonctionnent à basse température (échangeurs, turbine, absorbeurs etc). Un écran thermique refroidi à l'azote complète l'isolation thermique des parties froides. L'hélium passe tout d'abord



FIGURE 2.3. Boîte froide de la station 400W.

au travers d'un étage de pré-refroidissement à l'azote liquide avant de subir un cycle de Claude. La détente finale depuis la HP vers le séparateur de phase (aussi appelé bain NS1 ou bain 400W) est réalisée soit au travers d'une vanne Joule-Thomson (vanne CV155), soit par un détendeur à piston. Le détendeur à piston assure une extraction de travail au cours de la détente, ce qui la rend plus efficace que celle effectuée au travers d'une vanne. Cependant la mécanique délicate du détendeur pousse à privilégier la première solution et le détendeur à piston n'a jamais été utilisé pendant les campagnes d'essais au cours de cette thèse. Une partie du débit de la ligne HP est prélevée en amont de la vanne Joule-Thomson au travers de la vanne CV158 pour alimenter

le CMT. Ce débit est sous-refroidi en passant dans un échangeur serpentin immergé dans le bain interne de la 400W et envoyé vers le CMT via la ligne de transfert sous vide. HELIOS est ainsi alimenté en hélium supercritique à environ 4,5 K avec un débit maximal de $26 \text{ g}\cdot\text{s}^{-1}$. Une détente au travers d'une seconde vanne (CV940) assure la production de liquide dans le bain d'HELIOS. Une seconde ligne permet également de transvaser directement du liquide depuis le pot NS1 après passage dans l'échangeur NEF7. Cette solution est uniquement utilisée lorsque l'on souhaite travailler en hélium superfluide et n'est pas employée avec HELIOS.

La pompe à anneau liquide et les compresseurs froids

La température d'un bain d'hélium à saturation dépend directement de sa pression. La température du bain NS1 de la 400W et du bain d'HELIOS est donc liée à la pression au bout froid de la ligne BP. En fonctionnement normal, c'est à dire sans mise en route des compresseurs froids et de la **Pompe à Anneau Liquide (PAL)** (figure 2.4), cette pression est limitée par la pression d'admission des compresseurs à vis et par la perte de charge le long du circuit BP. La pression d'admission des deux compresseurs à vis est de l'ordre de 1,05 bar et doit toujours rester légèrement supérieure à la pression atmosphérique afin d'éviter toute pénétration d'air extérieur qui pourrait venir polluer l'hélium du cycle. La pression minimale du bain de la 400W et du bain d'HELIOS est alors de l'ordre de 1,15 bar, ce qui empêche d'atteindre des températures inférieures à 4,36 K. Pour descendre en température, il est nécessaire de maintenir le bain à une pression inférieure et de recomprimer le gaz jusqu'à une pression admissible pour les compresseurs à vis. Pour cela, la station 400W dispose d'une chaîne de recompression des vapeurs composée de deux compresseurs froids en série fonctionnant à température cryogénique (NPF100 et NPF200) et d'une pompe à anneau liquide localisée en zone chaude. Le pompage ne peut être effectué que sur le bain du dispositif expérimental installé dans le CMT, ici HELIOS.



FIGURE 2.4. Pompe à anneau liquide de la station 400W.

2.1.2. Le Cryostat Multi-Test

Le **CMT** est un cryostat de grandes dimensions servant à la fois d'enceinte à vide et de support aux différentes expériences du **DSBT** (figure 2.5). D'une hauteur de 4 m et d'un diamètre de 2,5 m, il assure à la fois l'isolation et le support des expériences. Chaque expérience est logée sous une platine qui sert de couvercle au **CMT**. Le chargement de la plateforme expérimentale s'effectue par le haut à l'aide d'un pont roulant et d'un palonnier dont la position peut être ajustée au centre de gravité de la charge. Des piquages équipés de brides sont disposés à divers endroits du **CMT** pour permettre la connexion d'équipement (par exemple le circulateur d'**HELIOS**, vannes, instrumentations).

Le **CMT** possède son propre groupe de pompage chargé de sa mise sous vide. L'isolation thermique est complétée par cent couches de super isolant multi-couches MLI fixées à un support vertical. L'absence d'écran thermique refroidi à l'azote augmente les pertes thermiques dues au rayonnement, mais facilite grandement la modification des expériences.



FIGURE 2.5. Vue du CMT et de la ligne de transfert.

2.1.3. La ligne de transfert

La connexion entre le **CMT** et le réfrigérateur est assurée par une ligne de transfert sous vide de 7 m de long. Son vide d'isolement est commun à celui de la station 400W. Les figures 2.6 et 2.7 donnent un aperçu du positionnement de la boîte froide, de la ligne de transfert et du **CMT**. Une barrière à vide sépare le vide d'isolement du **CMT** et du réfrigérateur, ce qui autorise le fonctionnement de la 400W même lorsque le **CMT** est à pression ambiante. Contrairement à la boîte froide de la 400W, la ligne de transfert ne dispose pas d'écran refroidi à l'azote. Comme pour le **CMT**, l'écrantage thermique est assuré par la pose de cent couches de MLI sur chaque tube. La ligne de transfert permet le passage de quatre lignes entre le réfrigérateur et le cryostat :

- Deux lignes d'alimentation en hélium, avec la ligne **HP** à 16 bar et 4,5 K, et une ligne à 1,1 bar et 2,2 K. Cette dernière n'est pas utilisée avec **HELIOS**.

- Une ligne BP pour le retour des vapeurs vers la station 400W.
- Une ligne qui était jusqu'alors non utilisée et laissée libre pour de futures applications. Celle ligne permet maintenant d'acheminer de l'azote liquide depuis le réfrigérateur vers le CMT. Elle n'est utilisée que lorsque la section d'essai à rupture de vide est installée, afin de thermaliser son enceinte à vide.

La ligne de transfert comprend une platine supportant une vanne d'arrêt manuelle pour chaque conduite. Les connexions hydrauliques entre l'expérience et les lignes en provenance de la 400W sont réalisées par des brides de type PNEUROP avec colliers de serrage et des joints HELICO-FLEX.

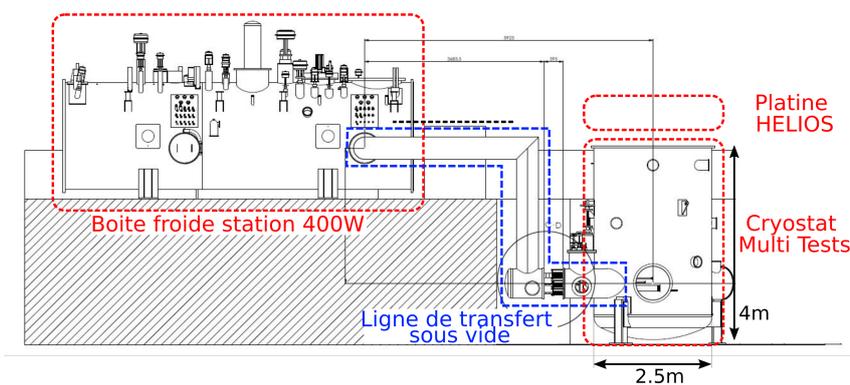


FIGURE 2.6. Configuration de la plateforme expérimentale.

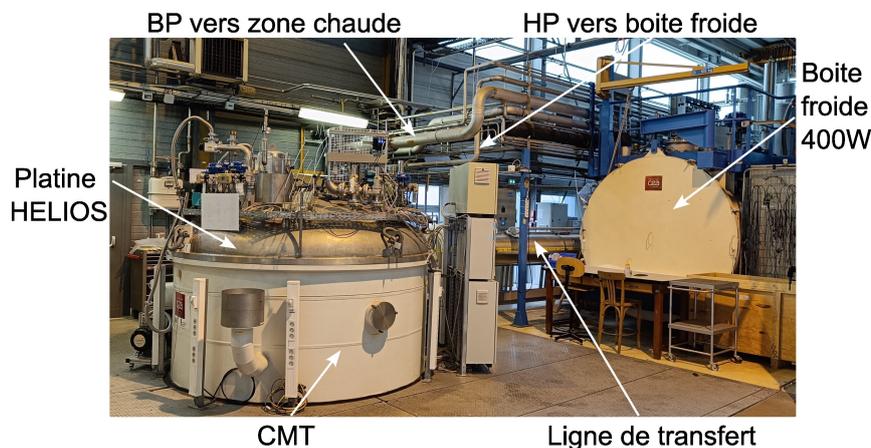


FIGURE 2.7. Vue de la boîte froide, de la ligne de transfert et du CMT avec HELIOS installé.

2.1.4. Système de récupération d'hélium

L'hélium est une ressource rare et coûteuse. Pour cette raison, il est nécessaire de limiter au maximum les rejets d'hélium vers l'atmosphère. Le DSBT dispose d'un vaste réseau de tuyauteries

dédié à la récupération des vapeurs d'hélium. Ces canalisations se déversent dans un gazomètre, une bache souple qui sert de stockage à pression atmosphérique. Le gonflage du gazomètre au fur et à mesure de son remplissage déclenche via un contacteur le démarrage des compresseurs chargés de recomprimer l'hélium depuis la pression atmosphérique jusqu'à la pression de stockage de 200 bar. Ces compresseurs, aux nombres de quatre, ont un débit de pompage de $110 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ pour trois d'entre eux et de $200 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ pour le dernier. Le volume de stockage disponible dans le gazomètre est de 78 m^3 . Sa pression est limitée par une soupape à +20 mbar par rapport à la pression atmosphérique.



FIGURE 2.8. Gazomètre de 78 m^3 du réseau de récupération d'hélium.

2.1.5. La boucle HELIOS

Principe de la boucle HELIOS

La boucle HELIOS est une plateforme expérimentale du DSBT. Elle est composée de deux circuits : une boucle d'hélium supercritique en convection forcée à laquelle est intégrée l'élément à tester à froid, et un bain d'hélium diphasique. La mise en circulation forcée de l'hélium supercritique est assurée par un circulateur froid. La boucle dispose d'échangeurs thermiques immergés dans l'hélium liquide contenu dans le bain, dont le rôle est de dissiper la puissance déposée dans le circuit. Le bain est relié à la station 400W par le biais des lignes HP et BP. Il peut servir au besoin de volant d'inertie thermique. Un schéma simplifié du principe de la boucle est présenté figure 2.9. L'ensemble de la tuyauterie est suspendu à l'aide de tiges en fibre de verre époxy G10 sous une platine dédiée (figure 2.10). Cette platine assure la fermeture du CMT et sert de support à l'ensemble des vannes, des soupapes de sécurité de la boucle ainsi qu'à une partie de l'instrumentation.

L'installation était initialement conçue comme une maquette à l'échelle 1/20ème du système de

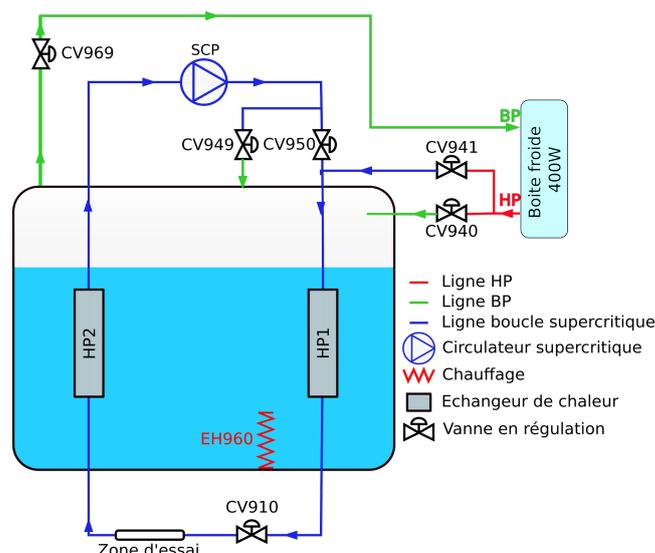


FIGURE 2.9. Schéma simplifié du principe de la boucle HELIOS.

distribution d'hélium des aimants du solénoïde central du tokamak *JT-60SA*. L'objectif était alors d'étudier le comportement thermo-hydraulique d'une boucle d'hélium supercritique en convection forcée soumise à des charges pulsées [61]. En effet, aucune machine de fusion n'est actuellement capable de fonctionner en régime stationnaire sur de longues périodes et les plasmas sont générés de manière cyclique. Les différentes phases au cours d'un cycle, ainsi que la succession des différents cycles, soumettent les aimants à des charges thermiques fortement variables au cours du temps. Les systèmes cryogéniques en charge de refroidir les aimants supraconducteurs d'un tokamak doivent pouvoir absorber ces fortes charges thermiques pulsées, caractérisées par un écart important entre la puissance maximale à extraire et la puissance moyenne sur un cycle. Or les réfrigérateurs possèdent un point de fonctionnement nominal autour duquel il est préférable de ne pas s'éloigner. De plus, il n'est pas non plus judicieux de dimensionner le réfrigérateur en fonction de la puissance maximale à dissiper du fait des coûts et de la complexité engendrés par la mise au point d'installations de plus grande taille. Grâce à *HELIOS*, plusieurs stratégies de lissage de la charge thermique ont pu être testées et comparées, de manière à étaler dans le temps la charge thermique perçue par le réfrigérateur et limiter la puissance maximale de réfrigération nécessaire à une valeur proche de la puissance moyenne déposée sur un cycle. L'installation a ensuite connu plusieurs modifications sur le circuit de tuyauteries de la boucle supercritique, afin d'accueillir des expériences sur la mesure du couplage thermique entre des canaux de refroidissement et les structures des bobines de champ toroïdal d'*ITER* [62], ou encore l'étalonnage de débitmètres venturi pour des applications cryogéniques [63]. Les adaptations successives ont uniquement concerné la géométrie de la tuyauterie de la boucle supercritique, les différents composants de la boucle ont donc été conservés jusqu'à maintenant.



FIGURE 2.10. HELIOS lors de son installation dans le CMT.

L'étude du phénomène de rupture de vide autour d'une ligne cryogénique où s'écoule en circulation forcée de l'hélium supercritique nécessite la mise en place d'un circuit cryogénique dédié. Ce circuit doit disposer de certains équipements : un circulateur froid pour entrainer l'hélium supercritique, un échangeur thermique pour extraire la puissance déposée sur le fluide par la rupture de vide et une interface avec le réfrigérateur du DSBT. La conception de la plateforme expérimentale doit en plus prendre en compte les pics de puissance induits par la rupture de vide et déposés au fluide sur des durées de l'ordre de quelques minutes. Les puissances attendues sont supérieures aux 320 W de puissance de réfrigération maximale disponible sur HELIOS. La nouvelle boucle se doit donc d'être équipée d'un volant d'inertie thermique suffisant pour stocker l'énergie apportée par la rupture de vide. Cette énergie sera ensuite libérée de manière progressive vers la station 400W sur des temps supérieurs aux transitoires de ruptures de vide. L'étude des phénomènes de rupture de vide autour de lignes cryogéniques doit donc répondre à des problématiques de lissage de charges thermiques, celles-là même qui ont, à l'origine, justifié la construction HELIOS. Du fait de sa conception initiale, cette boucle disposait avant même le début de cette thèse d'un certain nombre d'éléments réutilisables pour la mise au point d'une plateforme expérimentale dédiée.

La boucle HELIOS ne peut être utilisée telle quelle et doit être modifiée. La boucle supercritique, dans sa configuration avant le début de la thèse, n'était pas apte à la réalisation d'essais de rupture de vide. De plus, les puissances mises en jeu dans notre cas sont supérieures à celles rencontrées lors des travaux sur le lissage de charges pulsées. La capacité d'échange thermique entre la boucle supercritique et le bain, la volumétrie des circuits, ainsi que les stratégies de

lissage de charge doivent être adaptées au niveau de puissances induites par la rupture de vide. Malgré une modification complète des circuits hydrauliques et l'ajout de nouveaux composants, les équipements déjà présents sur l'installation ont été réutilisés autant que possible (platine de l'installation, vannes, échangeurs, circulateurs). La réutilisation d'HELIOS permet, par l'intermédiaire de sa platine, d'utiliser le CMT. Elle donne ainsi accès à un large volume sous vide et aux raccordements à la station 400W. Dans ce qui suit, nous décrivons les différentes parties de l'installation. L'accent est mis sur les parties qui ont été conservées, comme elles étaient au début de cette thèse. Les modifications apportées à HELIOS seront détaillées au prochain chapitre.

Le bain

Le bain d'HELIOS est destiné à évacuer les pertes thermiques de la boucle supercritique (figure 2.11). Il est constitué d'une cuve en acier inoxydable, fermée sur sa partie haute grâce à une



FIGURE 2.11. Bloc échangeur.

bride. L'étanchéité est réalisée par un joint métallique en indium. La volumétrie du bain d'origine était de 340 L, mais des problèmes d'étanchéité ont forcé son remplacement. Les modifications apportées au bain seront détaillées dans le chapitre suivant. Toutefois, le nouveau bain conserve la même organisation et les principes énoncés ici sont conservés. En plus du bloc échangeur, le bain contient différents équipements :

- Deux chauffages électriques de la marque LUKON d'une puissance de 1 kW chacun (figure 2.12)
- Deux sondes de niveau avec un fil supraconducteur Nb-Ti de marque AMI

- Une canne équipée de sondes de température

Seul un des chauffages et une des sondes de niveau sont utilisés. Le second élément sert de secours en cas de panne. Le bain reçoit de l'hélium supercritique fourni par la ligne HP de la station 400W. La production de liquide est réalisée par une détente de Joule-Thomson au travers de la vanne CV9421 (figure 2.9). La vanne CV969 permet de réguler le retour des vapeurs vers le réfrigérateur par la ligne BP. La régulation s'effectue au choix avec le débit massique ou la pression de décharge du bain.

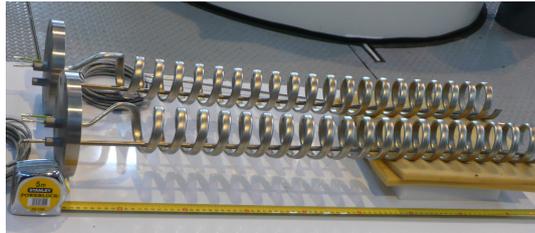


FIGURE 2.12. Chauffages du bain.

La boucle supercritique

On appelle boucle supercritique l'ensemble du circuit hydraulique où s'écoule de l'hélium supercritique. Elle comprend un circuit de tuyauteries, un bloc échangeur et un circulateur. Elle est aussi équipée d'un ensemble de vannes pour adapter la perte de charge et le débit. La boucle supercritique possède une ligne de charge d'hélium connectée à la HP du réfrigérateur par la vanne CV941, ainsi qu'une ligne de décharge connectée au bain par l'intermédiaire de la vanne CV949. Ces vannes sont utilisées pour la mise en froid de l'installation et son chargement en hélium supercritique. Grâce à elles, il est possible d'ajuster la pression dans la boucle.

Des soupapes de sécurité sont installées sur la boucle pour la protéger en cas de surpression accidentelle. La pression d'ouverture des soupapes est de 9 bar relatifs. Pour assurer une bonne étanchéité, la pression maximale dans la boucle est limitée à 9 bar absolus.

Avant le début de la thèse, la volumétrie de la boucle supercritique était d'environ 30 L. Ce volume est trop faible pour faire face aux puissances appliquées par les essais de rupture de vide et garder une pression inférieure au seuil d'ouverture des soupapes. L'agencement de la tuyauterie et des vannes installées ne correspondait plus aux besoins. Pour ces raisons, l'ensemble de la boucle supercritique a été modifié.

Le circulateur

L'hélium supercritique est mis en circulation dans HELIOS grâce à un circulateur froid fabriqué par Barber Nichols. C'est une pompe centrifuge composée d'un rouet monté sur des roulements

en acier inoxydable et mis en rotation par un moteur triphasé. Le circulateur est monté verticalement avec le moteur placé en partie chaude, à l'extérieur du cryostat (figure 2.13). Le rouet de

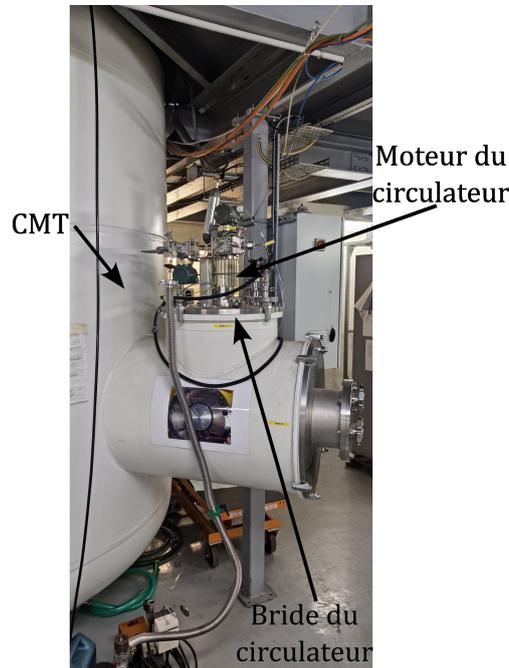


FIGURE 2.13. Circulateur installé sur le CMT.

la pompe, d'un diamètre de 68,58 mm, comporte des pales droites (figure 2.14). Il est précédé d'une hélice appelée inducteur. Son rôle est de pré-comprimer le fluide avant qu'il ne rentre dans le rouet de la pompe et d'éviter l'apparition de cavitation lors des phases de fonctionnement proche de la limite diphasique. Il est dans notre cas peu utile puisque l'hélium supercritique reste monophasique. Son rôle sur les performances de la pompe est limité.

Le moteur est uniquement refroidi par convection naturelle avec l'atmosphère extérieure. Sa vitesse de rotation est contrôlée via un variateur de fréquence sur une plage allant de 30 Hz à 160 Hz, soit une vitesse de rotation située entre 1800 et 9600 tr/min. La fixation du circulateur est assurée par une platine dédiée située en partie basse du CMT. Afin de limiter les apports thermiques depuis la température ambiante, un ensemble de disques perpendiculaires à l'axe de rotation joue le rôle d'écrans thermiques (figure 2.15).

Le circulateur peut générer des débits de 10 à 130 g.s⁻¹ pour un ΔP maximal de 1,2 bar. Une première caractérisation des performances du circulateur a été entreprise lors de la première mise en service d'HELIOS [61], [64]. À partir de mesures expérimentales, deux types de courbes caractéristiques ont pu être établies. Les premières donnent, pour différents régimes de rotation, l'évolution du ΔP aux bornes du circulateur en fonction du débit du fluide. Les secondes fournissent la variation du rendement polytropique, toujours en fonction du régime et du débit



FIGURE 2.14. Rouet du circulateur avec son inducteur.



FIGURE 2.15. Écrans thermiques du circulateur.

au travers du circulateur. Le rendement polytropique est défini par (2.1).

$$\eta_{poly} = \frac{h_{aval, is} - h_{amont}}{h_{aval} - h_{amont}} \quad (2.1)$$

Ce rendement est déterminé directement à partir de mesures de pression et de température mesurées de part et d'autre du circulateur. Il rend compte de l'énergie totale transmise au fluide au passage de la pompe. De ce fait, il intègre aussi la puissance thermique apportée à l'hélium par les pertes thermiques du circulateur, qui dans le cas d'applications cryogéniques ne sont pas négligeables. Pour ne considérer que le rendement lié au travail du compresseur, il faut inclure dans le calcul précédent la contribution des pertes statiques sur la variation d'enthalpie [61]. On obtient alors le rendement isentropique du circulateur, donné par :

$$\eta_{is} = \frac{h_{aval, is} - h_{amont}}{h_{aval} - h_{amont} - \frac{\dot{Q}_{perte}}{\dot{m}}} \quad (2.2)$$

Ce second rendement a l'avantage de découpler le travail fourni par la pompe de l'apport d'énergie induit par les pertes statiques, mais il nécessite de connaître précisément les pertes thermiques du circulateur. Lors des premiers essais réalisés avec HELIOS, les pertes statiques du circulateur ont été estimées à 9,5 W [61]. Des estimations ont également été effectuées à trois reprises au cours des deux campagnes expérimentales réalisées pour cette thèse et donnent des résultats cohérents avec les précédentes mesures (dans notre cas la première mesure donne une perte thermique de l'ordre de 5 W, les deux suivantes de 9 W). À titre de comparaison, la puissance totale (pertes thermiques + travail de la pompe) injectée par le circulateur dans l'écoulement est de l'ordre de 100 W pour une vitesse de 9000 tr/min et un débit de 50 g.s⁻¹.

À l'occasion de la transformation d'HELIOS, le circulateur a été caractérisé une nouvelle fois. Le

ΔP et le rendement isentropique obtenus en fonction du débit pour différents régimes de vitesse sont donnés respectivement par les figures 2.16 et 2.17.

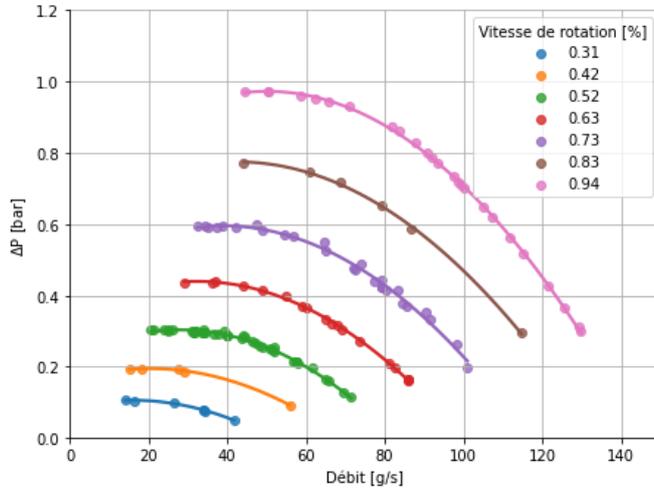


FIGURE 2.16. ΔP aux bornes du circulateur en fonction du débit pour différentes vitesses de rotation.

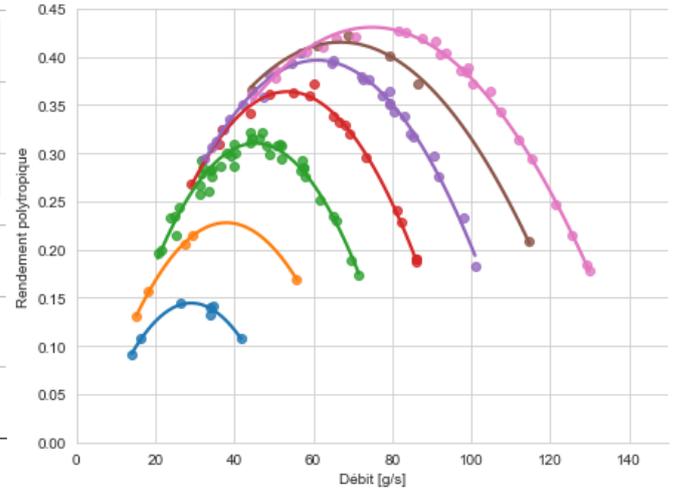


FIGURE 2.17. Rendement polytropique du circulateur en fonction du débit pour différentes vitesses de rotation.

Le bloc échangeur

Les deux échangeurs HP1 et HP2 sont regroupés au sein d'un unique et même bloc (figure 2.11). Ce bloc échangeur fait 686 mm de hauteur et a une section de 159 par 221 mm. Il est positionné dans la partie basse du bain de manière à être constamment immergé dans l'hélium liquide. Le premier échangeur thermalise l'hélium en sortie du circulateur, tandis que le second assure la dissipation de la puissance déposée sur la zone d'essai (figure 2.9). Le bloc échangeur est dimensionné pour dissiper une puissance de 1300 W, avec une marge de sécurité indiquée par le constructeur de 40 %.

Les échangeurs sont constitués de plaques en aluminium brasées sous vide. Pour chaque échangeur, le débit d'hélium supercritique est distribué entre six plaques. Ces plaques sont alternées avec des espaces libres où circule le liquide du bain en convection naturelle. L'alternance des canaux de chaque échangeur est telle qu'un même passage d'hélium liquide échange sur une de ses faces avec un canal supercritique de l'échangeur HP1, et avec un canal supercritique de HP2 sur son autre face. Dans chaque passage, des ailettes à pas décalé (figure 2.18) sont brasées entre les deux plaques en aluminium. Ces ailettes augmentent la surface d'échange et assurent un brassage du fluide qui améliore le transfert thermique par amplification de la turbulence. L'échange se produit à contre-courant. L'hélium supercritique circule du haut vers le bas de l'échangeur, tandis que le liquide du bain monte sous l'effet de la convection naturelle. Plus que la convection naturelle,

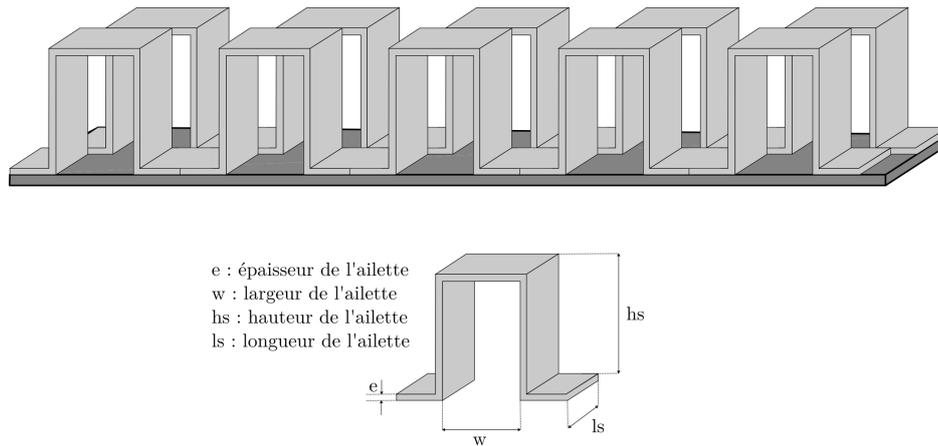


FIGURE 2.18. Ailettes à pas décalé.

l'ébullition nucléée assure la majeure partie de l'échange thermique coté bain. Celle-ci apparaît très rapidement du fait de la faible chaleur latente de l'hélium et garantit un coefficient d'échange important. Les caractéristiques de l'échangeur sont données par la table 2.1.

	HP1	HP2	Passages pour le liquide du bain
Nombre de passage	6	6	13
Surface d'échange	5 m ²	5 m ²	15 m ²
Section de passage	30 cm ²	30 cm ²	137 cm ²
Longueur de passage	594 mm	594 mm	586 mm
Épaisseur de l'ailette	0,2 mm	0,2 mm	0,2 mm
Largeur de l'ailette	1 mm	1 mm	1,4 mm
Hauteur de l'ailette	5,1 mm	5,1 mm	9,63 mm
Longueur de l'ailette	3,17 mm	3,17 mm	3,17 mm

TABLE 2.1. – Caractéristiques de l'échangeur.

2.2. Le code CATHARE

2.2.1. Introduction du code CATHARE3

La rupture de vide est un phénomène fortement transitoire impliquant des couplages entre les différents phénomènes thermohydrauliques. Afin de déterminer et de valider le nouveau dimensionnement d'HELIOS, d'aider à la mise au point des procédures expérimentales et de fournir un appui à la compréhension des phénomènes physiques qui ont lieu dans la boucle au cours du phénomène de rupture de vide, l'installation est modélisée avec un outil de calcul thermohydraulique. Le choix de l'outil s'est porté sur le code CATHARE.

CATHARE est un outil de calcul scientifique dédié à la modélisation à l'échelle système d'écoulements transitoires diphasiques dans les **R**éacteurs à **E**au **P**ressurisée (REP). Ce code est développé par le CEA depuis 1979 dans le cadre d'un accord réunissant le CEA, EDF, Framatome et l'IRSN. Ayant bénéficié de nombreuses validations expérimentales, c'est actuellement le code de référence pour les analyses de sûreté des REP français. Plusieurs versions du code ont été développées. Celle utilisée au cours de cette thèse est la plus récente, CATHARE 3 [65], [66].

Le code CATHARE fut développé dès son origine pour la modélisation d'écoulements diphasiques fortement transitoires. Pour cela, il utilise un modèle à deux fluides et six équations [67] qui sera introduit dans la section suivante. L'outil se distingue par le nombre important de corrélations, aussi appelées lois de fermeture, qui comme leur nom l'indique, sont utilisées pour fermer le système d'équations. Ces corrélations, au nombre d'environ deux cents, permettent au code de considérer l'ensemble des équilibres mécaniques et thermiques entre les différentes phases en fonction des conditions dans l'écoulement [68].

Le code CATHARE est un code dit modulaire. Le circuit hydraulique est modélisé par l'assemblage de différents objets appelés modules, qui représentent les différents éléments. Il existe trois modules principaux :

- Le module 1-D (AXIAL) pour les écoulements du fluide selon une direction principale.
- Le module 0-D (VOLUME) pour modéliser les grandes capacités avec de faible vitesse d'écoulement.
- Le module 3-D (THREED) pour modéliser les composants où les phénomènes multi-directionnels doivent être pris en compte.

La modélisation du circuit est complétée par des conditions aux limites et de nombreux sous-modules spécifiques. Ces derniers permettent de modéliser divers équipements hydrauliques (vanne, pompe, soupape, injection de liquide ou de vapeur etc) et thermiques (paroi chauffante, échangeurs, source d'énergie etc).

Le schéma numérique du code CATHARE repose sur la méthode des volumes finis pour les équations de conservation de la masse et de l'énergie, et des différences finies pour l'équation de conservation de la quantité de mouvement. Le maillage est de type décalé, c'est-à-dire que les grandeurs scalaires (pression, taux de vide, enthalpie) sont calculées aux centres des mailles et que les grandeurs vectorielles (vitesses) sont calculées aux faces, à l'interface entre deux mailles. La discrétisation temporelle est implicite pour les modules 0D et 1D, et semi implicite pour le module 3D (équation de conservation de la masse et de l'énergie en explicite, conservation de la quantité de mouvement en implicite). Le système d'équations est résolu avec la méthode itérative de Newton-Raphson associée à des critères de convergence pour les différentes variables [69].

L'un des atouts majeurs du code CATHARE est sa vaste base de qualification. La validation du code repose sur une stratégie de validation à plusieurs échelles [68], [70]. La première étape consiste en une validation sur des tests à effets séparés, où l'on s'intéresse à un phénomène physique en particulier pour vérifier la capacité de CATHARE à le modéliser. La seconde étape est une validation à l'échelle système grâce à des tests à effets intégraux. Ce type de validation repose sur la comparaison entre résultats expérimentaux et numériques obtenus sur une boucle système lors de différents scénarios de transitoire en situation normale et accidentelle. Le but est alors de vérifier que le code prend en compte l'ensemble des interactions entre les différents phénomènes physiques. La validation physique du code, c'est-à-dire la validité des corrélations utilisées et la quantification des incertitudes qui leurs sont associées, n'est garantie que pour l'eau dans des conditions proches de celles rencontrées dans un REP. Toutefois, le travail de validation effectué sur CATHARE atteste de la robustesse numérique du code.

Le code CATHARE s'est progressivement ouvert à d'autres fluides que l'eau pour répondre à de nouvelles applications et permettre la modélisation de circuits sodium pour les réacteurs à neutrons rapides [71], de circuits gaz avec des cycles de Brayton pour la conversion et le stockage d'énergie [72], [73], ainsi que celle d'écoulements d'hydrogène et d'oxygène liquide pour l'étude de la mise en froid de moteur fusée [74]. Pour accéder aux propriétés des fluides autres que l'eau, CATHARE3 fait appel à la librairie REFPROP (version 9.1) [8] développée par le National Institute of Standards and Technology (NIST). Cette base de données donne accès aux caractéristiques thermodynamiques et de transport de nombreux fluides, parmi lesquels se trouve l'hélium 4 (hors domaine superfluide). Le couplage entre CATHARE et REFPROP est assuré par le code Equations Of State (EOS), développé également par le CEA [66], [72]. L'utilisation de REFPROP n'influe que sur les propriétés du fluide et n'agit pas sur le choix des lois de fermeture, qui par conséquent restent par défaut les mêmes que celles de l'eau.

2.2.2. Le modèle deux fluides six équations

Le code CATHARE repose sur l'utilisation d'un modèle deux fluides et six équations [75]. Chaque fluide représente une des deux phases, liquide ou vapeur, de l'écoulement modélisé. Les six inconnues à déterminer sont la pression P moyenne (identique pour les deux phases), le taux de vide α , l'enthalpie de la phase liquide h_{liq} et de la phase vapeur h_{vap} , la vitesse moyenne sur la section de la phase liquide v_{liq} et de la phase vapeur v_{vap} . Le taux de vide α exprime la proportion de gaz présent dans l'écoulement et est défini comme le rapport du volume de gaz sur le volume total. Pour déterminer ces termes, CATHARE résout pour chaque phase les trois équations bilans de conservation de la masse, de quantité de mouvement et d'énergie. Le système d'équations est fermé grâce à des relations de fermeture [68]. Ces relations interviennent dans le calcul des échanges de masse, de quantité de mouvement et d'énergie entre les deux phases, ou entre une phase et les parois.

Équation de conservation de la masse

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (A \cdot \alpha_k \cdot \rho_k) + \frac{\partial}{\partial z} (A \cdot \alpha_k \cdot \rho_k \cdot v_k) \\ = (-1)^k \cdot A \cdot \Gamma \quad \text{Transfert de masse entre les phases} \\ + S_k \quad \text{terme source} \end{aligned} \quad (2.3)$$

Équation de conservation de la quantité de mouvement

$$\begin{aligned} A \alpha_k \rho_k \left(\frac{\partial v_k}{\partial t} + v_k \frac{\partial v_k}{\partial z} \right) + A \alpha_k \frac{\partial P}{\partial z} + A P_i \frac{\partial \alpha_k}{\partial z} \\ + (-1)^k A \beta \alpha (1 - \alpha) \rho_m \left(\frac{\partial v_{vap}}{\partial t} - \frac{\partial v_{liq}}{\partial t} + v_{vap} \frac{\partial v_{vap}}{\partial z} - v_{liq} \frac{\partial v_{liq}}{\partial z} \right) \quad \text{masse ajoutée} \\ = (-1)^k A \cdot \Gamma (w_i - v_k) \quad \text{transfert par changement de phase} \\ - (-1)^k A \cdot \tau_i \quad \text{frottement interfacial} \\ - \chi_f \cdot C_k \frac{\rho_k}{2} v_k |v_k| \quad \text{friction à la paroi} \\ - A \frac{K}{2 \Delta z} \alpha_k \cdot \rho_k \cdot v_k |v_k| \quad \text{perte de charge singulière} \\ + A \cdot \alpha_k \cdot \rho_k \cdot g \quad \text{gravité} \\ + \frac{R(1 - \alpha_k)}{4} \cdot P_i \cdot \frac{\partial A}{\partial z} \quad \text{stratification} \\ + S M_k \quad \text{terme source} \end{aligned} \quad (2.4)$$

Équation de conservation de l'énergie

$$\begin{aligned} A \frac{\partial}{\partial t} \left(\alpha_k \cdot \rho_k \left[h_k + \frac{v_k^2}{2} \right] \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(A \cdot \alpha_k \cdot \rho_k \cdot v_k \left[h_k + \frac{v_k^2}{2} \right] \right) - A \cdot \alpha_k \frac{\partial P}{\partial t} \\ = A \cdot q_{ke} \quad \text{échange thermique à l'interface} \\ + \chi_c \cdot q_{pk} \quad \text{échange thermique phase-paroi} \\ + (-1)^k A \cdot \Gamma \left(h_k + \frac{w_i^2}{2} \right) \quad \text{transfert par changement de phase} \\ + A \cdot \alpha_k \cdot \rho_k \cdot v_k \cdot g \quad \text{énergie potentielle de pesanteur} \\ + S E_k \quad \text{terme source} \end{aligned} \quad (2.5)$$

L'indice k indique la phase concernée : k = 1 pour la phase vapeur et k = 0 pour le liquide. Les différents termes donnés par les lois de fermeture sont les suivants :

- Γ , le transfert de masse entre les phases
- P_i , la pression interfaciale
- β , coefficient de masse ajoutée
- w_i , la vitesse interfaciale
- τ_i , le frottement interfacial

- C_k , le coefficient de frottement pour la phase k .
- R , le taux de stratification
- q_{ke} , l'échange thermique entre la phase k et l'interface.
- q_{pk} , l'échange thermique entre la phase k et la paroi

L'équation de conservation de l'énergie est écrite sous la forme de la conservation de l'enthalpie massique totale puisque CATHARE travaille avec l'enthalpie et non l'énergie interne. Des termes sources sont présents dans les équations, ce qui permet l'ajout d'éventuelles sources (ou à l'inverse de puits) de masse, de quantité de mouvement ou d'énergie.

Bien que prévu initialement pour réaliser des calculs diphasiques, CATHARE offre la possibilité d'effectuer des calculs pour des écoulements monophasiques vapeur ou supercritique¹, sans la présence d'une phase résiduelle [72]. Grâce à cette option, seules les trois équations bilans de la phase restante sont résolues. Elles sont simplifiées puisque le taux de vide est alors de un et que l'ensemble des termes liés au diphasique ne sont plus à prendre en compte. Au delà de la simplification du modèle, le temps de calcul est aussi réduit par rapport à une modélisation diphasique, principalement du fait que REFPROP n'a plus à calculer les propriétés de la phase non considérée. Dans le cas de l'hélium supercritique, l'utilisation de cette option est par ailleurs obligatoire dès lors que l'on souhaite modéliser des écoulements proches du point critique. Au moment de la réalisation de cette thèse, la continuité des propriétés de l'hélium liquide et de l'hélium supercritique n'était pas assurée, empêchant ainsi toute transition de la phase liquide vers le supercritique. La réalisation de calculs monophasiques permet d'éviter les erreurs de convergence dans cette zone liée à la non continuité des propriétés calculées pour la phase liquide.

2.2.3. Les manques identifiés dans le code CATHARE spécifiques à la modélisation des écoulements d'hélium et du phénomène de rupture de vide

Le modèle deux fluides six équations et le couplage de CATHARE avec la base de données REFPROP fournissent une base solide pour la modélisation d'écoulements d'hélium. Cependant, quelques manques dans le code ont été identifiés pour modéliser correctement ou entièrement une rupture de vide sur la boucle HELIOS. Ces lacunes sont séparées en deux catégories : celles qui sont spécifiques à la modélisation des écoulements d'hélium au travers des lois de fermeture, et celles spécifiques à la rupture de vide.

Adaptation des lois de fermeture

Les lois de fermeture du code CATHARE furent développées pour l'eau, pour des conditions de température et de pression spécifiques des réacteurs à eau pressurisée. Certaines corrélations

1. Le domaine supercritique est considéré dans la continuité de la phase vapeur par le code.

utilisées par CATHARE sont spécifiques à ces applications et ne peuvent être appliquées à l'hélium. Dans le cadre de la thèse, la modélisation d'HELIOS doit inclure un modèle monophasique de la boucle supercritique et un modèle diphasique du bain.

Pour un écoulement monophasique, le nombre de lois de fermeture est réduit à deux seulement. Elles ne concernent que le calcul du coefficient de frottement en paroi et l'échange thermique fluide paroi. Pour ces deux paramètres, les lois de fermeture employées sont respectivement la corrélation de Zigrand et Sylvester (équation (1.43)) et celle de Dittus Boelter (équation (1.45)). Ces corrélations ne sont pas spécifiques à l'eau, mais comme énoncé dans l'étude bibliographique, elles ont été établies pour des écoulements sous-critiques. Elles seront tout de même utilisées pour la modélisation de la boucle supercritique. La corrélation de Gnielinski (équation (1.46)) peut aussi être utilisée à la place de celle de Dittus Boelter.

Pour la modélisation du bain, le paramètre important pour la compréhension des phénomènes et le dimensionnement de la boucle est le flux échangé entre le liquide et les échangeurs. Les régimes d'écoulement diphasique dans le bain et dans les échangeurs ne constituent pas l'objet du travail de recherche effectué ici. Dans ce cadre, les seules corrélations qui impactent la modélisation d'HELIOS sont le calcul du flux en ébullition nucléée et le calcul du flux critique pour le passage en ébullition en film. Pour cette dernière, le dimensionnement d'HELIOS est réalisé de sorte à ne jamais passer en ébullition en film. La corrélation d'origine n'a donc pas été modifiée. Pour l'ébullition nucléée, la corrélation de THOM utilisée en temps normal [67] par CATHARE conduit à une mauvaise estimation de la température de paroi pour un flux donné. Elle est remplacée par une approximation de la corrélation de Kutateladze [7], sous la forme :

$$\dot{q} = h_{en} (T_p - T_f)^{2,5} \quad (2.6)$$

$$h_{en} = 1436,47 \cdot e^{3,69 \cdot 10^{-5} \cdot P} \quad (2.7)$$

avec P la pression du bain. Cette formulation est obtenue par régression exponentielle en fonction de la pression du coefficient d'échange calculé avec la corrélation de Kutateladze pour l'hélium. L'interpolation couvre le domaine de pression du bain entre 1 et 1,8 bar.

Modélisation du phénomène de rupture de vide

CATHARE n'est actuellement pas capable de prendre en considération la condensation solide de l'azote. Aucune corrélation n'est implémentée pour calculer un débit de condensation solide, ni le flux thermique qui en résulte. La puissance déposée par la rupture de vide est donc approximée par la prise en compte de conditions limites de type flux imposé ou température de paroi et coefficient d'échange externe imposés. Plus de détails sur la modélisation de la rupture sont donnés dans la section 3.1.2

Chapitre 3.

Modélisation d'HELIOS avec le code CATHARE et nouveau dimensionnement de la boucle

Aperçu

3.1. Modélisation d'HELIOS	70
3.1.1. Modèle de la boucle supercritique	70
3.1.2. Modèle de parois	71
3.1.3. Modèle de vannes	72
3.1.4. Modèle du circulateur	73
3.1.5. Modèle pour les échangeurs	76
Échangeurs HP1 et HP2	76
Pré-échangeur	77
3.1.6. Modélisation du bain	78
3.2. Nouveau dimensionnement de l'installation	81
3.2.1. Nouveaux critères de dimensionnement pour la boucle HELIOS	81
3.2.2. Section d'essai	83
Section d'essai électrique	84
Section d'essai à rupture de vide	84
3.2.3. Ajout d'un pré-échangeur	88
3.2.4. Modification du circuit de tuyauterie sur la boucle supercritique	90
Nouvelle volumétrie de la boucle	90
Ajout d'une ligne de bypass	92
Positionnement des vannes	93
3.2.5. Modification du bain d'HELIOS	94
Nouvelle volumétrie du bain	94

Installation d'une ligne de décharge et raccordement du bain au système de récupération d'hélium	95
Gestion du bain au cours des essais de rupture de vide	96
3.3. Instrumentation et contrôle de l'installation	97
3.3.1. Système d'acquisition et de pilotage de l'installation	97
3.3.2. Instrumentation de l'enceinte à rupture de vide	98
3.3.3. Instrumentation du bain d'HELIOS	101
3.3.4. Instrumentation de la boucle supercritique	103
Mesures aux bornes de la section d'essai	103
Thermométrie de la boucle supercritique	104
Mesures de débit sur la boucle supercritique	106
Mesures de pression sur la boucle supercritique	106
Mesure de la puissance déposée par le chauffage de la section d'essai électrique	106
3.4. Bilans de puissance pour déterminer la puissance déposée à l'hélium supercritique	107
3.4.1. Bilans enthalpiques sur la boucle supercritique	107
3.4.2. Bilans en bain fermé	110
Bain fermé associé à un volume 0D	111
Bain fermé associé à trois sous-volumes 0D	112
Bain fermé associé à neuf sous-volumes 0D	114
3.4.3. Bilans bain ouvert	117
Décharge du bain isobare	117
Décharge du bain non isobare	119

3.1. Modélisation d'HELIOS

Le modèle CATHARE d'HELIOS comprend deux circuits hydrauliques distincts : un pour la boucle supercritique et le second pour le bain diphasique. Les transitoires modélisés ne comprennent pas de phase de transfert de masse entre le bain et la boucle, aussi chaque circuit est considéré isolé et les lignes de transfert ne sont pas incluses dans le modèle. Le couplage thermique par le biais des échangeurs est considéré via l'utilisation d'un sous module dédié de CATHARE, dont la mise en place sera détaillée dans la suite du document.

3.1.1. Modèle de la boucle supercritique

La modélisation du circuit de la boucle supercritique est réalisée pour un écoulement monophasique pur, comme décrit dans la section 2.2.2. CATHARE est un code adapté à l'échelle système et l'ensemble de la modélisation repose sur le principe de canal équivalent. Chaque ligne de la

boucle est représentée par un élément 1D disposant des mêmes caractéristiques hydrauliques. Ces caractéristiques sont la longueur, la section de passage du fluide et le périmètre frottant. Le nombre de mailles de chaque élément 1D est ajusté de manière à assurer la convergence du modèle. La perte de charge est presque exclusivement due au passage du fluide au travers des vannes. En conséquence, les pertes singulières causées par les coudes et variations de section sont négligées.

L'ensemble de la géométrie de la boucle a été remis à jour une fois les plans de la nouvelle boucle édités. Le respect de la volumétrie des lignes où s'écoule l'hélium est primordial pour estimer correctement les temps de transit et rendre compte correctement du comportement de la boucle. Toutefois, les volumes non-circulants comme les lignes de décharge des soupapes, ou encore les lignes de transfert fermées par une vanne, ne sont pas inclus dans le modèle. Ce choix se justifie par la présence dans ces lignes de gradients thermiques qui ne peuvent pas être caractérisés. Le comportement de ces volumes est alors difficile à prendre en considération. Pour les calculs de dimensionnement de la boucle, aucun volume tampon n'est ajouté au modèle pour considérer la présence de volumes morts. En sous estimant le volume réel du circuit, cette approche va dans le sens de la sécurité puisqu'elle conduit à surestimer le pic de pression dans la boucle lorsqu'elle est soumise à un pulse thermique.

3.1.2. Modèle de parois

Il est possible d'assigner à chaque canal 1D une paroi thermique grâce au sous-module *WALL*. *CATHARE* prend alors en compte le transfert thermique entre la paroi et le fluide, de même que l'accumulation d'énergie et la conduction thermique au travers de chaque paroi par résolution de l'équation de la chaleur. Il est assumé que le transport d'énergie par le fluide est prédominant par rapport à la conduction thermique au travers des matériaux, par défaut l'équation de la chaleur n'est résolue que dans la direction radiale. *CATHARE* dispose d'une base de données contenant les propriétés thermiques d'un certain nombre de matériaux, mais ces données ne sont pas compatibles avec un usage à température cryogénique. De nouveaux matériaux, avec leurs propriétés thermiques propres, peuvent être créés. Pour la modélisation d'HELIOS, les propriétés à basse température de l'inox, du cuivre et de l'aluminium ont été implémentées. Pour chaque matériau, on renseigne l'évolution de la conductivité et de la capacité thermique en fonction de la température sous la forme d'un polynôme. Les propriétés utilisées sont issues du NIST [76]. La capacité thermique des matériaux aux très basses températures est souvent négligeable, mais leur très faible conductivité thermique doit être prise en compte dans le calcul des transferts thermiques, puisque la résistance thermique de la paroi peut devenir la résistance thermique principale et limiter l'échange.

L'échange entre une paroi et l'environnement extérieur peut être considéré par l'application de conditions limites. Il peut s'agir d'un flux thermique imposé sur la face externe de la paroi, ou

bien d'un coefficient d'échange et d'une température extérieure. Dans les deux cas, le gradient thermique au travers de la paroi est calculé par le code. Il est également possible d'appliquer directement dans la paroi une puissance thermique volumique, auquel cas l'échauffement est interne à la paroi. Pour la modélisation de la boucle HELIOS, le sous-module WALL est utilisé pour simuler les pertes thermiques déposées sur le circuit de tuyauterie. Avant la réalisation des campagnes expérimentales, les pertes radiatives ont été estimées par calcul du flux radiatif reçu par chaque portion de tuyauterie, puis appliquées dans le modèle au travers d'un flux externe imposé sur les parois correspondantes. Ces valeurs ont ensuite été corrigées, après que des mesures de pertes furent réalisées au cours des campagnes expérimentales.

Le sous-module WALL est également employé pour modéliser la portion de tuyauterie soumise à la rupture de vide. Une description précise de cette partie du circuit est donnée dans la suite du document à la section 3.2.2. La condensation de l'atmosphère extérieure sur une conduite d'hélium supercritique est modélisée par l'application d'un coefficient d'échange et d'une température externe. Pour les calculs de dimensionnement d'HELIOS, le coefficient d'échange extérieur, associé au phénomène de condensation, est imposé à $2 \cdot 10^6 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$. Comme vu lors de l'étude bibliographique, l'estimation du coefficient d'échange dû à la condensation solide et à la condensation en film qui s'ensuit n'est pas aisée. L'utilisation d'un coefficient aussi élevé revient à négliger la résistance thermique associée à la condensation et à la conduction thermique au travers de la couche de glace et du film liquide. Cette approche est cohérente dans le cadre du dimensionnement de l'installation, puisqu'elle surestime l'efficacité de la condensation et induit une marge de sécurité sur l'estimation de la puissance déposée au fluide. On associe à ce coefficient d'échange une température pour le milieu extérieur de 77 K, soit la température de saturation de l'azote à 1 bar¹. Cette température correspond à celle du film liquide qui se forme autour de la tuyauterie une fois l'enceinte à vide revenue à pression atmosphérique.

3.1.3. Modèle de vannes

Les vannes installées sur HELIOS sont des vannes pilotées de la marque WEKA et VELAN. Elles sont actionnées par un servomoteur pneumatique tandis que leur ouverture est contrôlée par des positionneurs. Le calcul de la perte de charge au travers d'une vanne, réalisé par CATHARE, suit la norme sur les vannes de régulation IEC 60534 [77]. Pour une ouverture donnée, une vanne est caractérisée par son coefficient de débit CV. Le CV d'une vanne correspond au débit massique d'eau en gal.min⁻¹ qui la traverse lorsque la différence de pression à ses bornes est de 1PSI. Dans le cas d'un écoulement compressible, le CV est relié au débit massique par l'intermédiaire de l'équation (3.1).

$$\dot{m} = \frac{CV \cdot N_6 \cdot Y \sqrt{x \cdot P_{amont} \cdot \rho_{amont}}}{3600} \quad (3.1)$$

1. Les expériences de perte de vide menées sur les réservoirs montrent les températures de paroi restent inférieures à cette limite

Avec

$$x = \min\left(\frac{\Delta P_{\text{vanne}}}{P_{\text{amont}}}, x_T\right) \quad (3.2)$$

$$F_\gamma = \frac{\gamma}{1.4} \quad (3.3)$$

$$Y = 1 - \frac{x}{3 \cdot F_\gamma \cdot x_T} \quad (3.4)$$

Les valeurs que peut prendre le coefficient x sont limitées par $x_T = \frac{\Delta P_{\text{vanne,sonique}}}{P_{\text{amont}}}$. Ce facteur correspond au moment où l'écoulement devient sonique. Une diminution de la pression en aval de la vanne n'entraîne alors plus d'augmentation du débit. La variation du coefficient de débit CV en fonction de l'ouverture de la vanne est entrée dans le modèle sous forme tabulée. Les vannes utilisées sur HELIOS ont une caractéristique intrinsèque de débit égal pourcentage, c'est-à-dire que leur CV varie avec le même pourcentage pour des accroissements de courses identiques.

3.1.4. Modèle du circulateur

Le circulateur de la boucle est modélisé à l'aide du sous-module *PUMP* de *CATHARE*. Ce sous-module fournit un modèle 0D de la pompe, placé au nœud vectoriel d'une maille d'un canal 1D. Grâce aux lois de similitudes développées pour les turbomachines, le modèle calcule les performances de la pompe (hauteur et échauffement du fluide) en fonction de sa vitesse de rotation et du débit qui la traverse. Une description détaillée de l'approche utilisée est donnée dans [78]. Ce modèle est non prédictif et nécessite qu'on lui renseigne des points de fonctionnement de la pompe que l'on souhaite modéliser sous la forme de courbes homologues.

Les performances du circulateur sont définies à partir du couplet hauteur/couple hydraulique (H , C) dont les expressions sont données respectivement par les équations (3.5) et (3.6). Elles sont déterminées pour différents points de fonctionnement caractérisés par la vitesse de rotation ω et le débit volumique Q_v .

$$H = \frac{\Delta P}{\rho} \quad (3.5)$$

$$C = \frac{\dot{m} \Delta h}{\omega \rho} \quad (3.6)$$

Les caractéristiques de la pompe sont renseignées dans le code à l'aide de quatre variables adimensionnelles, dites grandeurs réduites :

- Vitesse de rotation réduite $\alpha = \frac{\omega}{\omega_N}$
- Débit volumique réduit $\nu = \frac{Q_v}{Q_{vN}}$
- Hauteur réduite $h = \frac{H}{H_N}$

— Couple hydraulique réduit $\beta = \frac{C}{C_N}$

avec ω_N, Q_{vN}, H_N et C_N respectivement la vitesse de rotation, le débit, la hauteur et le couple de la pompe à son point de fonctionnement nominal. En fonction des valeurs du débit volumique réduit et de la vitesse de rotation réduite, le domaine de fonctionnement de la pompe est divisé en plusieurs zones appelées quadrant de fonctionnement (figure 3.1). Chaque quadrant délimite une

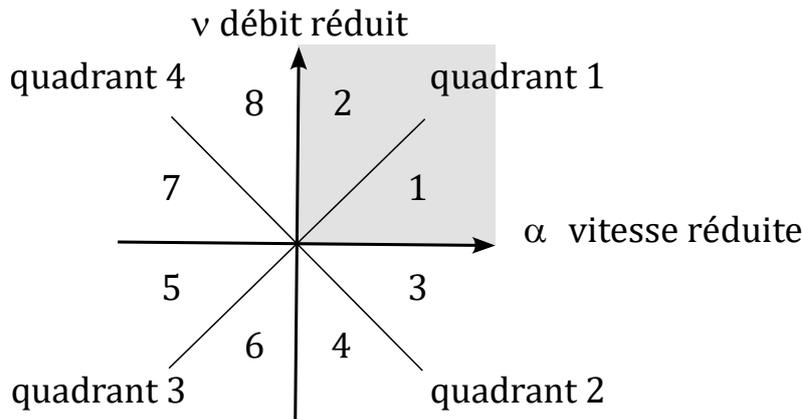


FIGURE 3.1. Quadrants et octants de la pompe. Les deux octants considérés pour la modélisation du circulateur sont identifiés par le fond grisé.

zone de fonctionnement de la pompe en fonction de son sens de rotation et du sens de l'écoulement la traversant. Cette distinction rend compte des différents cas de fonctionnement de la pompe, y compris les situations accidentelles comme par exemple la présence de contre-courant dans la pompe. Les quadrants sont eux-mêmes divisés en demi quadrants, appelés octants. Pour un même quadrant, l'appartenance à l'un ou l'autre des octants dépend de la valeur du rapport α/ν entre la vitesse et le débit volumique réduits. En fonction de la valeur de ce ratio, un octant décrit le fonctionnement de la pompe en fonction de si elle se trouve en situation de sous-débit ou de sur-débit par rapport à son point de fonctionnement nominal. Pour $\alpha/\nu < 1$, la pompe fonctionne en sur-débit (octants pairs). Les performances du circulateur sont définies selon la variation du rapport α/ν , par des grandeurs dites *homologues* et données par :

- $\frac{h}{\nu^2}$ pour la hauteur
- $\frac{\beta}{\nu^2}$ pour le couple

Pour $\alpha/\nu > 1$, la pompe fonctionne en sous-débit (octants impairs). Les performances de la pompe sont maintenant définies en fonction du ratio ν/α . Les grandeurs homologues utilisées sont cette fois-ci définies par :

- $\frac{h}{\alpha^2}$ pour la hauteur
- $\frac{\beta}{\alpha^2}$ pour le couple

Les cas d'inversion de débit ou de sens de rotation de la pompe ne sont pas considérés dans la modélisation d'HELIOS. Seules les caractéristiques du premier quadrant, qui correspond au fonctionnement normal du circulateur, sont renseignés. Ce quadrant comprend le premier et le deuxième octant.

En l'absence de données constructeur suffisantes, les performances du circulateur ont été déterminées à partir des données expérimentales disponibles. L'ensemble du domaine de fonctionnement du circulateur est parcouru en imposant différentes vitesses de rotation. Pour une même vitesse, plusieurs débits sont réalisés en jouant sur l'ouverture des vannes de la boucle supercritique. Pour le calcul du couple hydraulique, la variation d'enthalpie au travers du circulateur est calculée grâce aux mesures de températures et de pression amont et aval. Pour les pompes non cryogéniques, les apports d'énergie au fluide par les pertes thermiques sont généralement négligeables, mais ce n'est pas le cas dans la gamme de température rencontrée sur HELIOS. Afin de différencier les contributions associées aux pertes thermiques et au brassage du fluide par le circulateur, on soustrait à la variation d'enthalpie le terme $\frac{\dot{Q}_{perte}}{\dot{m}}$. La puissance associée aux pertes est de 9 W (section 2.1.5). L'équation (3.6) devient alors :

$$C = \frac{\dot{m} \left(\Delta h_{mes} - \frac{\dot{Q}_{perte}}{\dot{m}} \right)}{\omega \rho} \quad (3.7)$$

avec Δh_{mes} la variation d'enthalpie mesurée aux bornes du circulateur. La hauteur est donnée par la mesure de pression différentielle. Les courbes homologues obtenues pour les octants 1 et 2 sont données par les figures 3.2 et 3.3. Le domaine de fonctionnement stable du circulateur

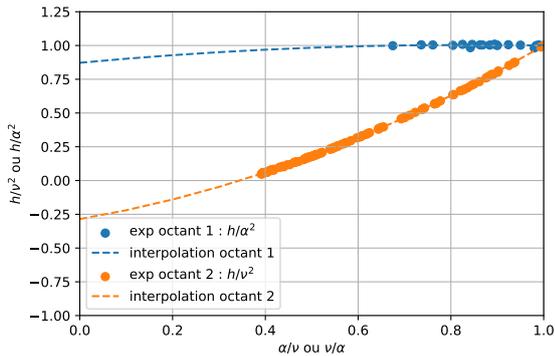


FIGURE 3.2. Courbes homologues de hauteur du circulateur pour les octants 1 et 2.

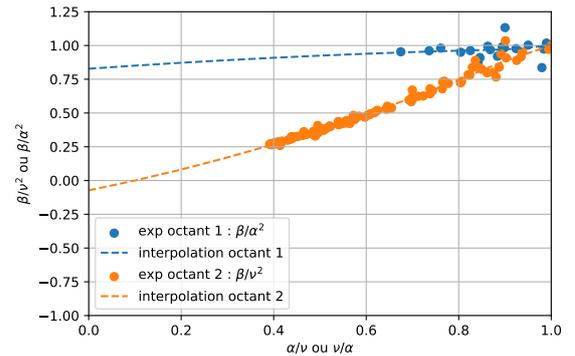


FIGURE 3.3. Courbes homologues de couple hydraulique du circulateur pour les octants 1 et 2.

ne couvre pas l'ensemble des deux octants. Ainsi, nous ne disposons d'aucun point expérimental lorsque $\nu/\alpha < 0,67$ dans le cas du premier octant, ni lorsque $\alpha/\nu < 0,4$ pour le second octant.

Les points expérimentaux sont interpolés et les résultats de l'interpolation sont entrés dans le modèle CATHARE. L'apport de chaleur associé aux pertes thermiques sur le circulateur est pris en compte par l'ajout d'une source d'énergie, positionnée sur la première maille en aval de la pompe.

3.1.5. Modèle pour les échangeurs

Échangeurs HP1 et HP2

Les échangeurs HP1 et HP2 sont modélisés par un ensemble de trois canaux 1D (figure 3.4)². Deux d'entre eux appartiennent au circuit hydraulique de la boucle supercritique. Ils modélisent l'ensemble des plaques de chaque échangeur où circule l'hélium supercritique. Le troisième canal appartient au circuit hydraulique modélisant le bain et représente les passages de liquide du bloc échangeur. Chaque passage pour le liquide est en contact thermique avec une plaque de l'échangeur HP1 et une plaque de l'échangeur HP2. Dans le modèle, les deux échangeurs sont donc couplés thermiquement au même canal du bain par le biais du sous-module *EXCHANGER* de CATHARE. Grâce à ce sous-module, le code calcule pour chaque échangeur le transfert thermique entre les deux circuits en fonction de la conduction au travers de la plaque d'aluminium et du coefficient d'échange de part et d'autre de la paroi. Les caractéristiques hydrauliques des

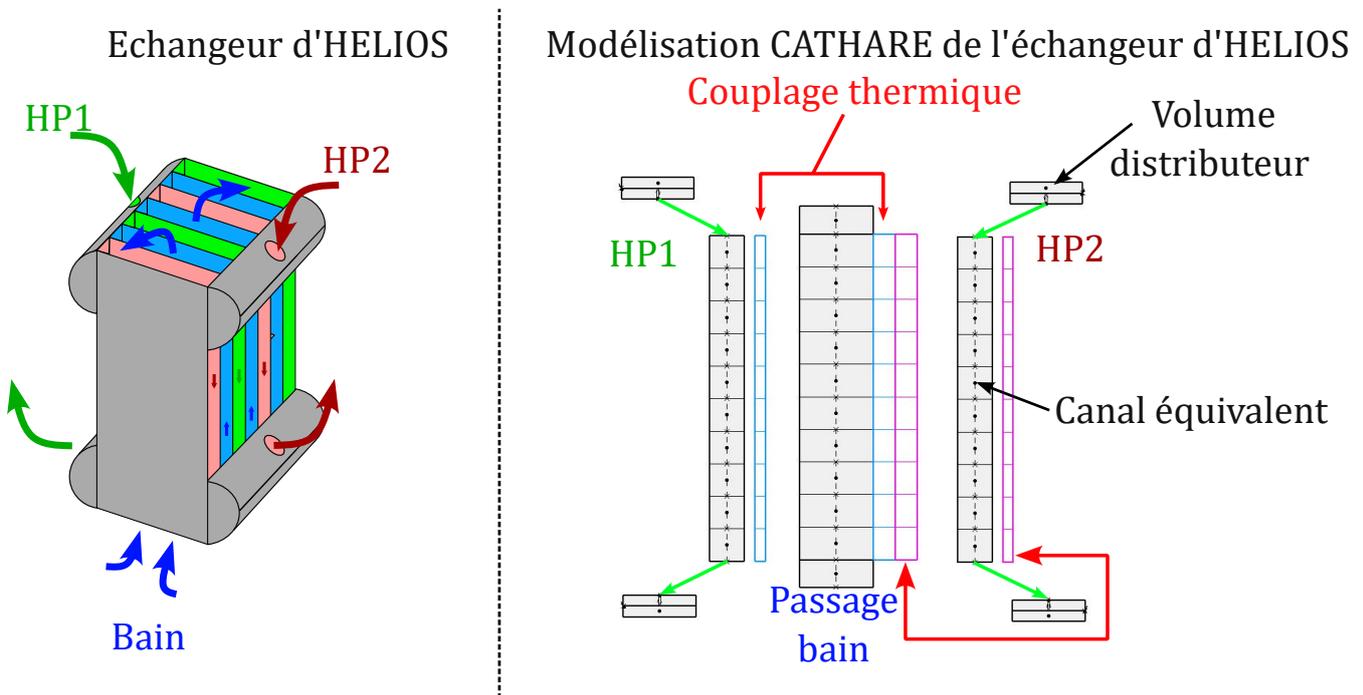


FIGURE 3.4. Principe de modélisation du bloc échangeur HP1-HP2 d'HELIOS avec le code CATHARE.

2. Pour la clarté du schéma, le nombre de maille présent sur l'illustration n'est pas représentatif du maillage utilisé

trois canaux sont déterminées à partir des données constructeurs. La section hydraulique et le périmètre frottant de chaque élément 1D sont équivalents à ceux de l'ensemble des passages du fluide modélisés. Les données constructeurs (voir table 2.1 section 2.1.5) indiquent des longueurs de passage différentes entre les plaques supercritiques (594 mm) et les plaques bain (586 mm). On suppose que l'échange n'a lieu que sur la longueur commune entre les deux passages, en conséquence les deux conduites représentant HP1 et HP2 sont couplées thermiquement au canal du bain sur une longueur de 586 mm. De même, la différence de taille entre les ailettes côté bain et côté supercritique induit un écart sur la surface d'échange (table 2.1) disponible de part et d'autre de l'échangeur. Le modèle d'échangeur de CATHARE ne peut prendre en compte que des surfaces d'échange égales de chaque côté. Pour cette raison il a été choisi d'imposer pour chaque échangeur la surface d'échange du côté supercritique, soit 5 m^2 . La surface d'échange totale côté bain est alors de 10 m^2 , soit 5 m^2 de moins qu'annoncé par le fabricant. Ce choix est justifié par le fait que l'échange thermique au sein de l'échangeur est dirigé par le coefficient d'échange par convection forcée dans l'hélium supercritique. C'est aussi le choix le plus cohérent vis à vis du dimensionnement et de la sûreté de l'installation³. L'impact des ailettes ne se limite pas à accroître la surface d'échange. Elles contribuent aussi à l'amplification du coefficient de transfert par convection grâce à la turbulence et au brassage du fluide qu'elles engendrent. CATHARE donne la possibilité de remplacer localement la corrélation de Dittus Boelter normalement utilisée pour calculer le coefficient d'échange en convection forcée par une corrélation dédiée proposée par Manglik et Bergles [79]. Le calcul du coefficient d'échange prend alors en compte la géométrie des ailettes à pas décalé.

Pour prendre en compte la conduction thermique au travers des plaques d'aluminium, l'équation de la chaleur est résolue dans le cas d'une paroi plane. Aucune surépaisseur n'est prise en compte pour le calcul de la conduction thermique au travers des ailettes. Le sens d'écoulement de l'hélium dans les différentes parties de l'échangeur est respecté afin de conserver l'échange à contre-courant. HP1 et HP2 disposent tous deux d'un distributeur et d'un collecteur pour répartir l'hélium entre les différentes plaques. Ces volumes sont modélisés par des éléments 0D placés en amont et en aval du canal échangeur. La géométrie précise de ces éléments ne peut être déterminée à partir des plans disponibles. Le volume des éléments 0D est ajusté de manière à retrouver la volumétrie totale de l'échangeur donnée par le constructeur.

Pré-échangeur

Un pré-échangeur a été inclus dans le circuit supercritique au cours des travaux de modification de la boucle. Les raisons de cet ajout ainsi que le dimensionnement de ce pré-échangeur sont détaillés dans la suite du document à la section 3.2.3. Ce nouvel échangeur est positionné en

3. La réduction de la surface d'échange côté bain augmente artificiellement la densité de flux à laquelle est soumis le liquide. Si la densité de flux critique n'est pas atteinte pour cette surface réduite, on s'assure qu'elle ne le sera pas non plus pour une surface d'échange supérieure.

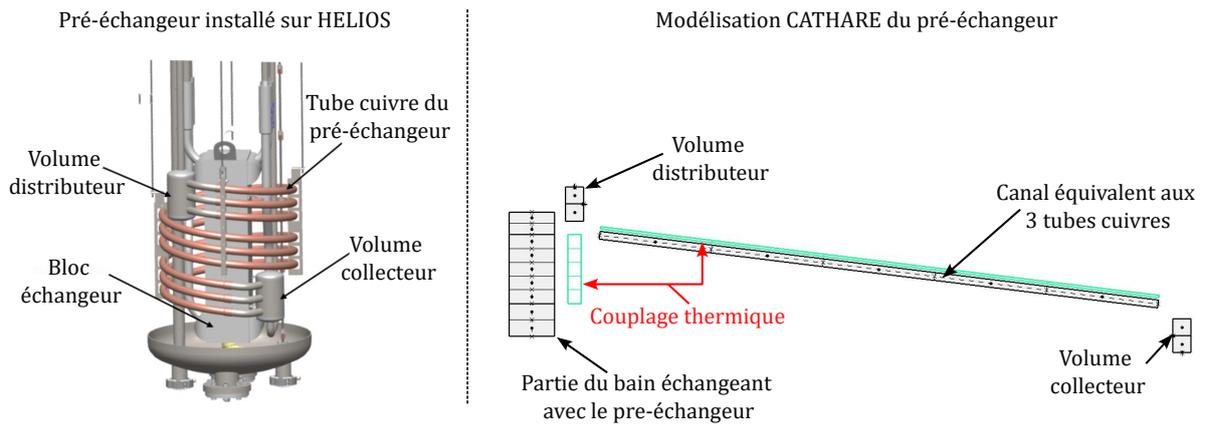


FIGURE 3.5. Principe de modélisation du pré-échangeur installé sur HELIOS avec le code CATHARE.

amont de l'échangeur HP2. Il est constitué de trois tubes en cuivre parallèles, enroulés et immergés dans le bain. Un volume répartit l'hélium supercritique dans les trois canaux. Les écoulements se rejoignent ensuite dans un collecteur, avant d'être envoyés vers l'échangeur HP2. Le pré-échangeur est modélisé par deux éléments 0D, un pour le collecteur et un pour le distributeur, ainsi qu'un axial dont les caractéristiques hydrauliques sont équivalentes aux trois tubes de cuivre (figure 3.5). Le couplage thermique avec le bain est réalisé par le biais d'un canal 1D dédié et inclus dans le circuit modélisant le bain. Cette partie de la modélisation est décrite dans la section suivante. La surface d'échange considérée dans le modèle du pré-échangeur correspond à la surface combinée des trois conduits.

3.1.6. Modélisation du bain

Le modèle du bain prend en compte le caractère diphasique de l'écoulement. Pour représenter des volumes dont les dimensions sont grandes par rapport aux jonctions, et où les vitesses d'écoulement sont faibles, on fait généralement appel au module 0D. Cependant, la convection naturelle et le brassage du fluide dus aux puissances thermiques dissipées dans les échangeurs ne sont pas négligeables. De plus, l'utilisation d'éléments 1D pour le bloc échangeur permet de vérifier en première approximation que la puissance déposée ne mène pas à une vaporisation complète du liquide et un assèchement des parois dans les canaux côté bain.

Le bain d'HELIOS est modélisé à l'aide de deux éléments 0D et de trois éléments 1D (figure 3.6). Les deux volumes 0D représentent la partie haute et le fond du bain. Ces deux zones sont reliées entre elles par l'intermédiaire des trois canaux 1D, placés parallèlement les uns aux autres. Le premier canal est utilisé pour modéliser les passages pour le liquide du bloc échangeur contenant HP1 et HP2, le second représente la section annulaire comprise entre le bloc échangeur et le pré-échangeur, et le dernier modélise la section du bain contenant le pré-échangeur. Dans la

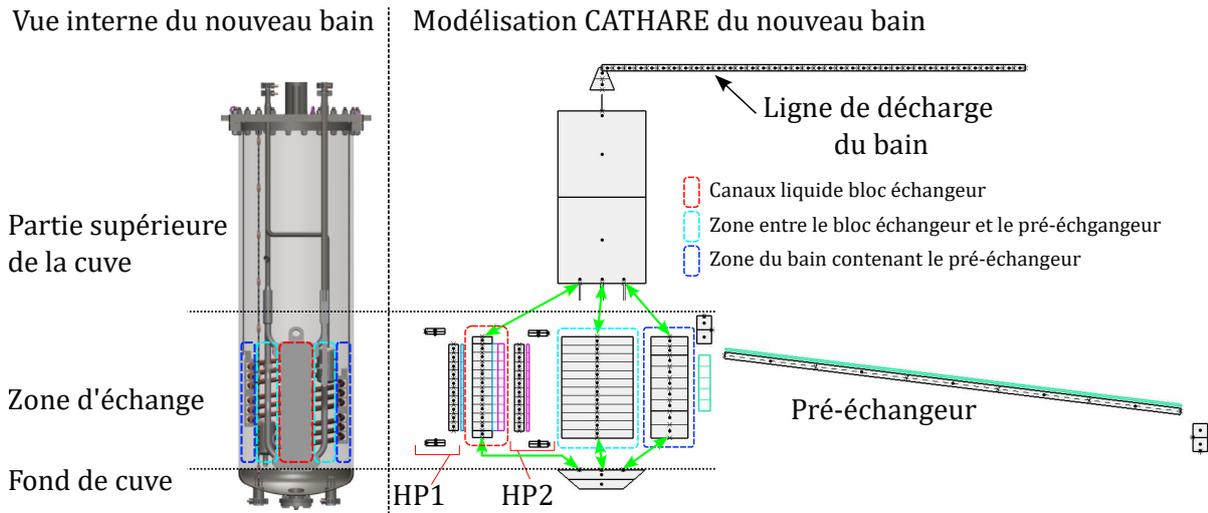


FIGURE 3.6. Modélisation du bain d'HELIOS avec le code CATHARE.

réalité, les tubes du pré-échangeur sont immergés dans le bain et ne sont pas isolés physiquement du reste de la cuve. On pourrait donc ne considérer qu'un seul élément 1D regroupant le second et troisième canal. Cependant, la modélisation 1D n'autorise la circulation du fluide que dans un sens sur l'ensemble de la maille. Avec un modèle à deux axiaux, où chacun reçoit une charge thermique de la part de l'échangeur qu'il contient, la recirculation de l'hélium sous l'effet de la convection naturelle ne peut être correctement considérée. L'approche proposée consiste à séparer dans le modèle cette partie du bain en deux zones distinctes : une zone périphérique, où l'écoulement est fortement influencé par le pré-échangeur, et une zone centrale entre le pré-échangeur et le bloc échangeur, par laquelle l'hélium liquide plus froid et dense descend au fond du bain. Cette approche n'est pas totalement satisfaisante vis-à-vis de la convection dans le bain, car la modélisation par deux axiaux néglige totalement les échanges et l'entraînement entre les deux contre-courants. Il serait possible de mieux prendre en compte ces effets en modélisant le bain d'HELIOS avec le module 3D de CATHARE, en contrepartie d'un allongement des temps de calcul et d'un modèle plus complexe à mettre en œuvre. Comme la majorité de l'échange thermique entre le bain et les échangeurs a lieu par ébullition nucléée, l'effet de la convection naturelle est faible et il a été jugé préférable de conserver une approche 1D/0D.

Les trois canaux ont une hauteur identique de 0,686 m, soit la hauteur du bloc échangeur. Le premier axial est défini avec des caractéristiques hydrauliques (section, périmètre frottant) équivalentes aux treize passages côté bain de l'échangeur. Pour calculer la section de passage du second élément 1D, on assimile le centre de la section annulaire à un disque, dont la surface est équivalente à celle occupée par le bloc échangeur. Le diamètre central de la section annulaire est calculé selon $D_{central} = \sqrt{4 \frac{l \cdot L}{\Pi}}$, avec $l = 0,221$ m et $L = 0,159$ m, les dimensions d'une section horizontale de la structure du bloc échangeur. Le diamètre externe de la section annulaire

est quant à lui défini par $D_{extSA} = D_{bain} - 2 \cdot L_{influPREHP}$, avec D_{bain} le diamètre interne de la cuve bain et $L_{influPREHP}$ la largeur de la zone d'influence du pré-échangeur. La section de l'axial est donc donnée par $S = \Pi (D_{extSA}^2 - D_{central}^2) / 4$. Le troisième axial représente la tranche de fluide comprise entre la paroi externe de la cuve et le diamètre extérieur D_{extSA} de la zone inter-échangeurs définie précédemment. Une partie du volume de cette zone est occupée par le pré-échangeur. Cet encombrement interne est pris en compte par l'intermédiaire d'une réduction de la section de passage hydraulique lors de la définition de l'élément 1D dans le modèle, de manière à retrouver le volume libre réel du bain. Des variations de la longueur $L_{influPREHP}$ n'ont pas montré d'influence marquée sur le transfert thermique entre le bain et le pré-échangeur, conséquence du faible rôle joué par la convection naturelle dans l'échange thermique. La hauteur du volume 0D supérieur est égale à la distance entre le haut du bloc échangeur et la bride du bain. Sa section est équivalente à la section interne du bain. Pour le volume 0D inférieur, sa hauteur correspond à la distance entre le point le plus bas du fond bombé et la section inférieure du bloc échangeur. Le diamètre de la section haute est équivalent à celui du bain, tandis que la section basse est ajustée de manière à faire correspondre la volumétrie du 0D avec celle de la zone du bain correspondante.

Les chauffages du bain sont simulés par une source d'énergie placée au bas du volume inférieur, qui injecte de la puissance directement dans le liquide via le terme source de l'équation de conservation de l'énergie (2.5). Le réfrigérateur n'est pas inclus dans le modèle. Les échanges entre le bain et le réfrigérateur sont considérés avec l'utilisation de conditions limites adéquates aux bornes du bain. La ligne HP du réfrigérateur fournit de l'hélium supercritique, qui arrive au bain sous forme diphasique après avoir subi une détente Joule Thomson au travers de la vanne CV941. Le calcul de détente depuis le supercritique vers le diphasique n'est pas encore possible avec CATHARE. En fonction des conditions expérimentales et du débit total que l'on souhaite injecter dans le bain, la proportion de liquide et de vapeur produits par la détente est calculée en supposant une détente isenthalpique. Le débit massique de chacune des phases est alors imposé dans le modèle par l'intermédiaire d'une condition limite placée sur la section supérieure du bain. Les phases sont à saturation au moment de leur injection dans le bain. Le retour des vapeurs par la ligne BP est modélisé par une condition limite en pression (1,15 bar) au bout de l'axial représentant la ligne de décharge du bain. Parmi les modifications apportées à la boucle, figure le raccordement du bain au système de récupération d'hélium du DSBT (section 3.2.5). Comme pour la ligne BP, le système de récupération est pris en compte dans le modèle par le biais d'une condition limite de pression positionnée sur la ligne de décharge du bain. La pression qui règne dans le gazomètre est proche de la pression atmosphérique, on impose donc une pression de 1 bar dans le modèle. La perte de charge dans le circuit de décharge n'est pas négligeable, aussi une perte de charge singulière est placée juste en amont de la jonction avec la condition limite concernée. Le jeu de vannes permettant de choisir si le retour de vapeur a lieu vers le réfrigérateur ou vers le gazomètre est aussi inclus sur l'axial de la ligne de décharge.

3.2. Nouveau dimensionnement de l'installation

3.2.1. Nouveaux critères de dimensionnement pour la boucle HELIOS

La boucle HELIOS a dû être modifiée en profondeur afin de réaliser les essais de rupture de vide autour d'une ligne cryogénique. L'ensemble des modifications apportées à la boucle ont fait l'objet d'un travail de conception et de dimensionnement, réalisé avec l'appui du code de thermohydraulique CATHARE mais aussi de calculs d'ordres de grandeur. Cette phase représente une part importante du travail réalisé au cours de cette thèse. Les objectifs étaient de :

- Mettre au point une section d'essai pour réaliser des essais de rupture de vide et inclure cette section dans la boucle supercritique d'HELIOS
- S'assurer que la pression dans la boucle supercritique ne dépasse pas le seuil de 9 bar absolu, au-delà duquel l'étanchéité des soupapes n'est plus garantie
- Garantir des conditions compatibles avec le bon fonctionnement de la station de réfrigération 400W au cours de l'essai
- Déterminer l'instrumentation à mettre en place pour suivre la rupture de vide et mesurer le flux déposé à l'hélium

Dans un premier temps, la géométrie de la portion de ligne soumise à la rupture de vide est déterminée. À partir d'une estimation de la puissance déposée, la géométrie de la boucle est modifiée et modélisée avec CATHARE pour s'assurer du bien-fondé des modifications apportées. La figure 3.7 montre HELIOS avant la pose de la superisolation, ainsi que le positionnement de la boucle une fois installée dans le CMT. Une vue schématique de la nouvelle configuration de la boucle est également représentée sur la figure 3.8.

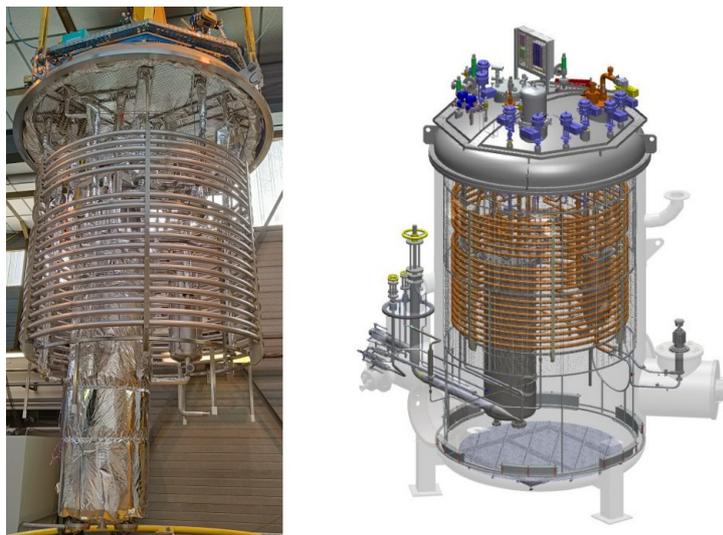


FIGURE 3.7. Nouvelle boucle HELIOS avant l'installation de la superisolation sur la boucle supercritique (à gauche) et vue d'HELIOS en place dans le CMT (à droite).

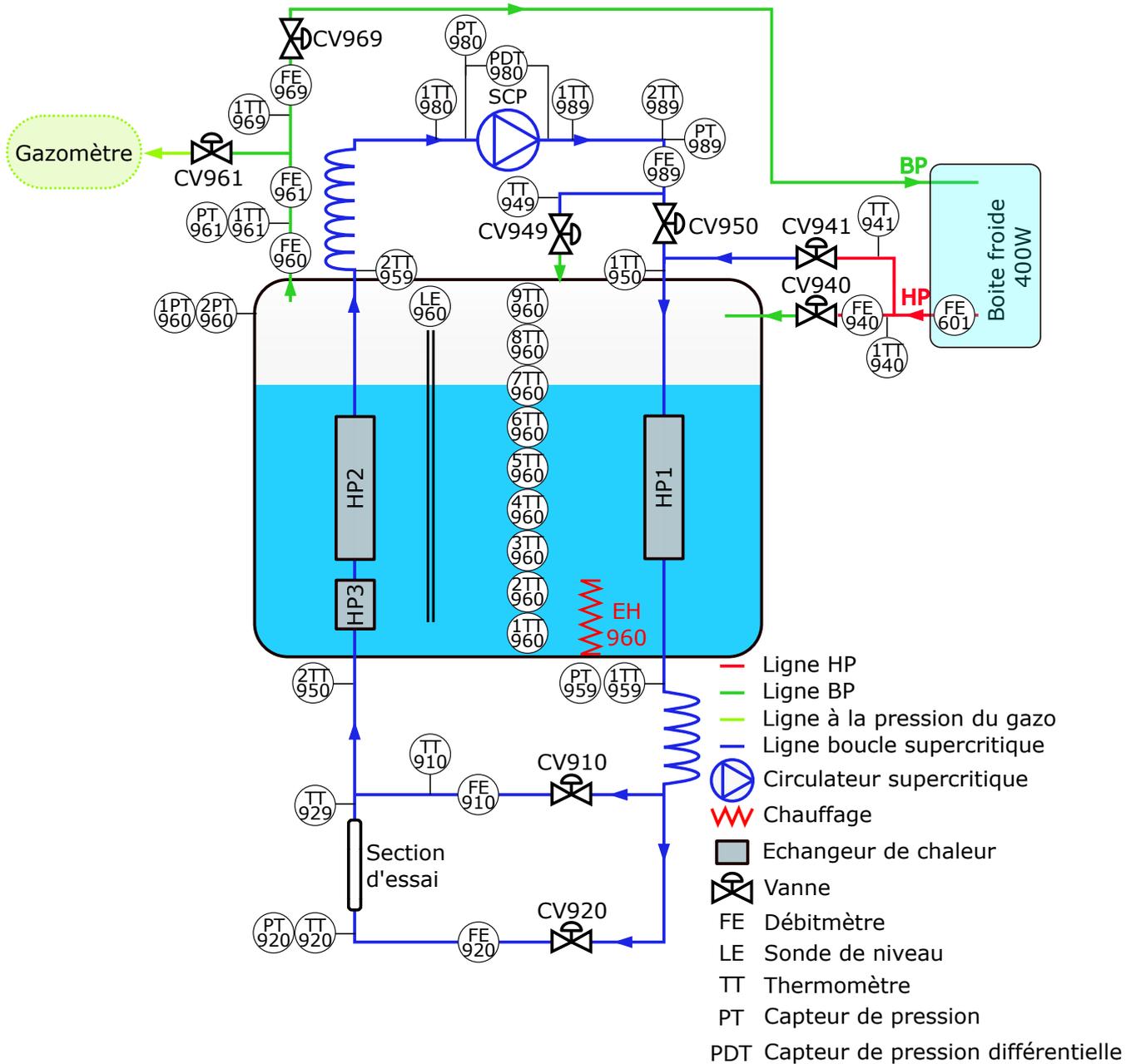


FIGURE 3.8. Nouvelle configuration de la boucle HELIOS.

3.2.2. Section d'essai

Il n'est pas réaliste de rompre le vide sur l'ensemble d'HELIOS car la puissance déposée serait bien trop importante pour garder le contrôle de l'installation et éviter l'ouverture des soupapes. De plus, ce procédé imposerait de réchauffer l'expérience après chaque essai. Au vu des durées nécessaires pour obtenir un vide raisonnable dans le CMT et mettre en froid HELIOS (environ deux semaines), la réalisation d'essais successifs serait tout simplement impossible. La perte de vide devra donc se limiter à une portion de tuyauterie définie.

Une première S.E, dite *section d'essai à puissance électrique*, a été conçue pour les phases de mise au point du dispositif expérimental. Elle est constituée d'une portion de tuyauterie équipée d'un chauffage électrique, dont le rôle est de simuler la puissance déposée par la rupture de vide. Une seconde S.E, dite *section d'essai à rupture de vide* a également été fabriquée spécifiquement pour les essais de perte du vide d'isolement. Cette S.E est constituée d'une conduite identique à celle de la S.E électrique, mais sans chauffage. À la place, la tuyauterie est coiffée d'une enceinte à vide qui lui est propre. La rupture de vide ne sera réalisée que dans ce volume séparé, préservant ainsi le vide principal dans le reste du CMT. Les deux S.E sont interchangeables dans le circuit, afin que les essais réalisés avec l'une ou l'autre se déroulent dans les mêmes conditions hydrauliques. Deux campagnes expérimentales seront donc réalisées, une première avec la S.E électrique et une seconde avec la S.E à rupture de vide.

La longueur de tuyauterie d'hélium supercritique soumise à la rupture de vide est fixée à 1 m, avec un diamètre interne de 20 mm et une épaisseur de 1,5 mm. Suite à l'étude bibliographique, un premier ordre de grandeur de la densité de flux déposée au fluide a pu être estimé (table 1.2, section 1.4.2) pour une telle géométrie avec un écoulement de 20 g.s^{-1} , à 4,5 K, 3 bar. Sans prendre en compte les résistances thermiques associées à la paroi et à la condensation (température de paroi imposée à 77 K), la corrélation de Dittus-Boelter donne une puissance échangée de 2,96 kW. En prenant en compte la résistance de la paroi en inox, avec une épaisseur de 1,5 mm, la puissance déposée est estimée à 2,7 kW. L'étude bibliographique a montré que la validité des corrélations disponibles n'est pas assurée dans les conditions d'une perte de vide accidentelle. Comme il s'agit de la première utilisation de l'installation, et en l'absence de retour d'expérience sur des essais de rupture de vide autour d'une tuyauterie, il a été jugé préférable de tester en premier la configuration avec la marge de sécurité la plus importante vis à vis de la puissance échangée. Pour cette raison, la S.E est placée verticalement dans la boucle, puisqu'il s'agit de la position où les corrélations donnent les densités de flux déposées par la condensation les plus faibles (table 1.1)⁴. Pour des raisons de dimensionnement hydraulique discutées section 3.2.4, l'écoulement d'hélium supercritique dans la S.E est ascendant. Les spécificités de chaque S.E sont décrites ci-après.

4. La position horizontale n'a pas pu être testée dans le cadre de cette thèse, mais pourrait être envisagée dans le futur.

Section d'essai électrique

Le chauffage de la S.E électrique assure le contrôle et la connaissance de la puissance déposée dans l'écoulement d'hélium supercritique. Cette S.E est utilisée pour vérifier le dimensionnement de l'installation, mettre au point et vérifier le procédé de pilotage, et valider les méthodes de bilan mises en place pour déterminer la densité de flux. La figure 3.9 montre la S.E installée dans HELIOS pour la première campagne d'essai. La puissance thermique est appliquée par le biais d'un cordon chauffant de marque THERMOCOAX [80] enroulé et brasé autour du tube en inox⁵. L'élément chauffant est constitué d'une gaine en acier inoxydable et est isolé électriquement par

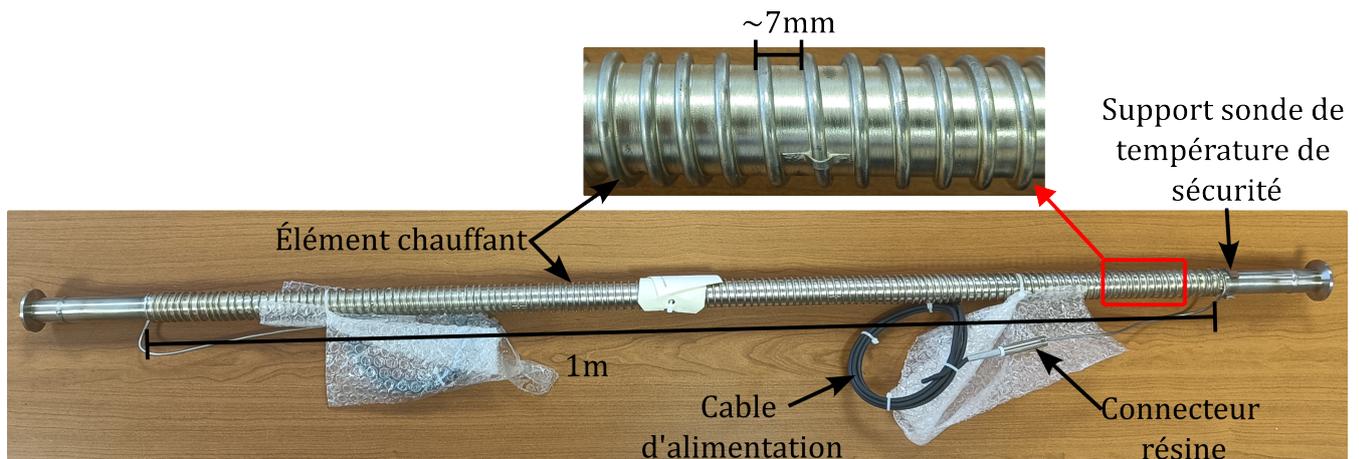


FIGURE 3.9. Vue de la section d'essai électrique.

un isolant minéral de type magnésite. D'une longueur de 11,5 m et d'un diamètre de 2,5 mm, il est enroulé autour de la tuyauterie d'hélium sur une longueur de 1 m, formant 146 spires espacées les unes des autres d'environ 4 mm. Ce faible espacement entre deux spires consécutives est nécessaire pour garantir un chauffage du tube le plus uniforme possible et éviter les gradients thermiques. La puissance maximale du chauffage est de 2,5 kW. Un connecteur en résine assure la connexion électrique entre le cordon et un câble d'extension en cuivre sur lequel sont brasées les amenées de courant. Une sonde de température est également brasée sur le cordon par mesure de sécurité pour éviter tous dommages liés à une surchauffe. Le cordon est alimenté par une alimentation électrique programmable de marque TDK lambda qui permet de faire varier la puissance thermique appliquée.

Section d'essai à rupture de vide

La S.E à rupture de vide (figure 3.10) consiste en une conduite dans laquelle circule l'hélium supercritique, entourée par une enceinte à vide secondaire qui délimite le volume où aura lieu la

5. Afin de garantir un chauffage le plus uniforme possible, la première solution envisagée était d'effectuer un chauffage dans la masse par application d'un courant électrique directement dans le tube inox. Au vu des intensités nécessaires pour atteindre le niveau de puissance souhaité (640 A), cette solution s'est avérée non réalisable et l'utilisation d'un cordon chauffant a été privilégiée.

rupture du vide d'isolement. L'enceinte de la S.E à rupture de vide est constituée d'une enveloppe cylindrique de 887 mm de longueur et de 300 mm de diamètre (figure 3.11). Elle se termine par une manchette dite de découplage thermique, d'un diamètre interne de 38 mm, portant ainsi à 1 m la longueur totale de tuyauterie soumise à la rupture de vide. Le diamètre de l'enceinte est choisi de manière à ne pas limiter la convection libre de l'azote une fois la rupture de vide initiée. L'enceinte est fermée à ses extrémités par deux brides qui permettent le démontage de la S.E. La bride inférieure est directement soudée au tuyau d'hélium supercritique et est reliée à l'enveloppe cylindrique par l'intermédiaire d'un soufflet. Le rôle de ce soufflet est de réduire les efforts liés à la contraction différentielle des matériaux au cours de la mise en froid de l'installation. Afin de suivre la dynamique de la rupture de vide, la S.E dispose d'une instrumentation spécifique détaillé dans la section 3.3.2.

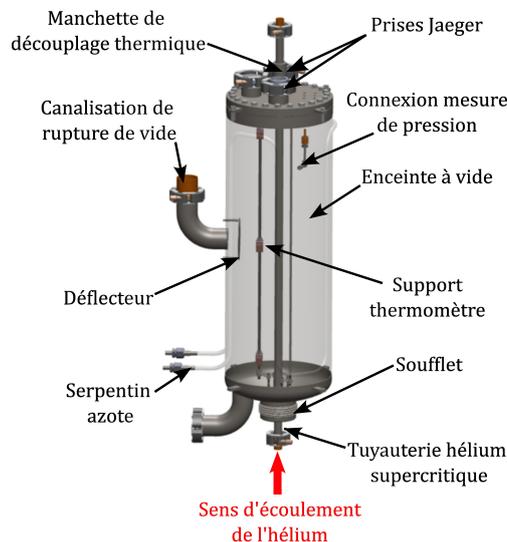


FIGURE 3.10. Schéma de la section d'essai à rupture de vide.

Le circuit permettant de rompre le vide dans l'enceinte de la S.E comprend une tuyauterie qui passe au travers du CMT et de la platine d'HELIOS, et qui relie le vide d'isolement de la S.E à une vanne à ouverture rapide. Cette vanne électropneumatique, de la marque VAT [81], déclenche la rupture de vide en raccordant l'enceinte à vide à une bache de 1.5 m³ remplie d'azote à température et pression ambiantes. La bache dispose de parois souples, si bien que la pression de l'azote qu'elle contient reste proche de la pression atmosphérique tout au long de l'essai. Elle est installée à proximité du CMT et est reliée à la vanne VAT par le biais d'une ligne à vide. Cette vanne, ainsi que l'ensemble des tuyauteries de raccordement du circuit de rupture de vide, ont un diamètre DN50. Ce gros diamètre réduit la perte de charge et réduit la limitation du débit par le blocage sonique au cours des premiers instants de la rupture de vide (annexe A). La figure 3.12 montre les différentes parties du circuit de rupture de vide, à l'intérieur et à l'extérieur du CMT. Au travers des différentes corrélations présentées dans l'étude bibliographique (section 1.3.3), on



FIGURE 3.11. Vue de l'enceinte de la section d'essai à rupture de vide.

s'aperçoit que la condensation est un phénomène très sensible à la vitesse et à la direction de l'écoulement de la phase vapeur. Le piquage de connexion avec la ligne de rupture est situé sur la partie cylindrique de l'enceinte à vide, à mi-hauteur de la tuyauterie d'hélium supercritique (figure 3.10). Un déflecteur de jet est installé en face du piquage, afin que le débit d'azote arrivant dans le vide d'isolement soit réparti dans le volume et ne souffle pas de manière directe sur une partie localisée de la conduite d'hélium ⁶.

Une des difficultés majeures rencontrées sur la conception de la *S.E* à rupture de vide est la gestion de sa mise en froid. Sans système de thermalisation, les parois de l'enceinte ne peuvent échanger avec la boucle supercritique à 4,5 K que par conduction, ou avec les autres éléments présents dans le *CMT* par rayonnement. Or, la mise en froid par rayonnement et par échange conductif pose deux problèmes : une mise en froid longue et inhomogène, du fait de la faible conductivité thermique de l'inox à basse température, ainsi que le refroidissement d'une partie de l'enceinte à une température inférieure à 77 K. Ce dernier point est le plus problématique, car l'enceinte à vide va alors participer à la condensation de l'azote gazeux utilisé pour rompre le vide. Pour contourner les problèmes soulevés, la bride supérieure de l'enceinte à vide est fixée à la tuyauterie d'hélium supercritique par le biais d'une manchette de faible épaisseur, dite de découplage. Celle-ci allonge considérablement le chemin thermique et limite les échanges conductifs entre l'enceinte à vide et le circuit d'hélium supercritique. Sur la bride inférieure, ce rôle est assuré par le soufflet. Pour assurer sa mise en froid, l'enceinte à vide est équipée d'un serpentin brasé où circule de l'azote liquide fourni par la station de réfrigération 400W.

6. Un second piquage a également été prévu sur la bride inférieure de la *S.E*. Il permet la réalisation d'essais avec un débit d'azote arrivant cette fois-ci parallèlement à la conduite d'hélium et d'étudier l'impact de la direction du débit entrant dans l'enceinte sur le flux déposé. Il ne fut pas utilisé au cours de cette thèse.

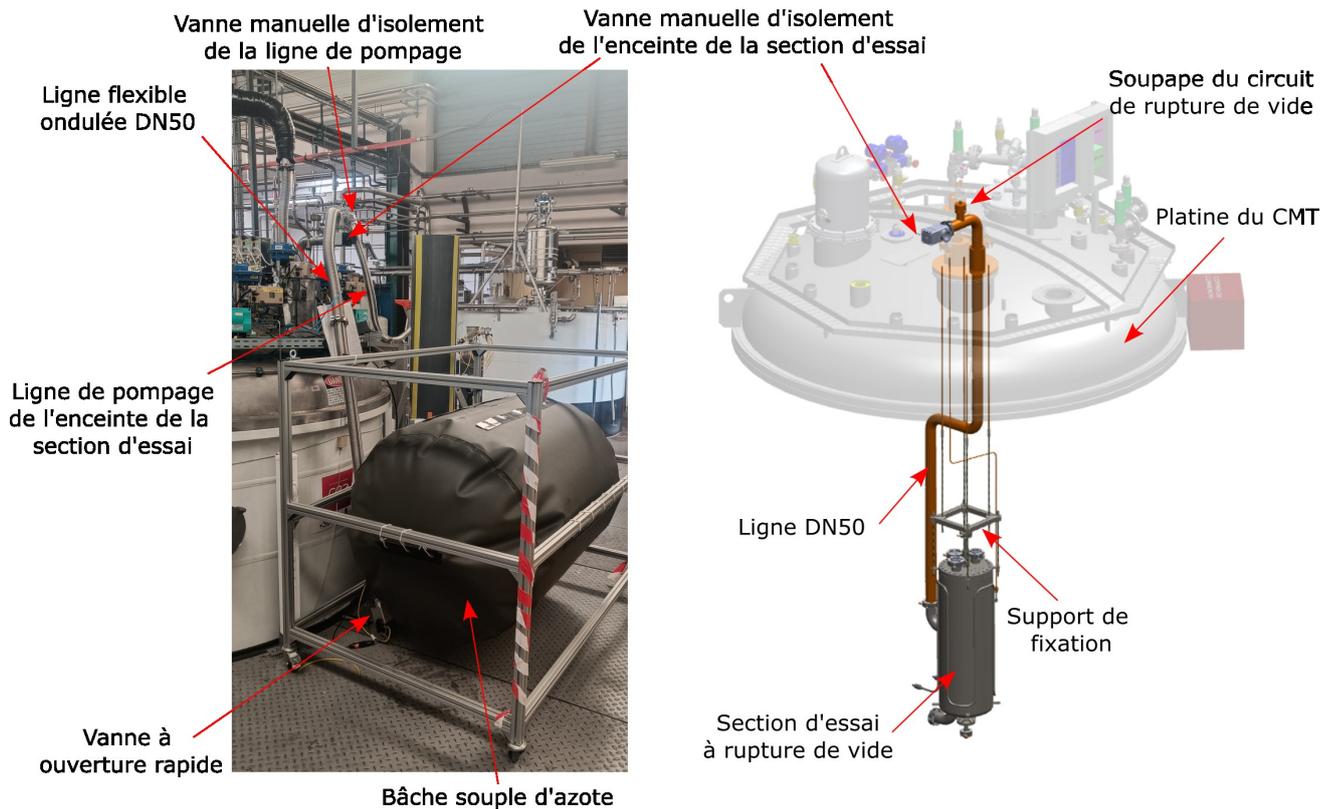


FIGURE 3.12. Circuit de rupture de vide dans l'enceinte de la section d'essai.

À la fin de l'expérience l'enceinte doit de nouveau être remise sous vide. L'azote est alors pompé via la tuyauterie de rupture de vide. Pour cela, la S.E doit être réchauffée, afin d'évaporer les condensats d'azote. Le réchauffage est assuré par des chauffages KAPTON collés et disposés sur la face extérieure de l'enceinte à vide (figure 3.13). La puissance thermique disponible est de 200 W et la température de l'enceinte à vide peut atteindre jusqu'à 300 K. Au cours du réchauffage de la S.E, l'alimentation en hélium froid supercritique est coupée par la fermeture de la vanne CV920, positionnée sur la boucle supercritique en amont de la S.E (figure 3.8). Le chauffage des parties internes de la S.E est quant à lui uniquement assuré par convection naturelle avec la paroi chaude de l'enceinte. Pour amplifier le transfert thermique, de l'hélium gazeux est injecté dans l'enceinte à vide pour servir de gaz d'échange. Bien que certaines parties de l'enceinte à vide puissent atteindre une température de 300 K, une partie de la tuyauterie interne reste à des températures inférieures à 273 K. Le système de réchauffage est donc inapte à évacuer de l'eau qui aurait pénétrée dans la S.E. Cette limitation explique le choix de n'utiliser que de l'azote pour rompre le vide. La succession des essais oblige également à rester vigilant à l'étanchéité du circuit de rupture de vide vis-à-vis de l'extérieur tout au long de la campagne d'essais.

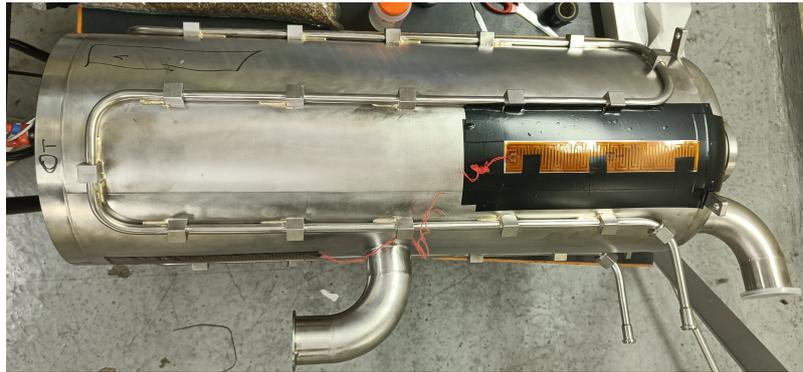


FIGURE 3.13. Installation des chauffages KAPTON sur l'enceinte de la section d'essai.

3.2.3. Ajout d'un pré-échangeur

Le bloc échangeur initialement installé dans la boucle est réutilisé. Avec un ordre de grandeur de 2,7 kW, les premières estimations de la puissance maximale transférée à la boucle lors d'une rupture de vide sont supérieures à la capacité d'échange de 1,3 kW pour laquelle le bloc échangeur a été dimensionné. Il est primordial de s'assurer que la capacité entre la boucle supercritique et le bain est suffisante, sous peine de voir la pression de la boucle monter de manière excessive et dépasser la pression de tarage des soupapes. De plus, un dépôt de puissance trop important sur le bloc échangeur peut conduire à une vaporisation complète du liquide circulant dans les canaux côté bain, avec pour conséquence un effondrement de l'échange thermique. Sur les deux échangeurs inclus dans le bloc, seul HP2 est à risque. En effet, HP1 dissipe uniquement la puissance due à l'échauffement du fluide au travers du circulateur, la situation est donc identique au cas de dimensionnement. Pour évacuer une partie de la puissance déposée au travers de la S.E avant le passage du fluide dans l'échangeur HP2, un pré-échangeur a été inséré dans le bain. Ce pré-échangeur, nommé HP3, est placé en amont de l'échangeur HP2 (figure 3.8). L'hélium supercritique est ainsi pré-refroidi jusqu'à atteindre des conditions compatibles avec le bon fonctionnement du bloc échangeur. Le pré-échangeur est constitué de trois serpentins de cuivre enroulés en parallèle (figure 3.14). Un distributeur assure une répartition équitable du débit entre les trois tubes. Pour des raisons d'encombrement, le pré-échangeur entoure le bloc échangeur d'origine.

Le pré-échangeur est dimensionné pour dissiper une puissance de 1,5 kW. Le transfert thermique est essentiellement assuré par ébullition nucléée. Pour éviter toute détérioration des performances de HP3, il est primordial d'éviter le passage à de l'ébullition en film en s'assurant que la densité de flux transmise au liquide reste inférieure à la densité de flux critique. À ce jour, le code CATHARE ne calcule pas la densité de flux critique pour l'hélium. La densité de flux critique est déterminée à partir de la modélisation grâce à la corrélation (3.8) proposée par [82], pour le cas d'un large cylindre.

$$\dot{q} = 0,904 \frac{\Pi}{24} \rho_{vap,sat}^{0,5} H_L^4 \sqrt{\sigma g (\rho_{liq,sat} - \rho_{vap,sat})} \quad (3.8)$$



FIGURE 3.14. Vue du bloc échangeur et du pré-échangeur de la nouvelle boucle HELIOS.

La densité de flux critique de l'hélium (figure 3.15) diminue avec l'augmentation de la pression. Le cas limitant est donc celui où le bain atteint sa pression maximale, fixée ici à 1,8 bar. La valeur retenue pour le dimensionnement est de $0,3 \text{ W.cm}^{-2}$. L'échange entre le bain et la boucle est dirigé par la convection forcée interne. La densité de flux transmise dépend donc du coefficient d'échange convectif et de la différence de température entre l'hélium supercritique et la paroi. Grâce aux modélisations réalisées avec le code **CATHARE**, les conditions de l'écoulement en entrée du pré-échangeur ont pu être estimées et le diamètre des tubes a été choisi de manière à ce que la densité de flux échangée reste inférieure à $0,3 \text{ W.cm}^{-2}$. La longueur de pré-échangeur (et donc la surface) a ensuite été ajustée pour que la puissance dissipée soit suffisante. Finalement, les dimensions des trois tubes de cuivre sont fixées à un diamètre interne de 25 mm, une épaisseur de 3 mm et une longueur de 3 m.

Au cours du dimensionnement, une attention particulière a été portée sur le volume final du pré-échangeur, avec l'objectif de le conserver aussi faible que possible. Toute la puissance déposée dans la boucle supercritique au passage de la S.E n'est pas évacuée par HP3. Pour cela, l'hélium, bien que pré-refroidi, doit encore atteindre l'échangeur HP2. La présence du pré-échangeur introduit donc un volume supplémentaire entre la S.E et l'échangeur HP2, qui participe au stockage d'énergie dans la boucle supercritique. L'accumulation d'énergie se traduit par une plus forte pressurisation de la boucle lors du pulse.

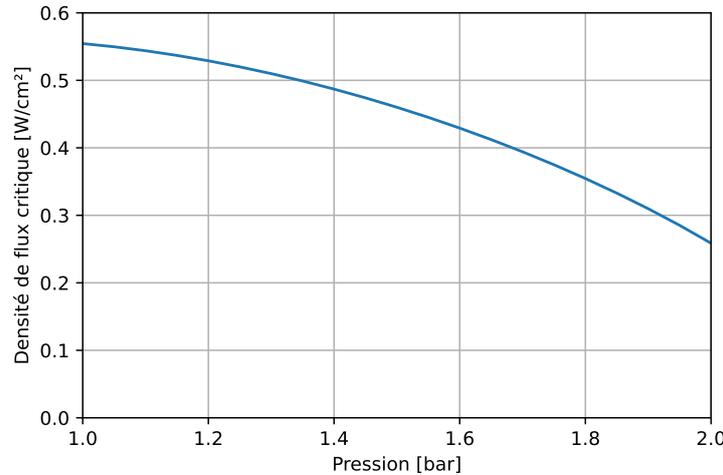


FIGURE 3.15. Variation du flux critique calculée pour le pré-échangeur en fonction de la pression du bain.

3.2.4. Modification du circuit de tuyauterie sur la boucle supercritique

Nouvelle volumétrie de la boucle

Les évolutions thermodynamiques dans la boucle supercritique se déroulent à volume et à masse d'hélium constants. L'énergie déposée dans le fluide au passage de la S.E n'est pas évacuée immédiatement vers le bain, car l'hélium chaud doit d'abord transiter jusqu'à l'échangeur thermique HP2. De ce fait, la boucle supercritique accumule une partie de l'énergie cédée par la S.E. La quantité d'énergie accumulée par la boucle est alors proportionnelle au temps de transit entre la sortie de la S.E et HP2.

Le pic de pression doit être maîtrisé, de manière à ne pas dépasser la pression d'ouverture des soupapes. Avec une première approche 0D, où l'ensemble de la boucle supercritique est assimilé à un même volume, il est possible de lister l'ensemble des paramètres sur lesquels agir pour limiter la pressurisation de la boucle [61]. En système fermé, la montée en pression de la boucle est liée à deux paramètres thermodynamiques, la densité moyenne et la variation d'énergie interne massique, avec :

$$P_{final} = P(\rho, u_{final}) \quad (3.9)$$

La densité moyenne de l'hélium supercritique contenue dans la boucle est imposée par la pression initiale de la boucle supercritique et par la température du bain. La marge de manœuvre sur ce paramètre est donc faible. Par contre, il est aisé de limiter la variation d'énergie interne massique. Celle-ci est donnée par :

$$\Delta u_{boucle} = \frac{\Delta t_{transit} \dot{Q}}{m_{boucle}} \quad (3.10)$$

Avec $\Delta t_{transit}$ le temps de transit du fluide entre la S.E et l'échangeur HP2.

$$t_{transit} = \frac{\rho V}{\dot{m}} \quad (3.11)$$

L'équation (3.11) montre que le temps de transit est proportionnel au volume V de la ligne entre la S.E et HP2. Pour limiter le temps de transit et l'accumulation d'énergie, ce volume est réduit autant que possible en jouant sur le diamètre et la longueur de la tuyauterie concernée. Les piquages du bain, qui permettent le passage des conduites menant aux échangeurs, sont situés sur la bride supérieure de la cuve. Pour limiter la longueur de la ligne en sortie de la S.E, cette dernière est positionnée de manière à ce que l'écoulement soit ascendant. La sortie de la S.E est ainsi directement à la même hauteur que la bride du bain. La variation d'énergie interne peut également être limitée en augmentant la masse de fluide dans la boucle (équation (3.10)), ce qui est équivalent à augmenter son volume. Évidemment, l'ajout de volume ne doit pas se faire au détriment de la réduction des temps de transit mentionnés précédemment. L'accroissement de volumétrie est appliqué sur les "volumes froids" de l'installation, c'est-à-dire sur les portions de tuyauterie situées entre l'aval d'un échangeur et l'amont d'une source de puissance. Deux zones sont concernées ; la première entre la sortie de HP1 et l'entrée de la S.E, la seconde entre HP2 et le circulateur.

Si l'approche 0D donne des indications sur la manière de répartir le volume de la boucle, l'isométrie finale de la tuyauterie a été définie avec le code CATHARE. En réalité, l'énergie reçue par la boucle n'est pas répartie uniformément dans l'écoulement d'hélium. De forts gradients thermiques sont présents dans la S.E, le pré-échangeur, l'échangeur HP2, ainsi que dans les tuyauteries entre ces éléments. L'utilisation d'un code de thermohydraulique est nécessaire pour appréhender les effets 1D et dimensionner correctement l'installation. La conduite entre la sortie de la S.E et le pré-échangeur est réduite autant que possible vis-à-vis de l'espace disponible dans le CMT, de l'organisation du reste de la tuyauterie et des conditions d'accès à la S.E pour le montage de l'expérience. Le volume ajouté sur les portions de tuyauterie en sortie des échangeurs est déterminé par incréments successifs dans le modèle d'HELIOS. Le volume en amont de la S.E est ainsi porté à 47,5 L, tandis que le volume entre HP2 et le circulateur est fixé à 99,3 L. La répartition du volume entre les deux zones est établie en fonction des prédictions CATHARE de manière à limiter les effets de transvasement de fluide entre les différentes portions de la boucle. Le volume total circulant de la nouvelle boucle HELIOS est de 172,9 L. La table 3.1 donne la volumétrie des différentes parties de la boucle supercritique. À titre de comparaison, on estime que les volumes non circulants (lignes de décharge des soupapes, lignes de connexion, corps du circulateur) représentent 6,6 L.

Zone	Volumes [L]
CP980-HP1	5,7
HP1	2,8
HP1-Jonction bypass	45,1
Bypass	2,4
Jonction bypass - Section d'essai - HP3	6,5
HP3	7,4
HP3 - HP2	0,9
HP2	2,8
HP2-SCP980	99,3
Volume total	172,9

TABLE 3.1. – Volumétrie actualisée des différentes portions de la boucle supercritique.

Ajout d'une ligne de bypass

Une ligne de bypass est ajoutée dans la boucle afin de permettre à une partie du débit d'hélium supercritique de contourner la S.E. En réalité, c'est même la majeure partie du débit qui transite dans le bypass, avec des débits prévus de l'ordre de 50 à 70 g.s⁻¹, contre 20 g.s⁻¹ pour la S.E. Ces valeurs sont celles considérées au cours de la phase de dimensionnement et pourront bien entendu être modulées en fonction de la puissance déposée.

En l'absence d'une ligne de bypass, le choix du débit circulant dans la boucle est contraint par le débit souhaité dans la S.E pour l'essai en cours. D'après la courbe caractéristique donnant la variation de pression aux bornes du circulateur en fonction du débit et de la vitesse de rotation (figure 2.16), un débit de 20 g.s⁻¹ ne peut être obtenu qu'au prix d'un faible ΔP (0,5 bar au maximum). Une faible hauteur de pompe accroît le risque de voir apparaître un blocage du débit, voire un contre-courant d'hélium au moment de la rupture de vide sous l'effet de l'expansion du fluide dans la S.E. La mise en place de débits inférieurs est encore plus compliquée, du fait de l'apparition d'instabilités dans le circulateur pour les très faibles débits. La ligne de bypass permet de choisir le régime du circulateur indépendamment du débit souhaité dans la S.E. La répartition du débit entre la section d'essai et la ligne de bypass est ajustée grâce aux vannes installées sur la boucle. Le circulateur peut ainsi être utilisé dans un domaine plus optimal, à des vitesses de rotation proche des 9000 tr/min.

La présence du bypass participe aussi à la limitation du pic de pression sur la boucle supercritique. Grâce à cette ligne, le débit sortant de la S.E se mélange à de l'hélium encore à une température proche de celle du bain. La diminution du ΔT entre le fluide en entrée du pré-échangeur et le bain autorise une réduction des diamètres pour les tubes en cuivre, sans risque d'atteindre le flux critique. Même si le pic de densité de flux est plus faible avec le pré-refroidissement, le débit plus élevé accroît le coefficient d'échange par convection forcée. L'échange thermique est plus

efficace dans la seconde moitié de l'échangeur par rapport au cas sans ligne de bypass ; la même puissance peut être échangée avec un volume et un temps de transit réduits. Le pré-refroidissement joue également un rôle sur la capacité de stockage d'énergie à volume constant. L'accumulation d'énergie par la boucle supercritique est en grande partie localisée sur la portion de tuyauterie entre la S.E et le pré-échangeur. Le mélange entre le débit issu du bypass et celui sortant de la S.E s'effectue grâce à une jonction en Y située 1 m en aval de la S.E. Au contact de l'hélium froid, la masse volumique de l'écoulement provenant de la S.E augmente. La masse de fluide présente dans le volume de tuyauterie entre la S.E et le pré-échangeur est donc plus importante. Pour une même quantité d'énergie stockée dans ce volume, une masse supérieure implique une variation d'énergie interne massique moindre (équation (3.10)), et donc un pic de pression plus faible. Ce phénomène peut être confondu avec un autre, l'accroissement du débit massique sur la boucle. En effet, la formulation du temps de transit donnée par l'équation 3.11 indique que le temps de transit diminue lorsqu'un débit massique plus important parcourt la boucle. Cependant, cela n'est vrai que si la densité reste constante. Les calculs CATHARE montrent que l'accroissement du débit dû à la présence du bypass est du même ordre de grandeur que la variation de densité induite par le pré-refroidissement par mélange. Cette observation illustre la nécessité de prendre en compte les effets 1D et les gradients de température pour le dimensionnement de la géométrie de la boucle.

Positionnement des vannes

Les positions des vannes sur la nouvelle boucle HELIOS sont indiquées sur la figure 3.8. Les vannes de charge et de décharge de la boucle supercritique (respectivement CV941 et CV949) n'ont pas été modifiées par rapport aux versions précédentes de la boucle. Trois nouvelles vannes ont été installées sur la boucle supercritique : la CV910, la CV920 et la CV950. Les deux premières sont placées respectivement sur le bypass et la ligne portant la S.E. Leur rôle est de réguler le débit sur chacune des deux branches du circuit. Le CV de chaque vanne est choisi en fonction des gammes de débits souhaités. Ainsi, la vanne CV920 dispose d'un CV maximal de 1,7 et la vanne d'un CV de 6. À ouverture fixe, le débit au travers d'une vanne dépend en partie de la masse volumique du fluide. Pour éviter toute baisse brutale du débit lors de la rupture de vide suite à la chute de la masse volumique de l'hélium, la vanne CV920 est placée 4 m en amont de la S.E. La vanne CV950 est positionnée entre le circulateur et le premier échangeur. Cette vanne ne sert que lors de la mise en froid de l'installation. Au cours de cette phase, la vanne est fermée et le circulateur éteint. La mise en circulation de l'hélium est alors assurée par la station 400W. L'hélium est fourni par la ligne HP avec l'ouverture de la vanne CV941, circule dans la boucle, puis est rejeté dans le bain en passant par la vanne CV949. Le CV de la vanne CV950 est choisi suffisamment gros pour limiter la perte de charge une fois la boucle mise en froid. Son CV maximal est de 8.



FIGURE 3.16. Nouvelle cuve du bain d'HELIOS.

3.2.5. Modification du bain d'HELIOS

La puissance déposée par la condensation au cours du phénomène de rupture de vide sera bien supérieure à la puissance de réfrigération fournie par la station 400W. Tout au long du transitoire, la seule source froide disponible sera la réserve d'hélium liquide déjà présent dans le bain. Afin de maximiser la durée des essais, la quantité d'énergie que le bain est capable de recevoir doit être la plus grande possible.

Nouvelle volumétrie du bain

Le premier paramètre déterminant la quantité d'énergie qu'il est possible de déposer au bain sans l'aide du réfrigérateur est son volume. Des fuites sur la bride du bain d'origine ont obligé le remplacement de l'ensemble de la cuve. Ces travaux ont offert l'opportunité d'augmenter la capacité du bain, dont le volume a été porté de 340 L à 508 L. Il s'agit du volume maximal qu'il est possible d'atteindre en raison des contraintes d'espace et d'aménagement du CMT. Le nouveau bain (figure 3.16) a un diamètre interne de 594 mm et fait 1980 mm de hauteur. L'augmentation du diamètre dégage de l'espace pour installer le pré-échangeur autour du bloc échangeur d'origine. L'accroissement du volume permet aussi d'accumuler davantage de liquide dans le bain et améliore ses capacités de volant d'inertie thermique. Les sondes de niveau et les chauffages installés dans l'ancienne cuve sont réutilisés pour le nouveau bain. Pour limiter les pertes thermiques par rayonnement, les parois extérieures de la cuve sont entourées de 50 couches de MLI. Les vannes de connexion entre le bain et la station 400W CV940 et CV969 (figure 3.8) sont restées identiques à la version précédente d'HELIOS.

Installation d'une ligne de décharge et raccordement du bain au système de récupération d'hélium

Une ligne de connexion est installée entre le bain et le circuit de récupération d'hélium du DSBT. Cette ligne autorise la décharge des vapeurs d'hélium directement dans le gazomètre, sans passer par le réfrigérateur. Pour protéger la turbine, le débit de retour des vapeurs dans la station 400W est limité à une trentaine de grammes par seconde. Grâce à la ligne de décharge, les vapeurs d'hélium peuvent être évacuées sans restriction du débit. La ligne de décharge est connectée au bain par le biais d'un piquage sur la ligne BP, en amont de la vanne CV969 (figure 3.8). Une nouvelle vanne, la CV961, est installée sur la ligne pour contrôler la connexion avec le gazomètre. La ligne de décharge sort du CMT par une manchette positionnée sur la platine d'HELIOS (figure 3.17). Une fois en dehors du CMT, la ligne de décharge se poursuit par un tuyau ondulé flexible en DN50, suivi d'une ligne DN100 qui amène les vapeurs d'hélium vers un réchauffeur. Cette ligne est isolée thermiquement par une mousse pour éviter la formation de condensats et protéger l'électronique présente sur la platine. L'utilisation d'une conduite de diamètre aussi élevé résulte de la volonté de limiter autant que possible les pertes de charge entre le bain et le gazomètre.



FIGURE 3.17. Ligne de décharge entre le bain et le réchauffeur.

La membrane souple du gazomètre du système de récupération d'hélium ne peut supporter des températures cryogéniques. Pour cette raison, un réchauffeur est installé dans le circuit de décharge afin d'amener la température des vapeurs d'hélium de 4,5 K à la température ambiante (figure 3.18). Ce réchauffeur fonctionne grâce à l'inertie thermique d'un ensemble de 48 plaques d'aluminium de 3 mm d'épaisseur. Ces plaques sont empilées dans une virole et forment un canal dans lequel circule l'hélium. Les vapeurs se réchauffent au contact des plaques initialement à température ambiante. Le réchauffeur est dimensionné pour réchauffer un débit de 125 g.s^{-1} pendant

2 min, avec une perte de charge inférieure à 200 mbar. D'après les calculs du constructeur, cela correspond à 22 260 kJ d'énergie fournie aux vapeurs, soit une puissance moyenne de 186 kW. L'hélium réchauffé est transporté par une ligne jusqu'au gazomètre en attendant sa compression pour être stocké.

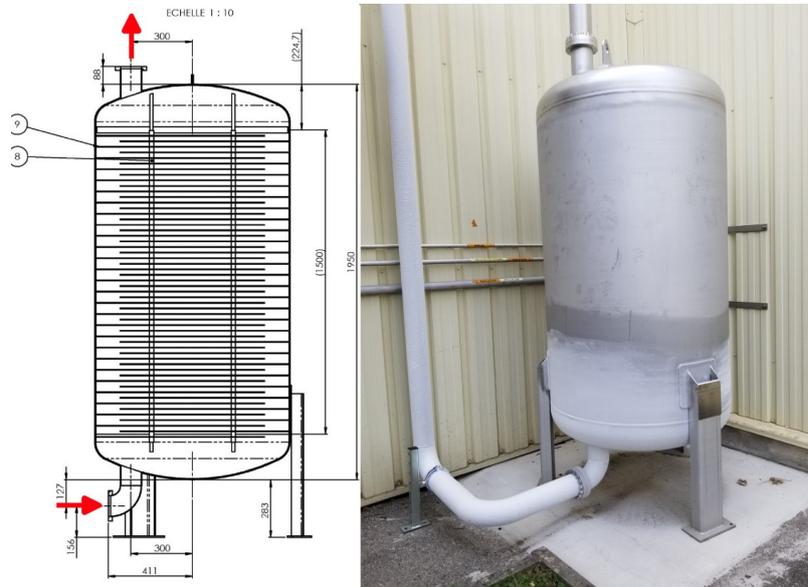


FIGURE 3.18. Réchauffeur placé entre le bain d'HELIOS et le gazomètre.

La décharge du bain vers le gazomètre n'est pas possible lorsque le bain est connecté à la station 400W. La raison vient de la pression d'admission des compresseurs de la zone chaude (section 2.1.1) qui impose une pression minimale dans le bain de 1,15 bar, alors que la pression du gazomètre est proche de la pression atmosphérique. Le bain ne peut être raccordé au gazomètre qu'une fois la ligne BP du réfrigérateur déconnectée et le bain dépressurisé à 1 bar à l'aide de la pompe à anneau liquide du réfrigérateur. Être ouvert en même temps sur le gazomètre et la ligne BP du réfrigérateur représente aussi un risque majeur pour le réfrigérateur. L'hélium contenu dans le gazomètre est potentiellement contaminé par de l'air et l'humidité ambiante, son aspiration par le réfrigérateur peut endommager la turbine en cas de formation de glaçons. Pour toutes ces raisons, les vannes CV969 et CV962 ne sont jamais ouvertes simultanément. La procédure de connexion du bain au gazomètre est donnée en annexe E.4.

Gestion du bain au cours des essais de rupture de vide

Au cours des essais de rupture de vide, deux scénarios de gestion du bain sont prévus : le bain fermé et le bain ouvert. L'objectif de ces deux cas est le même : disposer d'une source froide suffisante pour thermaliser la boucle supercritique tout au long de la rupture de vide sans recourir au réfrigérateur et garantir le bon fonctionnement de la station 400W.

Dans le cas du bain fermé, l'ensemble des vannes de connexion présentes sur le bain sont closes. Le volume est totalement isolé et n'échange plus de matière avec l'extérieur. Le bain est alors utilisé comme volant d'inertie thermique et accumule l'énergie extraite de la boucle supercritique. Le stockage d'énergie se manifeste par la pressurisation du bain et la montée en température du liquide. À la fin du transitoire, la connexion avec le réfrigérateur est rétablie progressivement. L'énergie stockée est alors progressivement évacuée vers le réfrigérateur, grâce au contrôle du débit retour avec la vanne CV969. La quantité d'énergie qu'il est possible de stocker dans le bain dépend du niveau initial de liquide et de la pression maximale. Celle-ci est fixée à 1,8 bar, afin de disposer d'une marge de sécurité par rapport à la pression critique de 2,23 bar.

Dans le scénario du bain ouvert, le bain est encore une fois isolé de la station 400W, mais il est connecté au gazomètre avec l'ouverture de la vanne CV961. Cette fois-ci, l'énergie déposée par la boucle vaporise une partie du liquide. Les vapeurs produites sont évacuées par la ligne de décharge vers le gazomètre. La quantité d'énergie qu'il est possible de dissiper dépend alors du volume de liquide initial contenu dans le bain. Le niveau de liquide ne peut descendre trop bas, car les échangeurs doivent rester constamment immergés. Il doit également rester sous la hauteur maximale de la sonde de niveau.

3.3. Instrumentation et contrôle de l'installation

Les capteurs installés sur HELIOS doivent à la fois permettre le pilotage de l'installation et l'observation des phénomènes physiques qui nous intéressent. La boucle HELIOS est une plateforme expérimentale de grande taille, lourde dans sa mise en œuvre et qui doit fonctionner de concert avec le réfrigérateur. Les contraintes induites par l'environnement cryogénique (vide d'isolement, temps de pompage et de mise en froid) empêchent toute intervention immédiate sur l'installation en cas de défaillance d'un capteur. La durée des campagnes expérimentales, de l'ordre de sept semaines, demande l'utilisation d'une instrumentation et d'automates robustes. D'un autre côté, la rupture de vide est un phénomène fortement transitoire qui demande d'effectuer des mesures fines et rapides. L'instrumentation d'HELIOS a été conçue pour répondre à ces deux contraintes et fait intervenir un grand nombre de capteurs. Le **Process and Instrumentation Diagram (PID)** complet d'HELIOS est donné en annexe B.

3.3.1. Système d'acquisition et de pilotage de l'installation

Le pilotage d'HELIOS fait appel à trois automates industriels programmables. À ces trois automates s'ajoute un quatrième pour le contrôle de la station 400W. Ensemble, ils assurent le contrôle de l'installation en agissant sur les différents actionneurs (vannes, circulateur). Grâce aux automates, il est possible de mettre en place des régulations PID et des séquences de pilotage pré-programmés en fonction des informations renvoyées par l'instrumentation. L'ensemble des

données issues des capteurs transitent par les automates. Les automates communiquent également avec un ordinateur de supervision par l'intermédiaire d'un serveur OPC et du réseau éthernet. La supervision assure l'interface homme-machine avec les opérateurs et gère l'archivage des données. Elle repose sur l'utilisation du logiciel Panorama E2 développé par la société CODRA. Au travers de cette interface, l'opérateur peut agir directement sur les régulations effectuées par l'automate, en modifiant la valeur réglée ou les coefficients des régulateurs PID. Il est également possible de piloter manuellement l'installation, en choisissant la position des différents actionneurs.

Les automates utilisés sont adaptés à un usage industriel. Jusqu'à maintenant, seuls des phénomènes stationnaires, ou transitoires avec des temps d'évolution long (de l'ordre de plusieurs minutes), étaient étudiés avec HELIOS. Les données étaient acquises avec une fréquence de 1 s, ce qui est largement insuffisant pour le suivi des phénomènes qui accompagnent la perte du vide d'isolement. Pour cette raison, une acquisition dite *rapide* a été mise en place pour un certain nombre de mesures jugées essentielles. Pour ces quelques capteurs, la fréquence d'acquisition est garantie inférieure ou égale à 150 ms. L'instrumentation concernée est choisie de manière à garantir un temps de réponse du capteur cohérent avec la fréquence d'acquisition. Deux types de mesures sont concernées : des mesures de pressions et de températures. Les capteurs concernés par l'acquisition rapide seront précisés dans les sections suivantes, dédiées à la description de l'instrumentation.

La mise en place de mesures rapides de la température est rendue possible grâce à l'utilisation d'une carte d'acquisition, nommée CABTR, développée par le DSBT et autorisant de grandes fréquences d'acquisition. L'ensemble des thermomètres utilisés sont dits de type résistifs. La température est déterminée par l'intermédiaire d'une mesure de la résistance électrique de la sonde. Cette résistance est mesurée par la carte d'acquisition, qui est reliée au thermomètre par un montage à 4 fils de manière à s'affranchir de la résistance de la filerie. La CABTR utilise une détection synchrone afin de réduire le bruit électromagnétique. L'alimentation électrique du thermomètre est adaptative. En fonction de la valeur de la résistance, la sonde est alimentée soit par une source de courant, soit par une source de tension. La gestion du mode d'alimentation a pour objectif de limiter autant que possible la puissance dissipée dans la sonde par effet Joule. Chaque CABTR dispose de 8 voies d'acquisition avec une fréquence d'échantillonnage de 2kHz et une bande passante de 100Hz. Pour chaque voie d'acquisition, la loi d'étalonnage de la sonde de température concernée est renseignée à la CABTR, qui convertit alors la résistance mesurée en température.

3.3.2. Instrumentation de l'enceinte à rupture de vide

La S.E est instrumentée de manière à suivre la dynamique de la rupture de vide et de la condensation de l'azote sur la tuyauterie d'hélium. L'instrumentation est composée de sondes de température et d'un capteur de pression. La figure 3.19 donne le PID simplifié de la S.E à rupture de vide, tandis que figure 3.20 montre l'intérieur de la S.E et les thermomètres qui y sont installés.

La position des différents thermomètres est donnée par l'annexe C.

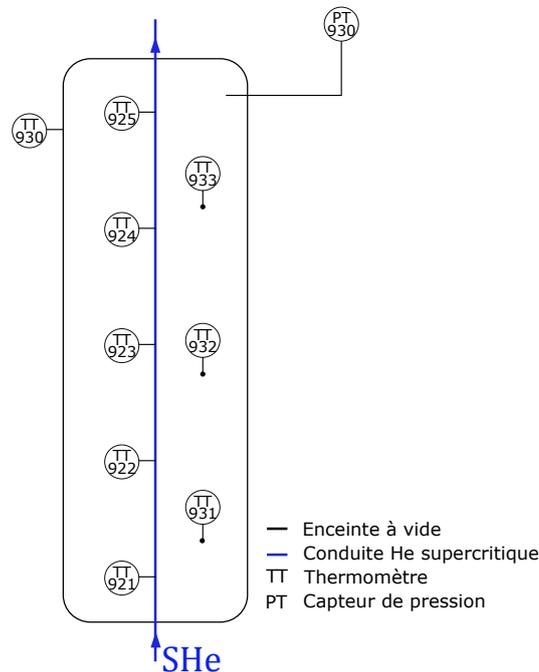


FIGURE 3.19. PID simplifié de la section d'essai à rupture de vide.

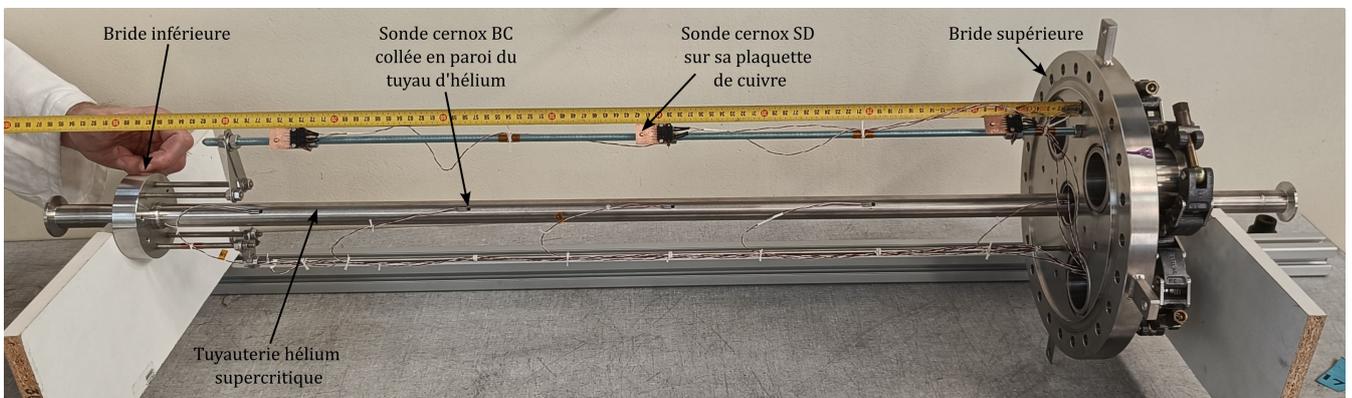


FIGURE 3.20. Vue de l'intérieur de la section d'essai à rupture de vide.

La température de la paroi externe de la conduite d'hélium est mesurée en différents points. La mesure est réalisée par des sondes Cernox BC, collées sur le tube à l'aide d'une colle largement utilisée par les cryogénistes, appelée Stycast. La petite taille de ces sondes⁷ réduit la surface de tuyauterie où la condensation est impactée par la présence des thermomètres. De plus, ces

7. Les dimensions d'une sonde cernox BC sont : 0,965 mm de largeur, 0,762 mm de longueur et 0,203 mm de hauteur

mesures de températures sont enregistrées avec une fréquence d'acquisition rapide. Au cours de la condensation, la température attendue pour la surface de la conduite d'hélium est de l'ordre de 70 K. D'après les constantes de temps de chaque type de sonde, fournies par le fabricant (table 3.2) en fonction de la température, seules les Cernox BC sont compatibles avec une fréquence d'acquisition de 150 ms.

	4,2 K	77 K	273 K
CX-BC	1,5 ms	50 ms	135 ms
CX-SD	15 ms	250 ms	800 ms

TABLE 3.2. – Constante de temps τ des sondes Cernox BC et SD, en fonction de la température [83].

Au total, cinq sondes (de TT921 à TT925) sont installées à intervalle régulier suivant la direction de l'écoulement de l'hélium supercritique. Afin de garantir un bon contact thermique avec le thermomètre, des méplats de petites tailles ont été usinés sur la paroi avant le collage. Une attention particulière a été portée à la gestion de la filerie des sondes. Pour éviter que les fils ne s'arrachent sous l'effet de souffle du débit d'azote, une petite piste en circuit imprimé est collée à la surface du tube pour assurer la jonction entre les fils d'or de la sonde et les fils de connexion en manganin (figure 3.21). Les extrémités des fils de manganin sont fixées à la tuyauterie par un bout de scotch aluminium, toujours dans l'optique d'éviter un arrachement des soudures. Les fils sont ensuite enroulés autour d'une tige filetée le long de leur parcours vers la prise Jaeger.

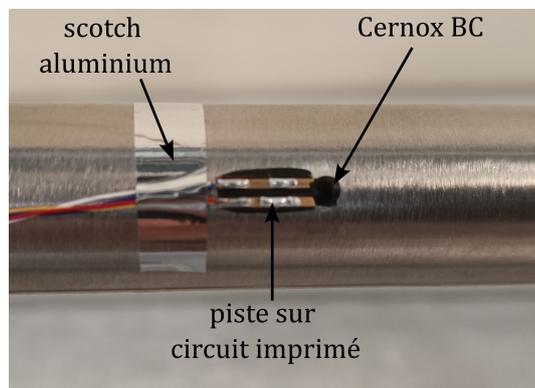


FIGURE 3.21. Vue d'une sonde Cernox BC collée sur la tuyauterie d'hélium supercritique.

Trois sondes de températures (TT931 à TT933) sont positionnées dans le vide d'isolement à trois hauteurs différentes (figure 3.20). Leur rôle est de mesurer la température de l'azote gazeux une fois que celui-ci a pénétré dans l'enceinte. Les thermomètres utilisés ici sont des Cernox de type SD (figure 3.22), plus simples à installer que les sondes Cernox BC. Les sondes sont positionnées sur des plaquettes de cuivre de petites dimensions (20 mm par 30,5 mm) et de faible épaisseur

(1 mm). Les sondes sont collées "de dos" sur la plaquette avec un point de Stycast. De cette manière la face sensible de la sonde est orientée vers le gaz dont elle mesure la température. Un dernier thermomètre (TT930) est fixé sur la face extérieure de l'enceinte à vide. Il s'agit d'une sonde platine, dont le rôle est de donner un aperçu de la température de l'enceinte à vide. La sonde est localisée sur la virole de l'enceinte, proche de la bride supérieure. La mesure n'est pas représentative de la température sur l'ensemble de l'enceinte, à cause de la faible conductivité thermique de l'inox et des gradients thermiques qui prennent place dans la virole et les brides.

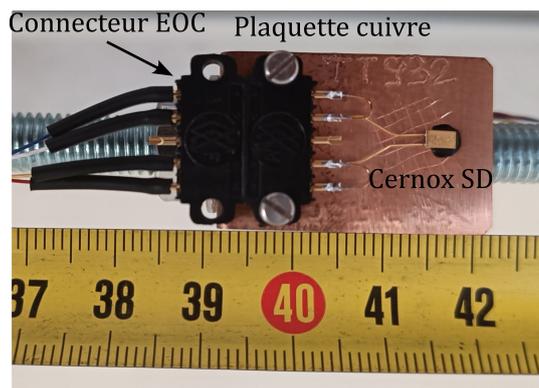


FIGURE 3.22. Vue d'une sonde Cernox SD installée dans le vide d'isolement.

La pression dans l'enceinte à vide de la *S.E* est mesurée par un capteur à membrane affleurante de la marque Keller [84] de gamme 0-1 bar. Cette mesure est enregistrée par le système d'acquisition rapide. Le capteur a un temps de réponse intrinsèque de 2,5 ms. Il est installé sur la platine d'*HELIOS* à température ambiante et est connecté à la zone de mesure par le biais d'une ligne manométrique de 4 mm de diamètre. La présence de la ligne entre l'enceinte à vide et le capteur ajoute une résistance et une inductance hydrauliques, qui dégradent le temps de propagation de l'onde de pression jusqu'au capteur. Il a été vérifié que le délai induit par la ligne est compatible avec la fréquence d'acquisition de 150 ms.

3.3.3. Instrumentation du bain d'*HELIOS*

Les deux sondes de niveau récupérées sur l'ancien bain sont installées dans l'espace libre entre le pré-échangeur et le bloc échangeur grâce à un piquage positionné sur le fond bombé de la cuve. Le niveau est estimé à partir de la mesure de résistance du fil en Nb-Ti qui constitue la sonde. La longueur de fil plongée dans le liquide devient supraconductrice, tandis que sa partie supérieure reste résistante. La sonde de niveau n'indique que la hauteur de sa partie immergée et la mesure doit être convertie pour obtenir le volume de liquide présent dans la cuve. Dans la suite du document, le niveau sera directement donné comme le rapport du volume de liquide sur le volume total du bain (508 L). La présence des échangeurs engendre la formation de bulles, qui peuvent pénétrer dans la gaine des sondes et perturber la mesure. Pour éviter ce problème,

les deux sondes de niveau sont placées dans un tube en inox ouvert à ses deux extrémités (figure 3.23). L'ouverture inférieure du tube se situe sous le niveau des échangeurs, de manière à ce que les bulles ne puissent pas entrer en contact avec les sondes.

La température du bain est mesurée par neuf sondes Cernox SD, collées sur des plaquette en cuivre. Ces sondes sont identifiées de 1TT960 à 9TT960 sur le PID d'HELIOS. Leur montage est identique à celui des sondes installées dans le vide d'isolement de la S.E (figure 3.22). Le nombre élevé de sondes permet à la fois de tenir compte de l'apparition de gradient thermique dans le bain, et d'assurer une redondance si jamais une sonde tombe en panne une fois que l'installation est en froid. Les sondes sont réparties verticalement dans le bain grâce à une tige filetée. Cette tige soutient huit sondes, la neuvième étant placée en haut du support des sondes de niveau. Les thermomètres du bain sont en acquisition *rapide* pour pouvoir suivre le dépôt de puissance induit par la rupture de vide.

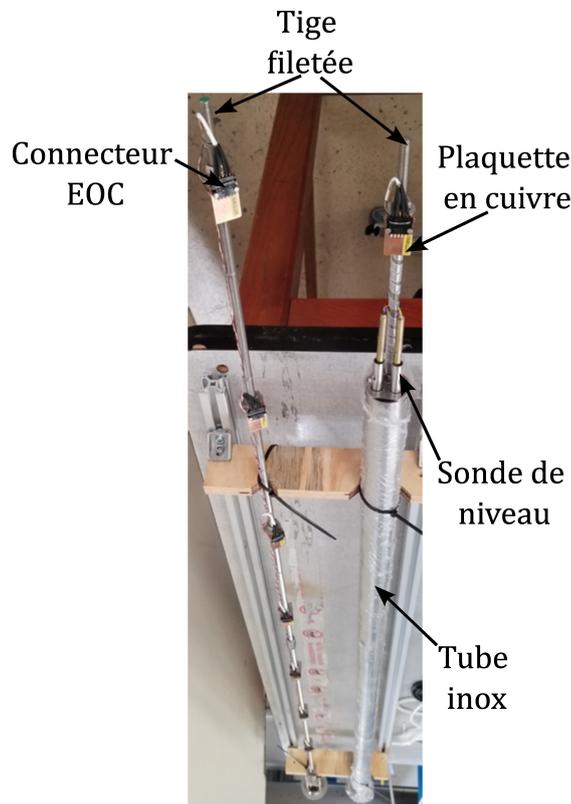


FIGURE 3.23. Sondes de niveau et supports pour les thermomètres du bain d'HELIOS.

La pression du bain est mesurée par deux capteurs de pression. Le premier est un capteur dit de process, de la marque Yokogawa, déjà présent sur l'ancienne installation. Un second capteur, de marque Keller, a été installé en parallèle du premier pour assurer une acquisition rapide de la pression du bain. Ce capteur a les mêmes caractéristiques que celui sur la S.E, à l'exception de

sa gamme, qui est ici de 0-3 bar.

Un débitmètre coriolis (FE960) et un débitmètre venturi (FE961) sont installés en série sur la ligne BP, en amont de la jonction avec le système de récupération d'hélium (figure 3.8). Il est ainsi possible de mesurer le débit de vapeur sortant du bain, indépendamment du fait que l'hélium soit évacué vers le gazomètre ou la station 400W. Les deux débitmètres sont installés afin d'assurer la redondance de la mesure. Le débitmètre Coriolis est un modèle CMF100 de la marque Emerson. Le débitmètre venturi a été dimensionné et conçu spécifiquement pour les besoins de la thèse. Son dimensionnement suit les recommandations de la norme NF EN ISO 5167-4. La mesure du débit au travers d'un venturi nécessite de connaître la densité de l'écoulement. Pour tenir compte de la perte de charge et de l'échauffement du fluide entre le bain et le débitmètre, des mesures de température (TT961) et de pression (PT961) sont effectuées en amont du débitmètre. La sonde TT961 est montée en doigt de gant, ce montage est détaillé à la section suivante. Comme ce débitmètre venturi a été construit pour l'occasion, il a dû être étalonné à partir des mesures du débitmètre Coriolis⁸.

Un débitmètre Coriolis (FTI601) installé dans la station 400W mesure le débit d'hélium supercritique fourni à HELIOS. Un second débitmètre venturi (FE940) mesure la part de ce débit envoyé vers le bain. Un débitmètre venturi supplémentaire (FE969) est installé sur la ligne BP en aval de la jonction avec le gazomètre pour mesurer le débit de vapeur renvoyé à la station 400W.

3.3.4. Instrumentation de la boucle supercritique

Mesures aux bornes de la section d'essai

On installe sur la boucle supercritique, aux bornes de la S.E, une instrumentation spécifique pour suivre le dépôt de puissance induit par la perte du vide d'isolement. Elle inclut les sondes de température positionnées aux bornes de la S.E TT920 et TT929, ainsi que le capteur de pression raccordé au plus proche de la S.E, le capteur PT920 (figure 3.8). Ces trois capteurs sont en acquisition rapide.

La mesure de pression est assurée par un capteur Keller de gamme 0-11 bar. La ligne manométrique est connectée à la boucle supercritique 1 m en amont de la S.E. L'onde de pression se propage dans l'écoulement à la vitesse du son, soit environ 200 m.s^{-1} dans les conditions de la boucle. L'impact du temps de propagation de l'onde de pression est donc négligeable par rapport à la fréquence d'acquisition.

La sonde de température TT920 est placée à 3,5 m en amont de la S.E. Cette distance éloigne la sonde du gradient thermique pouvant survenir par conduction dans les parois avec le fort échauf-

8. Le débit est calculé sous la forme $\dot{m} = a\sqrt{\rho(\Delta P)}$, avec a qui prend en compte à la fois les caractéristiques géométriques et le coefficient du venturi. Pour FE961, $a = 0,226$

fement de la S.E. Elle évite également de mesurer le reflux d'hélium chaud en cas d'apparition d'un contre-courant sur les premiers instants de la rupture de vide. Le choix de la position de la sonde T929 en aval de la S.E est plus contraint. Une sonde proche de la S.E limite l'effet de lissage de charge de la boucle supercritique sur les premiers instants de rupture de vide. De plus, la proximité de la sortie de la S.E avec la jonction du bypass est aussi source de gradient thermique, ce qui pousse à positionner la sonde le plus proche possible de la S.E. Néanmoins, pour avoir une mesure de température fiable et représentative de la puissance déposée par la rupture de vide, l'écoulement doit être correctement mélangé afin que la mesure ne soit pas faussée par la stratification thermique de l'écoulement. Deux coudes ont donc été intercalés entre la sonde et la sortie de la S.E pour assurer un brassage du fluide.

Les deux thermomètres sont installés en doigt de gant, c'est-à-dire que la sonde est positionnée à l'intérieur de la tuyauterie et plonge dans l'écoulement d'hélium supercritique. Le principal défi de ce type de montage est de permettre le passage des fils du thermomètre tout en assurant l'étanchéité envers le vide d'isolement. Pour résoudre cette difficulté, un montage spécifique a été mis au point et est illustré par la figure 3.24. Une prise Jaeger à six broches est utilisée pour assurer la connection avec les quatre fils de mesure du thermomètre, tandis que les deux broches restantes sont employées au maintien du support de la sonde. La sonde est collée à la Stycast au bout d'une tige en verre epoxy. Le support est creux pour permettre le passage des fils jusqu'aux broches de la prise. Un raccord adapté à la taille de la prise est soudé sur la tuyauterie à l'endroit souhaité. Il permet le passage de la sonde jusqu'à l'écoulement et assure l'étanchéité une fois la prise Jaeger en place. La thermalisation des fils est assurée directement par l'écoulement d'hélium supercritique. Initialement les Cernox utilisées pour les sondes TT920 et TT929 étaient de type BC. Ce sont ces Cernox qui furent utilisées pour la première campagne expérimentale. Malheureusement, il fut constaté que le collage de sondes BC avec de la colle Stycast modifie l'étalonnage des capteurs. Elles furent remplacées pour la deuxième campagne par des sondes Cernox SD. Ce type de montage est également celui utilisé pour le thermomètre TT961 placé sur la ligne de décharge du bain, avec une sonde Cernox SD.

Thermométrie de la boucle supercritique

Pour les mesures de température autres que celles aux bornes de la S.E décrites précédemment, le thermomètre est toujours positionné à l'extérieur de la tuyauterie. La température de la paroi externe est alors assimilée à la température de l'hélium supercritique. Plusieurs types de montages et de sondes coexistent sur la boucle, résultat des modifications et des remplacements successifs au cours des évolutions de l'installation. Trois thermomètres (2TT959, 1TT980 et 1TT989) installés sur la boucle supercritique sont des sondes carbone. Ces sondes sont fabriquées à partir d'un semi conducteur dont la variation de résistance en fonction de la température est très importante sur la gamme 4-20 K, ce qui permet une grande sensibilité de la mesure. Par contre, la précision s'écroule pour des températures supérieures. Une sonde platine est placée en entrée

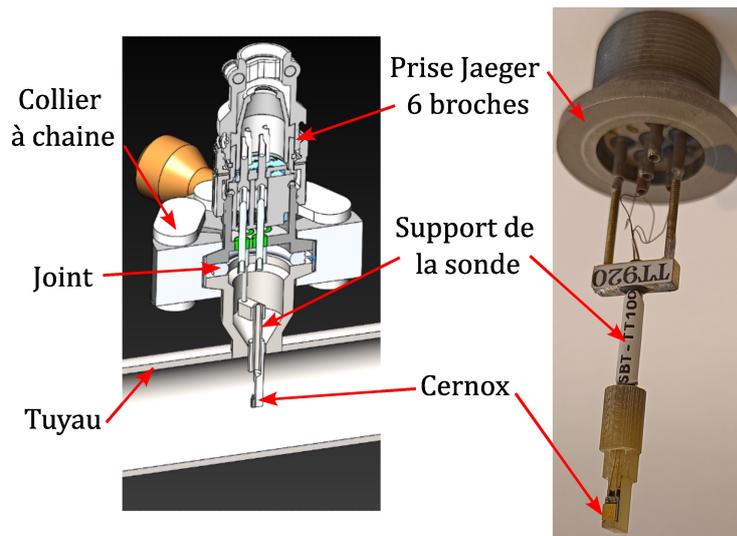


FIGURE 3.24. Sonde de température montée en doigt de gant.

du circulateur pour suivre la mise en froid et pallier à l'absence de mesures fiables de la part de la sonde carbone au delà de 20 K. Tous les autres thermomètres de la boucle sont des sondes Cernox, soit de type AA soit de type CU [83]. Les sondes cernox AA et carbone sont placées dans des blocs de thermalisation en cuivre, qui sont directement brasés sur la surface de la tuyauterie. Un bloc de thermalisation des fils est également brasé en aval du bloc portant la sonde. Ainsi, la perte thermique résiduelle arrivant par les fils est dissipée dans l'écoulement après que celui-ci ait dépassé la sonde. Tout comme les cernox AA, le montage des cernox CU inclut un bloc de thermalisation de la filerie brasé sur le tuyau. La spécificité du montage de ces sondes réside dans l'utilisation d'un doigt de gant en cuivre pour assurer la thermalisation de la sonde. La sonde est alors vissée sur la partie haute du doigt de gant, à l'extérieur de la tuyauterie, tandis que la partie inférieure du barreau de cuivre traverse la paroi en inox et rentre en contact direct avec l'écoulement. Pour les deux types de montage, un capot de protection recouvre à la fois la sonde et le bloc de thermalisation des fils afin de bloquer le rayonnement et limiter les pertes thermiques sur le thermomètre. Le bloc et son capot sont ensuite recouverts par le superisolant. Une illustration des deux types de montage est donnée figure 3.25.

Malgré ces précautions, il existera toujours des pertes statiques qui perturberont malgré tout les mesures. Au cours de la détermination des pertes thermiques reçues par la boucle supercritique entre chaque thermomètre, on utilise la méthode mise en place dans [61] pour déterminer les erreurs de mesure dues à ces phénomènes parasites et corriger les mesures. La méthode de détermination des pertes thermiques et de correction des thermomètres est présentée en annexe D.

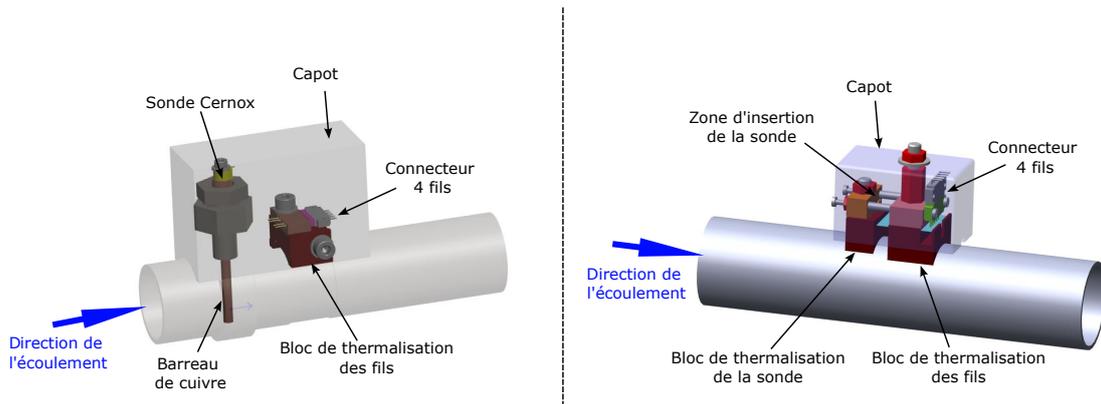


FIGURE 3.25. Montages pour les sondes Cernox CU (à gauche) et Cernox AA ou carbone (à droite).

Mesures de débit sur la boucle supercritique

Deux types de mesures de débits sont réalisés sur la boucle supercritique. Les débits dans la S.E (FE920) et le bypass (FE910) sont mesurés par deux débitmètres Coriolis de la marque Emerson, respectivement de modèle CMF025 et un CM0F50. Le débitmètre mesurant le débit de la S.E est placé en amont de celle-ci, juste avant la sonde de température TT920. Le débit total de la boucle est mesuré par un débitmètre venturi DN20 positionné en sortie du circulateur (FE989). Comme pour le venturi du bain, des capteurs de pression et de température sont installés en entrée du venturi pour le calcul de la masse volumique de l'écoulement.

Mesures de pression sur la boucle supercritique

Un capteur de pression différentiel de marque Yokogawa et de gamme 0-2 bar est placé aux bornes du circulateur pour son pilotage. Des capteurs de pressions Yokogawa et Rosemount de gamme 0-10 bar sont installés sur chaque portion de la boucle supercritique comprise entre deux vannes, ou entre une vanne et le circulateur. Ils permettent ainsi un suivi des différents niveaux de pression sur la boucle. Tous ces capteurs de pression sont placés à température ambiante et connectés à la boucle par le biais de ligne manométrique.

Mesure de la puissance déposée par le chauffage de la section d'essai électrique

La puissance électrique appliquée dans le chauffage de la S.E électrique est mesurée par un wattmètre Yokogawa WT230 connecté aux bornes du cordon chauffant. Cette mesure sert de référence pour les comparaisons avec les bilans effectués pour retrouver la puissance déposée sur la boucle supercritique. L'incertitude associée à la mesure de puissance par le wattmètre est de 0,3 % de la valeur lue, auquel s'ajoute 0,2 % de la gamme de mesure (6 kW ici). Cette dernière contribution est de 12 W.

3.4. Bilans de puissance pour déterminer la puissance déposée à l'hélium supercritique

Afin de déterminer la puissance transmise à l'écoulement d'hélium supercritique lors de son passage dans la S.E, plusieurs bilans d'énergie sont mis en place grâce à l'instrumentation d'HELIOS. Une partie de ces bilans est appliquée à la boucle supercritique, tandis que d'autres sont effectués sur le bain. Le recours à des bilans sur deux parties distinctes de l'installation assure une redondance des méthodes de détermination du flux.

Toutefois, un bilan sur le bain comptabilise l'ensemble des sources d'énergie présentes sur la boucle (la S.E mais aussi les pertes thermiques et le circulateur). La mise en place d'un tel bilan impose donc de connaître l'ensemble des différentes contributions. De plus, la méthode de bilan doit être adaptée à la configuration choisie pour l'essai, bain ouvert ou fermé (section 3.2.5). Les deux cas seront donc traités dans ce qui suit.

3.4.1. Bilans enthalpiques sur la boucle supercritique

Les transferts d'énergie sur la boucle supercritique sont évalués par l'intermédiaire de bilans enthalpiques. Grâce à eux, on détermine la puissance transmise à l'écoulement d'hélium supercritique au travers de la S.E, ainsi que la puissance échangée entre la boucle et le bain. La figure 3.26 donne les zones sur lesquelles sont réalisés les différents bilans enthalpiques. Chaque bilan sera décrit dans la suite du document. Les bilans enthalpiques découlent de l'application du premier principe de la thermodynamique, appliqué à un système ouvert en régime stationnaire. La puissance thermique apportée au fluide est alors égale à sa variation d'enthalpie entre les bornes du système, multipliée par le débit massique (équation (3.12)).

$$\dot{Q} = \dot{m} (h_{aval} - h_{amont}) \quad (3.12)$$

Dans la pratique, l'enthalpie du fluide est déterminée avec les tables des propriétés de l'hélium, à partir des mesures de pression et de température. Une mesure de débit est également nécessaire. L'hypothèse de régime stationnaire implique que les débits entrant et sortant de la portion de tuyauterie sur laquelle est réalisé le bilan soient égaux. Cependant, au cours de phénomènes fortement transitoires, ces deux débits ne sont pas identiques à chaque instant. Lorsque la rupture de vide est déclenchée, la forte puissance thermique apportée à l'hélium froid contenu dans la S.E provoque localement une forte chute de la masse volumique du fluide. L'expansion de cette zone chaude tend alors à expulser l'hélium de part et d'autre de la ligne concernée (figure 3.27). En amont de la S.E, l'hélium éjecté s'oppose à l'écoulement imposé par le circulateur et provoque une chute du débit. A l'inverse, l'expulsion du fluide crée un pic de débit en sortie de la S.E. Pour maximiser la précision du bilan enthalpique au cours des premières secondes de transitoire, il serait préférable de disposer d'un débitmètre en entrée et en sortie de la S.E. Le choix a pour-

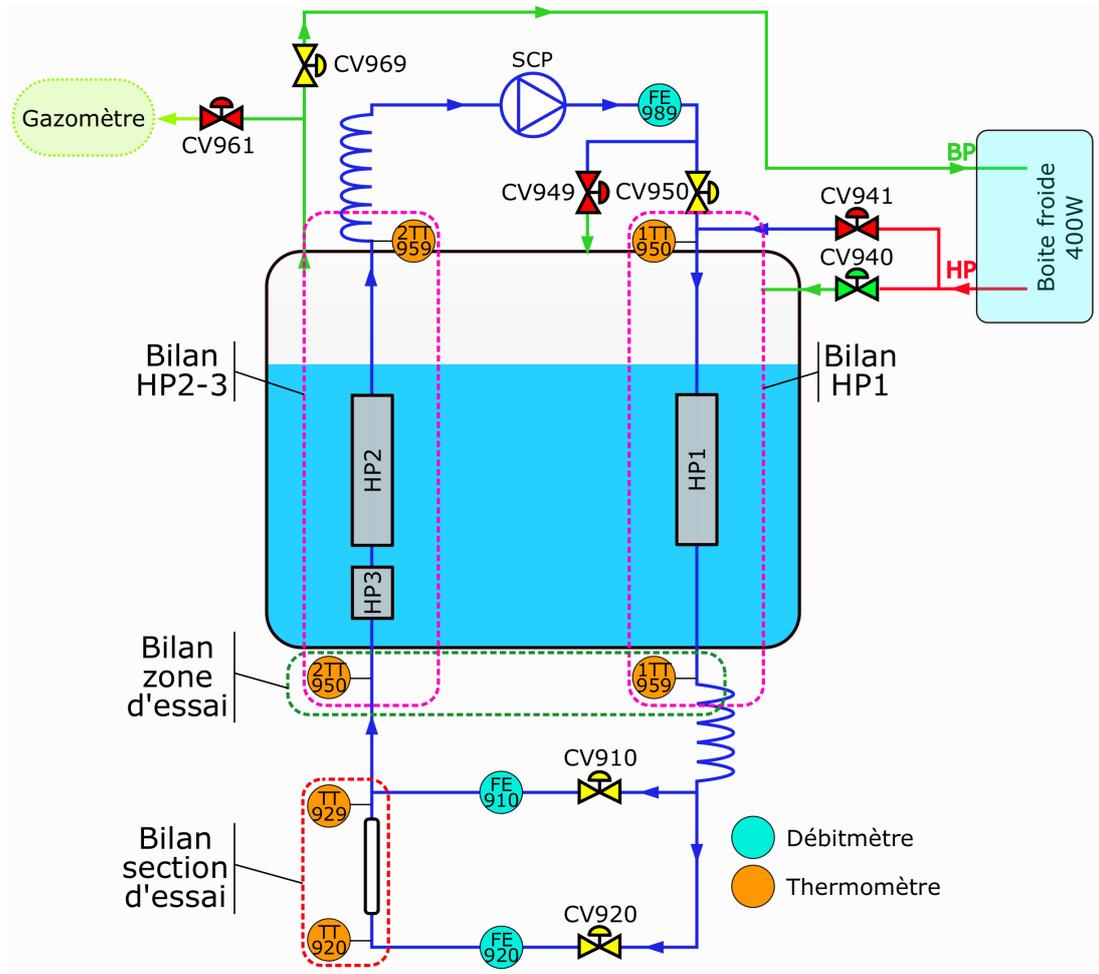


FIGURE 3.26. Localisations des bilans enthalpiques réalisés sur la boucle supercritique.

tant été fait de ne mesurer que le débit amont et de supposer que le débit sortant est identique. En effet, le déséquilibre entre ces deux débits n'est présent que dans les premiers instants de la rupture de vide. Les simulations réalisées avec CATHARE montrent que l'intérêt d'ajouter un tel débitmètre est limité. Du fait de la faible volumétrie de la tuyauterie d'hélium de la S.E, le régime d'écoulement est très rapidement atteint et les débits entrant et sortant redeviennent très proches, en moins d'une seconde. De plus, la perte de charge au travers d'un débitmètre Coriolis n'est pas négligeable. L'expulsion d'un fort débit d'hélium chaud au travers de ce dernier pourrait induire un pic de pression dans la S.E.

Sur les quatre bilans enthalpiques mis en place, trois peuvent être utilisés pour déterminer la puissance déposée à l'écoulement d'hélium supercritique au cours de la rupture de vide.

- Le bilan sur la S.E, grâce aux sondes de température TT920 et TT929, au débitmètre FE920 et à la sonde de pression PT920.

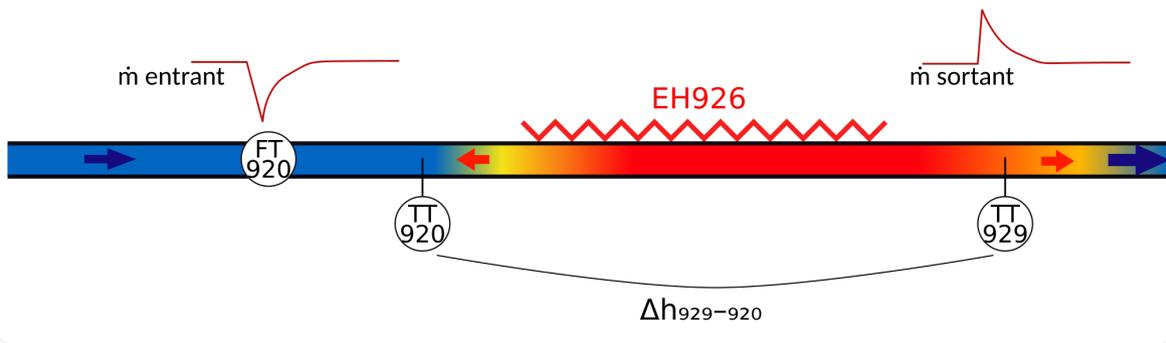


FIGURE 3.27. Illustration de l'expansion de l'hélium dans la section d'essai électrique au moment de l'activation du chauffage.

- Le bilan sur la zone d'essai, entre les sondes de température 1TT959 et 2TT950. Le débit considéré pour ce bilan est la somme des débits mesurés par FE910 et FE920. De plus, la présence des vannes CV910 et CV920 induit la majeure partie de la perte de charge sur la boucle. Deux capteurs de pression sont donc utilisés pour le calcul des enthalpies : le capteur PT959, associé avec le thermomètre 1TT959, et PT920 pour le thermomètre 2TT950.
- Le bilan sur les échangeurs HP2 et HP3, avec les sondes de température 2TT950 et 2TT959, ainsi que le capteur de pression PT920. Le débit employé est aussi la somme des débits mesurés par FE910 et FE920.

On privilégie le bilan aux bornes de la S.E, puisque la faible distance avec les sondes de température employées limite au maximum le lissage de la charge thermique induit par le transit de l'hélium dans la boucle supercritique. Les deux autres bilans assurent un moyen de vérification et de redondance de la mesure.

Pour chaque bilan, la puissance calculée est la somme de deux contributions : la puissance apportée par la rupture de vide et celle due aux pertes statiques. Les variations de température de la boucle sont limitées et on peut raisonnablement considérer que les pertes ne varient pas au cours d'un essai. La contribution des pertes est donc considérée ici comme un offset. Une partie du travail de compression fourni par le circulateur est dissipée au travers des vannes CV910 et CV920, puis est évacuée de la boucle par l'intermédiaire des échangeurs HP2 et HP3. Dans le cadre de la détermination de la puissance injectée au fluide au travers de la S.E, cette contribution est à prendre en compte dans le bilan enthalpique réalisé sur ces deux échangeurs.

Le quatrième bilan est opéré aux bornes du premier échangeur, HP1. En association avec le bilan réalisé aux bornes du pré-échangeur et de HP2, il permet de quantifier l'énergie transférée de la boucle supercritique vers le bain. On peut ainsi vérifier que la valeur obtenue concorde avec le résultat du bilan sur le bain. Le bilan sur HP1 fait appel aux sondes de température 1TT950 et 1TT959, ainsi qu'au capteur de pression PT959. Le débit est mesuré par le débitmètre venturi

FE989. Contrairement aux bilans établis dans l'objectif de quantifier l'apport de puissance dû à la rupture de vide, on ne se soucie pas ici de soustraire les pertes statiques, puisqu'elles sont également comptabilisées par les bilans réalisés sur le bain.

3.4.2. Bilans en bain fermé

On dit que le bain est fermé lorsqu'il est totalement isolé du reste des installations via la fermeture de toutes les vannes installées sur les lignes de connexion de la cuve d'HELIOS. Dans cette situation, le bain ne reçoit et n'évacue plus d'hélium. L'évolution dans ce système se déroule à masse volumique constante, égale à la masse volumique moyenne du bain. Sous l'effet des transferts d'énergie, la masse d'hélium contenue dans le bain voit sa pression et sa température augmenter. Le comportement dynamique dépend alors directement de son niveau de remplissage initial. Deux phénomènes physiques sont à prendre en compte : la vaporisation et la dilatation du liquide. Sous l'effet du chauffage, une partie du liquide est vaporisée. La pression du bain croît et entraîne une hausse de la température du liquide, afin que cette phase reste sur la courbe de saturation. Sous l'effet de son propre échauffement, le liquide se dilate alors.

Si l'on observe le diagramme Pv de l'hélium (figure 3.28), on s'aperçoit que deux cas de figure sont possibles pour une transformation isochore (droite verticale). Dans le cas d'un fort remplissage, avec un volume spécifique moyen du bain inférieur à celui du point critique de l'hélium (cas A), l'application d'une puissance thermique cause un accroissement du niveau de liquide. L'expansion du liquide comprime la vapeur qui peut alors se recondenser. Si la pression du bain atteint la courbe de saturation (point C), le bain est alors uniquement rempli de liquide à saturation, bien que l'on fût initialement en présence d'ébullition. Pour des pressions encore supérieures, le liquide peut même être sous refroidi. Dans le cas d'un remplissage faible, avec un volume massique

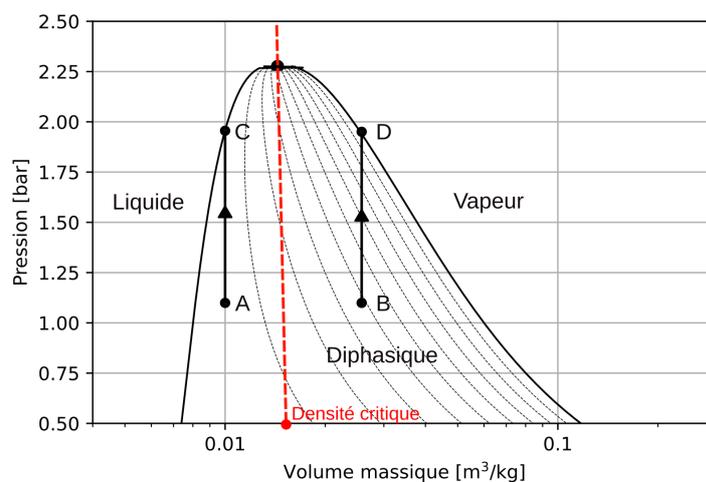


FIGURE 3.28. Diagramme Pv de l'hélium.

supérieur à celui du point critique, l'apport de chaleur vaporise le liquide. La dilatation du liquide n'est alors pas suffisante pour provoquer une recondensation de la vapeur et le niveau diminue. Si la pression augmente jusqu'à atteindre la courbe de saturation, la phase liquide disparaît et le bain ne contient plus que de la vapeur à saturation (point D). Néanmoins, les prédictions effectuées à partir du diagramme $p-v$ ne sont valides que dans le cas où l'équilibre thermodynamique est atteint. Dans la réalité, et en particulier en cas de transitoire rapide, cet équilibre peut ne pas l'être. Dans cette partie, nous élaborons des stratégies pour déterminer l'énergie déposée dans le bain à partir des variations de pression et température mesurées, que l'équilibre thermodynamique soit atteint ou non à l'issue de l'essai de rupture de vide. Plusieurs méthodes de bilan en bain fermé, plus ou moins complexes à mettre en œuvre, ont donc été testées.

Bain fermé associé à un volume 0D

On associe ici le bain à un unique volume 0D, fermé et isochore. Aucune distinction n'est faite entre l'évolution dans la phase liquide et dans la phase vapeur. L'équilibre thermodynamique est supposé atteint à chaque instant, sans gradient de température dans l'ensemble du volume. On considère que les deux phases évoluent à la température de saturation en fonction de la pression du bain tout au long du processus.

Le remplissage initial du bain est pris en compte par l'intermédiaire de sa masse volumique moyenne. Celle-ci est calculée à partir du volume occupé par chacune des phases (équation 3.13) à l'instant où le bain est isolé du reste de l'installation.

$$\rho_m = \frac{V_{liq} \cdot \rho_{liq} + V_{vap} \cdot \rho_{vap}}{V_{liq} + V_{vap}} \quad (3.13)$$

À partir de cette masse volumique moyenne et de la mesure de pression effectuée dans la cuve d'HELIOS, il est alors possible de déterminer la variation d'énergie interne du bain avec les tables de propriétés de l'hélium données par REFPROP

$$U(t) = \rho_m \cdot V_{bain} \cdot u(P(t), \rho_m) \quad (3.14)$$

Pour un bain aux parois indéformables, la première loi de la thermodynamique relie directement cette variation à la quantité de chaleur Q apportée au bain :

$$\Delta U = Q_{boucle \rightarrow bain} + Q_{perte} \quad (3.15)$$

Par dérivation temporelle de cette énergie, on obtient l'évolution de la puissance transférée au bain. Cette méthode représente l'avantage d'être simple à mettre en œuvre et permet une première approximation de la puissance déposée au bain. Néanmoins, elle n'est précise que si l'hypothèse d'équilibre thermodynamique est respectée. On constate expérimentalement qu'un gradient thermique se forme dans le nuage de vapeur sous l'effet de la compression.

Bain fermé associé à trois sous-volumes 0D

La seconde méthode de bilan en bain fermé repose sur l'utilisation d'un modèle mis en place par Jager et al., dans le cadre de l'étude du comportement des volants thermiques du tokamak Tore Supra [85]. Comme précédemment, cette méthode s'appuie également sur la variation de pression interne du bain pour quantifier l'énergie stockée dans le volant thermique. Cependant, les auteurs proposent de partager le volume de la cuve en plusieurs zones dont ils supposent la température homogène. La séparation du bain en plusieurs zones permet de distinguer les types de transformations subies par le fluide en fonction de la zone du bain considérée. À l'inverse du bilan sur un unique volume 0D, on considère ici une transformation suffisamment rapide pour négliger les échanges thermiques entre les différentes zones du bain. Ce modèle permet de considérer un bilan en dehors de l'équilibre thermodynamique en utilisant uniquement une mesure de pression. Cet aspect permet de s'affranchir des problématiques de stratification thermique qui peuvent apparaître dans le bain, l'hélium normal ayant une conductivité thermique très limitée. À l'inverse, une fluctuation de pression se propage à la vitesse du son, la pression du bain s'homogénéise donc très rapidement (~ 20 ms). Les paragraphes ci-dessous présentent le modèle et les adaptations qui y ont été apportées pour l'appliquer au bain d'HELIOS.

À l'état initial, c'est-à-dire avant le début du pulse, le bain est divisé en trois zones (figure 3.29).

Zone V0 Cette zone contient le liquide situé sous les échangeurs de chaleur. De par la faible conductivité thermique de l'hélium et la faible convection qui règne dans cette zone, on suppose qu'elle n'échange ni matière ni énergie avec le reste du bain. Elle subit par contre une compression isentropique sous l'effet de la montée en pression du bain.

Zone V1 Cette zone correspond au liquide qui occupe l'espace entre la partie basse des échangeurs et l'interface liquide-vapeur. C'est cette zone qui reçoit l'énergie dissipée par les échangeurs. La présence des échangeurs en partie de cette zone assure un brassage important du liquide qui garantit une température homogène dans l'ensemble du volume. En s'échauffant, le liquide qu'elle contient se dilate et agit à la manière d'un piston en comprimant les zones V0 et V2.

Zone V2 La zone ne contient que de la vapeur et représente le ciel gazeux du bain initialement présent dans le bain. Tout comme la zone V0, elle n'échange ni matière ni énergie avec la zone V1 et subit une compression isentropique.

Avant que le bain ne reçoive de l'énergie de la part des échangeurs, le bain est à sa pression initiale (1,15 bar dans le cas d'HELIOS) et homogène en température (température de saturation). L'énergie interne du système est calculée comme la somme des énergies internes de chacune des trois zones.

$$U_{init} = \sum_{j=0}^2 m_j u_j \quad (3.16)$$

Les entropies s_0 et s_2 des zones V0 et V2 sont également déterminées aux conditions initiales.

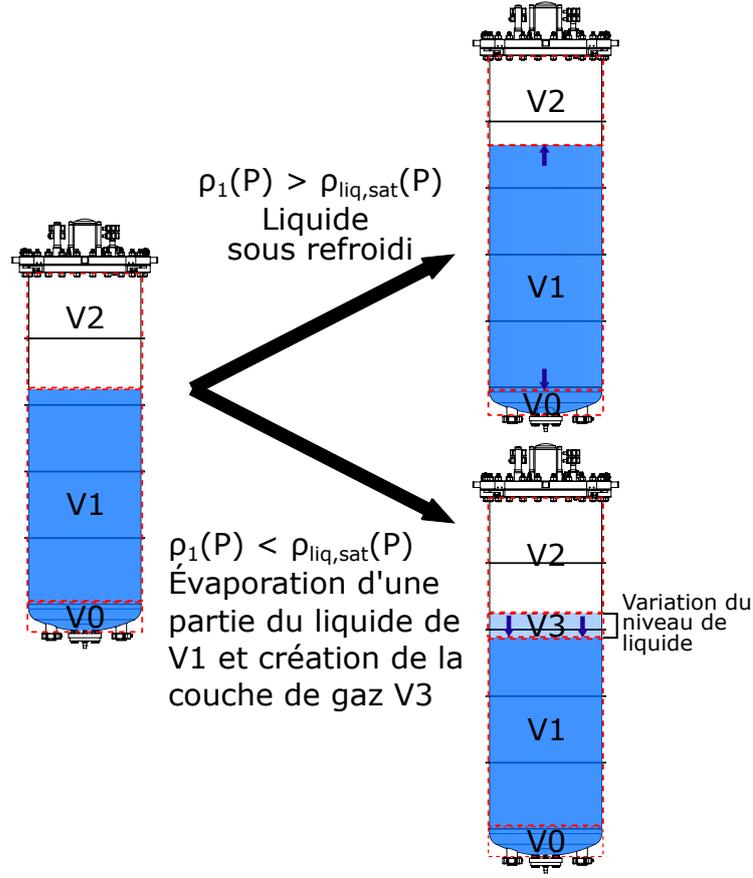


FIGURE 3.29. Découpage du bain en trois zones.

Lorsque le bain commence à recevoir de l'énergie en provenance de la boucle, sa pression augmente. À partir de l'évolution de pression mesurée dans le bain, il est possible de calculer pour chaque zone l'énergie interne et la masse volumique du fluide pour chaque incrément de pression. La pression mesurée dans le bain par le capteur 2PT960 à l'instant t est notée $P(t)$. Pour les zones V0 et V2 soumises à une compression isentropique, on peut déterminer directement à partir des tables de propriétés de l'hélium leur énergie interne et leur masse volumique respective à l'instant t :

- $u_0(s_0, P(t))$ et $u_2(s_2, P(t))$
- $\rho_0(s_0, P(t))$ et $\rho_2(s_2, P(t))$

Les zones V0 et V2 n'échangent pas de masse avec la zone V1 et évoluent à masse constante (respectivement m_0 et m_2). La masse volumique de la zone V1 est alors calculée à l'instant t selon :

$$\rho_1(P(t)) = \frac{m_1(P(t-dt))}{V_T - \left(\frac{m_0}{\rho_0(P(t))} + \frac{m_2}{\rho_2(P(t))} \right)} \quad (3.17)$$

avec V_T le volume total du bain et $P(t-dt)$ la pression du bain mesurée à l'instant d'acquisition

précédent. La masse volumique ρ_1 est comparée à celle du liquide à saturation pour la même pression $\rho_{sat}(P(t))$. Deux cas de figure sont alors possibles en fonction du remplissage initial :

1. Si $\rho_1 \geq \rho_{liq,sat}(P(t))$, alors le liquide est sous refroidi (à saturation en cas d'égalité). La masse de liquide contenue dans la zone V1 reste constante et son énergie interne massique $u_1(P(t), \rho_1)$ est déterminée en utilisant les tables de propriété de l'hélium.
2. Si $\rho_1 < \rho_{liq,sat}(P(t))$, cela signifie qu'une partie du liquide s'est vaporisée. La zone V1 est scindée en deux, avec une couche de liquide qui forme la nouvelle zone V1, et un volume V3 qui contient une couche de vapeur saturée formée par vaporisation du liquide. Cette nouvelle zone, plus froide et donc plus dense que le ciel gazeux V2, vient s'intercaler entre le liquide du volume V1 et la zone V2. La répartition entre les deux volumes V1 et V3 est réalisée de manière à ce que la masse volumique moyenne des deux couches soit égale à $\rho_1(P(t))$. Les conditions dans les deux couches sont à saturation. On détermine ensuite l'énergie interne de chacune des deux nouvelles zones.

Au cours des itérations suivantes, la couche V3 va subir une compression isentropique à partir de ses conditions de formation. Au fur et à mesure, de nouvelles couches de vapeur peuvent être amenées à se former pour être ensuite comprimées durant le reste du transitoire. Comme le modèle suppose que la vapeur formée au cours du processus ne recondense pas à la surface du liquide, ces nouvelles couches doivent être intégrées au calcul de la masse volumique de la zone 1 aux itérations suivantes. Le terme $\frac{m_2}{\rho_2(P(t))}$ de l'équation (3.17) est à remplacer par le volume total de vapeur contenu dans le bain $V_{vap} = \sum_{i=2}^n \frac{m_i}{\rho_i(P(t))}$. Une fois la pression finale P_{final} atteinte, l'énergie totale accumulée dans le bain est calculée en sommant les énergies internes de chacune des zones présentes.

$$U_{final} = \sum_{j=0}^n m_j u_j(P_{final}) \quad (3.18)$$

L'énergie stockée dans le bain est donnée par :

$$Q_{stocke} = U_{final} - U_{init} \quad (3.19)$$

Comme pour le bilan 0D mono-volume présenté précédemment, l'évolution de la puissance reçue par le bain au cours du temps est obtenue par dérivation de l'énergie accumulée.

Bain fermé associé à neuf sous-volumes 0D

Une dernière méthode de bilan a été mise en œuvre. Elle consiste en un partage du bain en neuf zones, de manière à ce que chaque volume ainsi créé soit associé à l'une des sondes de température du bain. On suppose que la température est uniforme au sein de chaque volume et correspond à celle mesurée par le thermomètre assigné à la zone. Le découpage du bain est réalisé de manière à ce que les centres de chaque volume correspondent à une sonde de température. Cependant, cette répartition ne peut pas toujours être respectée. Le modèle n'est pas capable de prendre

en considération le passage de l'interface liquide-vapeur d'un volume de contrôle à l'autre. Si au cours du transitoire cette interface est amenée à changer de volume, la hauteur de la maille qui la contient initialement doit être ajustée. Pour respecter la volumétrie du bain, il est nécessaire d'adapter en hauteur une des deux mailles monophasiques adjacentes. La figure 3.30 illustre la manière dont le bain est découpé dans chaque cas.

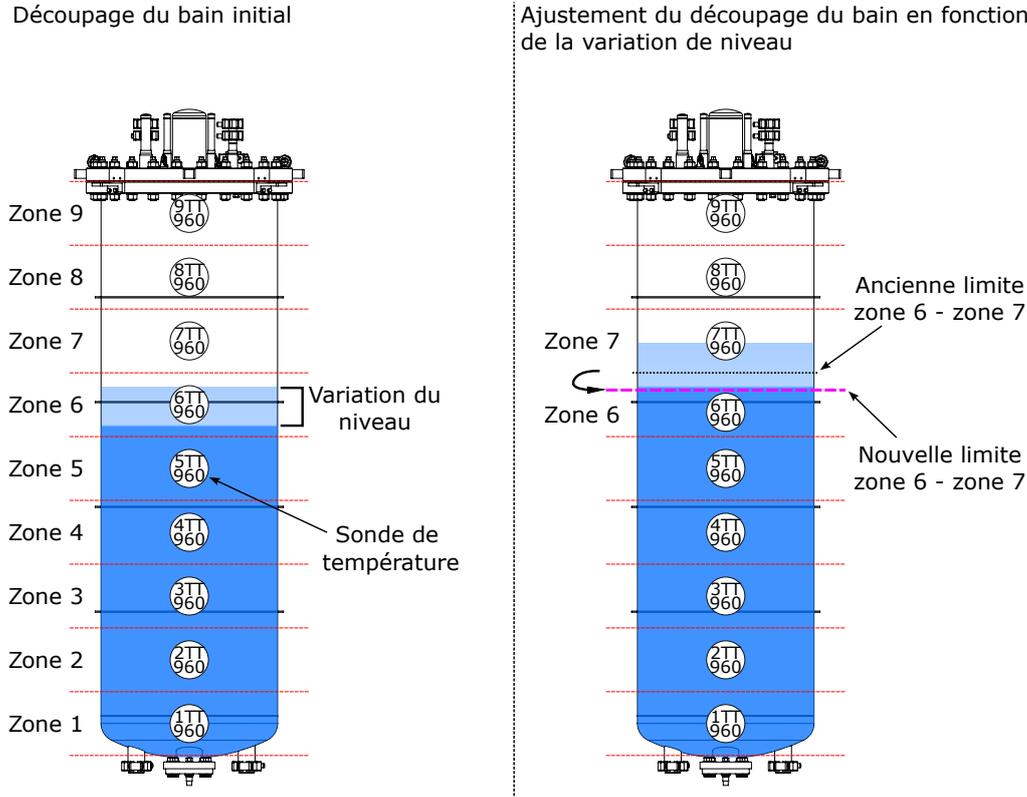


FIGURE 3.30. Découpage du bain en neuf zones.

Le bilan nécessite une première phase d'initialisation. À partir du niveau mesuré dans le bain juste avant le début du pulse, chaque maille se voit assigner un indicatif indiquant la phase qu'elle contient : monophasique vapeur, monophasique liquide ou diphasique. La masse d'hélium contenue dans le bain à cet instant est calculée à partir des conditions dans le bain.

Après l'initialisation du modèle, l'énergie interne de l'hélium contenu dans chaque maille monophasique est calculée à chaque instant. Cette énergie est déterminée à partir de la pression du bain et de la température mesurée par le thermomètre associé au volume considéré. Pour les mailles contenant de l'hélium liquide, la pression hydrostatique est ajoutée à la pression mesurée par la sonde de pression du bain⁹. Toutefois, la mesure de niveau n'est pas fiable lorsque de fortes

9. La pression hydrostatique est faible vis à vis de la pression mesurée dans le bain (environ 0,02 bar pour 1,5 m de hauteur de liquide) et n'est pas prise en compte pour les autres bilans mis en place sur le bain. Cependant,

puissances sont déposées dans le bain. La pression hydrostatique à appliquer à chaque volume est donc calculée suivant l'hypothèse que le niveau reste fixe tout au long du transitoire. De plus, la masse volumique est supposée uniforme dans l'ensemble du bain et égale à celle calculée dans la maille pour les conditions de température et pression qui y sont mesurées. La pression pour chaque maille de liquide est alors estimée selon :

$$P_{maille} = P_{bain} + \rho_{liq,maille} \cdot g \cdot z_{maille,init} \quad (3.20)$$

avec P_{bain} la pression mesurée par la sonde 2PT960, $\rho_{liq,maille}$ la masse volumique calculée dans la maille et $z_{maille,init}$ la hauteur entre le centre du volume et l'interface liquide vapeur avant le début du pulse. L'énergie interne de chaque maille monophasique est calculée en fonction de sa température T_{maille} et de son volume V_{maille} .

$$U_{maille} = \rho(P_{maille}, T_{maille}) \cdot V_{maille} \cdot u(P_{maille}, T_{maille}) \quad (3.21)$$

Le traitement de l'interface liquide vapeur doit tenir compte de la conservation de la masse imposée par le bain fermé. Une fois la masse volumique de l'hélium contenu dans chaque volume monophasique déterminée, la masse volumique moyenne ρ_{moyen} de la maille diphasique est calculée en accord avec le principe de conservation de la masse dans le bain. En considérant chacune des deux phases présentes dans le volume à saturation, il est possible de déterminer la masse de chaque phase contenue dans le volume de la maille V_{maille} selon :

$$m_{liq,maille} = \rho_{liq,sat} \left(\frac{V_{maille} \cdot (\rho_{moyen} - \rho_{vap})}{\rho_{liq} - \rho_{vap}} \right) \quad (3.22)$$

$$m_{vap,maille} = \rho_{vap,sat} \cdot (V_{maille} - V_{liq,maille}) \quad (3.23)$$

L'énergie interne est alors déterminée aux conditions de saturation pour chaque phase et l'énergie totale du volume est calculée selon :

$$U_{maille} = m_{vap,maille} \cdot u_{vap,sat} + m_{liq,maille} \cdot u_{liq,sat} \quad (3.24)$$

L'énergie interne totale du bain est obtenue en sommant les énergies calculées pour chacune des mailles.

le liquide est ici toujours proche de la courbe de saturation. En ne prenant pas en compte la contribution de la pression hydrostatique, les propriétés du fluide retournées par REFPROP peuvent être celles de la phase vapeur et non du liquide

3.4.3. Bilans bain ouvert

Lors des essais réalisés avec le bain ouvert, l'énergie déposée par la boucle supercritique provoque la vaporisation d'une partie du liquide. La vapeur produite est ensuite évacuée vers le système de récupération d'hélium du CEA. Le débit de vaporisation de l'hélium liquide dépend directement de la puissance thermique dissipée. Comme pour le bain fermé, plusieurs méthodes de dépouillement ont été mises en place pour déterminer la puissance transférée au bain selon les différents cas de figure.

Décharge du bain isobare

Pour les décharges à faibles puissances, la perte de charge dans la ligne de connexion entre le bain et le gazomètre est faible, ce qui permet à la pression du bain de rester constante tout au long du transitoire. Si le bain reste isobare, l'intégralité de l'énergie transférée depuis la boucle supercritique l'est sous forme de chaleur latente et sert à vaporiser l'hélium liquide. Le liquide conserve une température constante et n'accumule aucune énergie sous forme de chaleur sensible. La puissance thermique déposée par la boucle peut alors être calculée directement à partir du débit de vaporisation du liquide selon (3.25) :

$$\dot{Q} = \dot{m}_{vaporisation} \cdot H_L \quad (3.25)$$

avec $\dot{m}_{vaporisation}$ le débit de vapeur qui traverse l'interface liquide-vapeur, produit par la vaporisation du liquide¹⁰. Ce débit ne peut être mesuré de manière directe, mais il peut être déduit du débit de vapeur mesuré en sortie du bain \dot{m}_{evac} (figure 3.31). Comme seule la phase vapeur s'échappe de la cuve, \dot{m}_{evac} est égal à l'inverse de la variation de masse totale du bain. La même relation peut être établie entre la variation de masse de liquide et le débit de vaporisation $\dot{m}_{vaporisation}$. On obtient alors :

$$\dot{m}_{evac} = -\frac{dm_{bain}}{dt} \quad (3.26)$$

$$= -\left(\frac{dm_{liq,bain}}{dt} + \frac{dm_{vap,bain}}{dt}\right) \quad (3.27)$$

$$= \dot{m}_{vaporisation} - \frac{dm_{vap,bain}}{dt} \quad (3.28)$$

10. On retrouve ici la même approche que celle utilisée par Lehmann et Zahn lors de leur travaux sur les réservoirs d'hélium [10] (voir section 1.2.2)

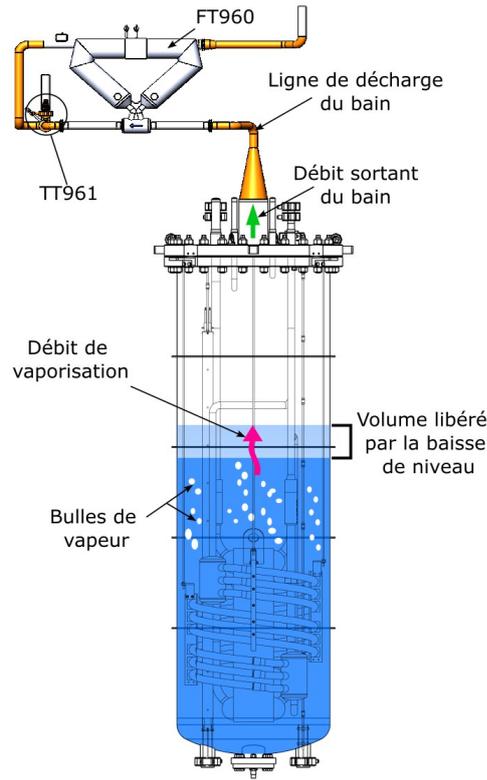


FIGURE 3.31. Principe de la décharge d'un bain ouvert appliqué à HELIOS et illustration des différents débits.

La variation de masse de la phase vapeur s'écrit quant à elle :

$$\frac{dm_{vap,bain}}{dt} = V_{vap,bain} \cdot \frac{d\rho_{vap,bain}}{dt} + \rho_{vap,bain} \cdot \frac{dV_{vap,bain}}{dt} \quad (3.29)$$

$$= V_{vap,bain} \cdot \frac{d\rho_{vap,bain}}{dt} - \rho_{vap,bain} \cdot \frac{dV_{liq,bain}}{dt} \quad (3.30)$$

$$= V_{vap,bain} \cdot \frac{d\rho_{vap,bain}}{dt} - \frac{\rho_{vap,bain}}{\rho_{liq,bain}} \cdot \frac{dm_{liq,bain}}{dt} \quad (3.31)$$

$$= V_{vap,bain} \cdot \frac{d\rho_{vap,bain}}{dt} + \frac{\rho_{vap,bain}}{\rho_{liq,bain}} \cdot \dot{m}_{vaporisation} \quad (3.32)$$

En réunissant les équations (3.28) et (3.32), le débit de vaporisation en fonction du débit mesuré en sortie du bain s'écrit :

$$\dot{m}_{vaporisation} = \frac{\dot{m}_{evac} + V_{vap,bain} \cdot \frac{d\rho_{vap,bain}}{dt}}{1 - \frac{\rho_{vap,bain}}{\rho_{liq,bain}}} \quad (3.33)$$

L'équation (3.25) devient alors :

$$\dot{Q} = \frac{\left(\dot{m}_{evac} + V_{vap,bain} \cdot \frac{d\rho_{vap,bain}}{dt} \right) \cdot H_L}{1 - \frac{\rho_{vap,bain}}{\rho_{liq,bain}}} \quad (3.34)$$

Dans la pratique, la masse volumique des phases liquide et vapeur est déterminée pour les conditions à saturation en fonction de la pression mesurée dans le bain. Le terme prenant en compte la variation de la masse volumique de vapeur est généralement très faible. Dans le cas d'une décharge isobare, seul l'échauffement de la vapeur sous l'effet des pertes thermiques peut induire une valeur non nulle pour ce terme. Ce bilan est le seul parmi les différentes méthodes présentées qui détermine le transfert thermique entre la boucle supercritique et le bain directement en terme de puissance et non d'énergie.

Décharge du bain non isobare

Pour les essais à forte puissance, la perte de charge engendrée par l'écoulement d'hélium dans la ligne de connexion avec le gazomètre entraîne une pressurisation du bain. La montée en pression dépend directement du débit évacué. Elle est d'autant plus importante que la puissance déposée est grande. Elle atteint par exemple 0,2 bar pour les essais où la puissance injectée par la section d'essai électrique est de 2 kW.

Lorsque la décharge n'est pas isobare, le bain accumule une partie de la chaleur transmise par la boucle supercritique par accroissement de la chaleur sensible du fluide. Cette énergie est ensuite libérée à la fin de pulse, lorsque la pression du bain retombe à sa valeur initiale. Ainsi, même en déversant un débit d'hélium vers l'extérieur, le bain accumule une partie de l'énergie qui lui est transmise. Cette accumulation d'énergie n'est pas négligeable et ne peut être ignorée dans le bilan. Deux contributions sont alors à considérer dans le bilan, l'énergie évacuée par le biais du débit de vapeur sortant et l'énergie accumulée par accroissement de la pression interne du bain.

Pour estimer correctement la puissance échangée avec le bain, on y applique le premier principe de la thermodynamique pour le cas d'un système ouvert. Le processus étudié ici est non permanent puisque la puissance reçue et la masse contenue dans le bain varient tout au long du transitoire. La figure 3.32 schématise le système étudié. Ce système est divisé en deux volumes distincts : un volume de contrôle (représenté en pointillé sur la figure) délimité par les parois de la cuve du bain et l'interface avec le segment 1, et un volume de sortie entre les segments 1 et 2 qui reçoit l'hélium s'échappant du bain. Les propriétés varient au cours du temps du fait du caractère instationnaire du phénomène, mais également d'une zone à l'autre du système. Néanmoins, elles sont considérées uniformes au sein d'un même volume. Le volume de contrôle correspondant au bain d'HELIOS, les grandeurs physiques se référant à ce volume sont identifiées par l'indice *bain*. De même, les

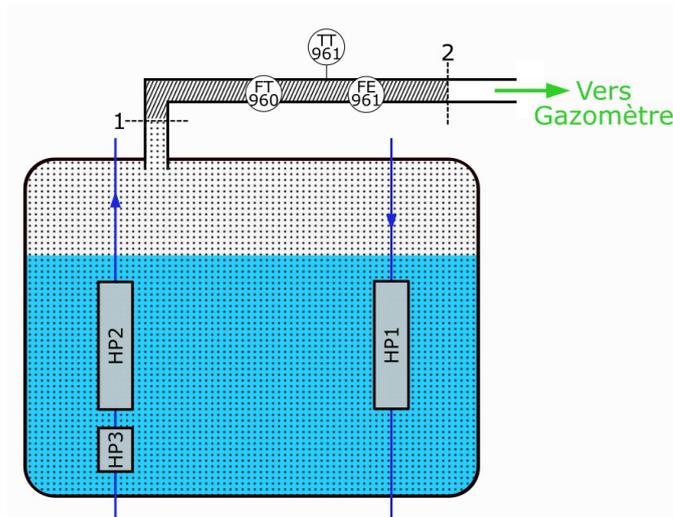


FIGURE 3.32. Système considéré pour la réalisation du bilan d'énergie sur le bain ouvert.

grandeurs reliées au volume de sortie sont notées avec l'indice $_{evac}$. À l'instant initial t , le système n'est composé que du fluide contenu dans le volume de contrôle, de masse $m_{bain}(t)$. Après un instant dt , du fluide s'est écoulé du volume de contrôle vers le volume de sortie. Le système se compose alors de la réunion des deux volumes. Bien que l'on opère en régime instationnaire, la masse totale de l'ensemble du système reste constante entre les deux instants. La variation de masse dans le volume de contrôle pendant dt peut alors être liée à la masse contenue dans le volume de sortie δm_{evac} selon (3.35).

$$m_{bain}(t + dt) = m_{bain}(t) - \delta m_{evac} \quad (3.35)$$

Chacune de ces masses de fluide est caractérisée par son énergie massique totale définie selon :

$$e_t(t) = u(t) + e_c(t) + e_p(t) \quad (3.36)$$

Les contributions de l'énergie cinétique $e_c(t)$ et de l'énergie potentielle $e_p(t)$ sont négligeables vis à vis de l'énergie interne du fluide. L'énergie totale du fluide est donc associée à sa seule énergie interne $u(t)$ dans la suite du bilan. En appliquant le premier principe de la thermodynamique à notre système entre les instants t et $t + dt$, nous pouvons relier la variation totale d'énergie du système à la somme des travaux et des quantités de chaleurs reçues par les différentes parties du système.

$$\Delta(mu)_{systeme} = \sum Q + \sum W \quad (3.37)$$

Le terme traduisant la variation totale d'énergie interne dans le système peut être décomposé à

l'échelle des deux volumes selon l'équation (3.38).

$$\Delta(mu)_{systeme} = m_{bain}(t+dt) \cdot u_{bain}(t+dt) + \delta m_{evac} \cdot u_{evac}(t+dt) - m_{bain}(t) \cdot u_{bain}(t) \quad (3.38)$$

$$= \Delta(mu)_{bain} + \delta m_{evac} \cdot u_{evac} \quad (3.39)$$

Le terme $\sum Q$ englobe l'ensemble de la chaleur transmise à chaque volume du système. Elle se répartit entre l'énergie déposée par les pertes statiques sur chaque volume du système, à laquelle vient s'ajouter l'énergie dissipée par la boucle dans le bain.

$$\sum Q = Q_{bain,perte} + Q_{boucle \rightarrow bain} + Q_{evac,perte} \quad (3.40)$$

Le terme $\sum W$ représente quant à lui l'ensemble des travaux reçus par le fluide. Ici, la paroi du bain est indéformable. Le volume de contrôle garde un volume fixe et le travail des forces de pression y est nul. Le travail des forces de pression ne s'applique donc qu'à l'interface mobile du volume de sortie et est donné par :

$$\sum W = -\frac{P_{evac}}{\rho_{evac}} \cdot \delta m_{evac} \quad (3.41)$$

Par substitution des termes dans l'équation (3.37), l'équation de l'énergie peut s'écrire :

$$\Delta(mu)_{bain} + \delta m_{evac} u_{evac} = -\frac{P_{evac}}{\rho_{evac}} \cdot \delta m_{evac} + Q_{bain,perte} + Q_{boucle \rightarrow bain} + Q_{evac,perte} \quad (3.42)$$

Par définition de l'enthalpie massique, $h = u + \frac{P}{\rho}$. On obtient ainsi :

$$\Delta(mu)_{bain} + \delta m_{evac} \cdot h_{evac} = Q_{bain,perte} + Q_{boucle \rightarrow bain} + Q_{evac,perte} \quad (3.43)$$

Le terme $\Delta(mu)_{bain}$ exprime ici la variation totale d'énergie interne du fluide contenue dans le volume de contrôle (i.e la cuve du bain). Cette variation d'énergie est due en partie à la pressurisation du bain, qui conduit à l'échauffement du fluide et à l'accumulation d'énergie sous forme de chaleur sensible. Elle comprend aussi le remplacement du liquide vaporisée par de la vapeur, qui occupe alors le volume laissé libre par la baisse du niveau. En fonction de son signe, il est possible de déterminer si le bain accumule (positif) ou évacue (négatif) de l'énergie vers l'extérieur. Ce terme est estimé en calculant à chaque instant l'énergie interne massique du fluide à l'aide de REFPROP, en fonction de la pression mesurée dans le bain par le capteur 2PT960 et de la masse volumique moyenne du fluide. La masse volumique moyenne et la masse totale d'hélium dans le bain varient au cours du transitoire du fait de la vaporisation du liquide et de l'évacuation d'une partie des vapeurs vers l'extérieur. Elles sont donc toutes deux calculées à chaque instant. La mesure du niveau du liquide ne permet pas à elle seule de renseigner sur la variation de masse du bain. En effet, lorsqu'une forte puissance est injectée dans le bain,

la présence de bulles dans la phase liquide ne permet plus de faire facilement le lien entre le niveau mesuré et le volume de liquide présent dans la cuve. La mesure du niveau de liquide n'est alors utilisée que pour déterminer la masse initiale du système, avant le début du transitoire. La variation de cette masse au cours du temps est ensuite calculée par intégration du débit mesuré par le débitmètre coriolis FT960 ou le débitmètre venturi FE961/2.

$$m_{\text{bain}}(t + dt) = m_{\text{bain}}(t) - \int \dot{m}_{\text{evac}} dt \quad (3.44)$$

La masse volumique moyenne du bain utilisée pour le calcul de l'énergie interne est obtenue en divisant la masse de fluide par le volume total du bain. Conformément aux hypothèses admises lors de l'établissement de ce bilan, on suppose que le bain est exempt de tout gradient thermique avec des phases aux conditions de saturation. Cette hypothèse se vérifie bien dans le cas du bain ouvert, du fait du brassage du gaz et du renouvellement constant des vapeurs au cours de la décharge.

Le terme $\delta m_{\text{evac}} \cdot h_{\text{evac}}$ rend quant à lui compte de la quantité d'énergie transportée dans l'écoulement de vapeurs quittant le bain. Lors de la décharge, le transport d'énergie a toujours lieu du bain vers l'extérieur. Nous utiliserons donc parfois le terme d'*énergie évacuée* pour se référer à ce flux. La masse d'hélium évacuée δm_{evac} est définie par l'intégration du débit sortant sur l'intervalle de temps dt . Son enthalpie est calculée avec REFPROP à partir de la température et de la pression mesurées dans la ligne de décharge, respectivement par les capteurs TT961 et PT961.

In fine, l'équation (3.43) implique que la chaleur transmise au système est égale à la variation d'énergie contenue dans le bain à laquelle s'ajoute la quantité nette d'énergie transportée par l'écoulement de vapeur dans la ligne de décharge. Comme pour le bilan en bain fermé, la détermination de la puissance thermique transmise au bain passe par la dérivation de l'équation de l'énergie en fonction du temps.

Chapitre 4.

Campagne expérimentale préliminaire et modélisation CATHARE

Aperçu

4.1. Contexte particulier de la première campagne	124
4.2. Essais en configuration bain ouvert	125
4.2.1. Comportement de la boucle au cours de l'essai et comparaison avec la mo- délisation CATHARE	125
Présentation d'un cas modélisé	125
Évolutions des températures dans la boucle supercritique	126
Évolution des pressions dans la boucle supercritique	130
Évolution des débits dans la boucle supercritique et du ΔP aux bornes du circulateur	132
Évaluation de la puissance déposée au travers de la section d'essai	135
Transfert d'énergie entre le bain et la boucle supercritique	138
Décharge du bain d'HELIOS	140
Bilan d'énergie en bain ouvert	143
4.2.2. Résultats des essais en configuration bain ouvert	145
Comparaison des différents bilans enthalpiques	146
Bilan sur le bain en système ouvert	150
4.2.3. Cas des essais de fortes puissances	153
4.3. Essais en configuration bain fermé	154
4.3.1. Comportement de la boucle au cours de l'essai et comparaison avec la mo- délisation CATHARE	154
Présentation d'un cas modélisé	154
Comportement du bain en volant d'inertie thermique	155
Évolution des températures dans la boucle	157

Évolution de la pression dans la boucle	159
Évaluation de la puissance déposée au travers de la section d'essai	160
Transfert d'énergie entre le bain et la boucle supercritique	161
Bilan d'énergie en bain fermé	162
4.3.2. Résultats des essais en configuration bain fermé	164
Détermination de la puissance déposée au fluide par bilan enthalpique	164
Bilans sur le bain en système fermé	166
4.4. Conclusion sur la première campagne expérimentale	169

4.1. Contexte particulier de la première campagne

Au début de la première campagne d'essai, une fuite d'hélium s'est déclarée dans la boîte froide du réfrigérateur 400W, sur une portion de ligne comprise entre la vanne CV158 et la ligne de transfert entre le réfrigérateur et le CMT (figure 2.1). Du fait de sa localisation, la fuite n'était pas réparable sans arrêter et réchauffer l'installation. En raison des contraintes de temps liées à cette campagne, il a été décidé de poursuivre les essais. Cette fuite a induit une dégradation du vide d'isolement de la boîte froide, avec des valeurs de pression mesurées pouvant atteindre jusqu'à 10^{-2} mbar¹, ce qui représente un facteur 10 000 par rapport à un fonctionnement normal.

La mauvaise qualité du vide a engendré des dépôts de chaleur plus importants sur les parties froides du réfrigérateur, limitant ainsi la puissance de réfrigération disponible. Le bain d'HELIOS étant déconnecté de la station 400W tout au long de l'application de la puissance sur la S.E, les moindres performances du réfrigérateur n'ont pas impacté directement le déroulement des tests (hormis des phases de reconditionnement plus longues une fois l'essai terminé). Toutefois, dans le but de ne pas dégrader davantage le vide de la boîte froide, la déconnection d'HELIOS n'a pas pu être réalisée comme prévue. Initialement, il était convenu d'isoler le bain en fermant la vanne CV940. Du fait de la présence de la fuite, cette vanne a dû être laissée ouverte. La déconnexion du bain a alors été opérée par la fermeture de la vanne CV158. Cette modification de la procédure d'essai a eu deux conséquences. Tout d'abord, le volume d'une partie de la ligne de transfert avec le réfrigérateur s'est ajouté au volume du bain. La volumétrie de cette ligne est estimée à 2 L d'après les plans. Sans moyen de vérification directe, et à la vue du faible volume que cela représente en comparaison avec les 508 L du bain, le choix a été fait de ne pas prendre en compte le volume de la ligne de transfert dans les bilans. La seconde conséquence concerne les pertes thermiques auxquelles a été soumis le bain. Le vide d'isolement de la boîte froide du réfrigérateur est commun à celui de la ligne de transfert. Sa dégradation entraîne donc une hausse des pertes

1. La variation de pression observée évoluait entre 10^{-3} mbar et 10^{-2} mbar en fonction des périodes de la journée.

thermiques reçues par cette ligne. Ainsi, la puissance thermique déposée sur la ligne de transfert entre le CMT et le réfrigérateur par les pertes statiques a été estimée à environ 30 W². La vanne CV940 étant restée ouverte, une partie des pertes reçues par la ligne a été transférée au bain. L'impact de cette puissance additionnelle sur le résultat des bilans thermodynamiques appliqués au bain ne peut être estimé de manière précise. Les transferts entre le bain et la ligne de décharge dépendent directement du transfert de masse entre les deux volumes et de l'échauffement de la ligne durant l'essai. Il est toutefois possible d'affirmer que la puissance moyenne due aux pertes de la ligne de transfert au cours d'un essai est au maximum de 30 W, ce qui reste faible en comparaison avec les puissances déposées sur la section d'essai (entre 500 W et 2500 W).

4.2. Essais en configuration bain ouvert

4.2.1. Comportement de la boucle au cours de l'essai et comparaison avec la modélisation CATHARE

Dans cette première partie, on décrit le comportement d'HELIOS au cours d'un essai en configuration bain ouvert, avec la S.E électrique. En parallèle, une comparaison entre les mesures expérimentales et les prédictions données par le code CATHARE est effectuée.

On ne montre ici que les mesures réalisées pendant l'essai. La phase de préparation pour amener la boucle supercritique et le bain dans les conditions préalables à l'injection de puissance par le chauffage de la S.E n'est pas décrite ici. Une description détaillée des opérations de pilotage de l'installation pour les essais réalisés en bain ouvert est donnée dans l'annexe E.4.

Présentation d'un cas modélisé

Le cas présenté ici est un essai où la puissance électrique appliquée au travers du chauffage de la S.E est de 1,35 kW. Le profil de puissance déposée par l'alimentation électrique est un créneau, avec un palier de 90 s. À l'instant initial, HELIOS est prêt pour le début de l'essai, conformément aux procédures décrites en annexe : les conditions de la boucle sont stables, les vannes sont configurées pour l'essai, le bain est déconnecté de la station 400W et ouvert sur le gazomètre. Les conditions de la boucle à cet instant sont données dans la table 4.1. Ces valeurs sont rentrées comme conditions initiales dans le modèle CATHARE. Pour atteindre les débits demandés, une régulation est effectuée dans le modèle sur l'ouverture des vannes CV920 et CV910 (figure 3.8) lors d'une routine d'initialisation. Comme dans la réalité, la position des vannes est gardée fixe sur l'ensemble de l'essai une fois la phase de régulation terminée. La puissance thermique est appliquée dans le modèle par l'intermédiaire d'une densité de flux imposée sur la face externe de la paroi de la S.E, également selon un créneau de 90 s. La composition exacte et les propriétés thermiques du cordon chauffant n'étant pas communiquées par le fabricant, la présence de celui-

2. Contre 10 W mesurés pendant la seconde campagne, en l'absence de fuite.

Grandeurs	Valeurs
Débit bypass : FE910	49,3 g.s ⁻¹
Débit S.E : FE920	17,6 g.s ⁻¹
Pression amont circulateur : PT980	3,36 bar
Vitesse du circulateur	9000 tr/min
Ouverture CV950	100 %
Ouverture CV940	0 %
Ouverture CV969	0 %
Ouverture CV961	100 %
Pression bain : PT960	1 bar
Niveau bain	55,2 %

TABLE 4.1. – Conditions initiales dans la boucle supercritique et le bain d’HELIOS avant l’essai en configuration bain ouvert.

ci n’est pas prise en compte et la puissance est appliquée directement sur la face externe d’une paroi équivalente à la tuyauterie inox de la S.E. Du fait de la présence de longues tuyauteries (pertes de charge régulière), du réchauffeur, et de plusieurs sources de pertes de charges singulières le long de la ligne de raccordement au gazomètre, la perte de charge dans le circuit de décharge du bain n’est pas négligeable. Afin de prendre en compte leur présence dans la modélisation, toutes ces sources de dissipations sont considérées par le biais d’un unique coefficient de perte de charge placé en sortie du bain. La valeur du coefficient C_{sing} a été calculée en fonction de la densité et de la vitesse de l’écoulement de vapeur en sortie du bain, ainsi que de la variation de pression mesurée dans la cuve selon :

$$C_{sing} = \frac{2\Delta P}{\rho v^2} \quad (4.1)$$

La valeur retenue pour ce coefficient est de 54. Elle est identique pour tous les essais en configuration bain ouvert.

Afin de simplifier l’interprétation des différentes courbes présentées après, l’axe des abscisses est synchronisé de manière à ce que le démarrage du pulse (set-point de l’automate) soit systématiquement à l’instant $t = 50$ s.

Évolutions des températures dans la boucle supercritique

Sous l’effet de l’apport de puissance, la température de l’hélium supercritique en sortie de la S.E augmente fortement. L’évolution de cette température, mesurée par la sonde TT929 (figure 3.8), est donnée par la figure 4.1. La figure montre aussi la température calculée par CATHARE pour la même localisation. Le profil de température donné par la modélisation est similaire à celui obtenu expérimentalement. L’hélium supercritique s’échauffe très rapidement une fois que le dépôt de puissance est déclenché, résultat de la faible inertie thermique des matériaux dans la gamme de température atteinte pour cet essai. On remarque que la température augmente un peu plus

rapidement dans la modélisation que la mesure expérimentale. Ainsi, l'hélium en sortie de la S.E dépasse les 14 K en seulement 2,5 s dans le modèle, contre 4,9 s pour l'expérience. Cette différence de dynamique peut s'expliquer par la non prise en considération de l'inertie et de la résistance thermique du cordon chauffant dans le calcul CATHARE. Dans le cas de la modélisation, on observe également que la montée en température de l'hélium s'accompagne d'un pic de température de 15,6 K, avant de se stabiliser à environ 14,6 K pour la suite du pulse. Expérimentalement, la présence d'un maximum de température au cours de la phase d'échauffement de l'écoulement est moins marquée. Les maximums visibles s'apparentent plus à des oscillations qu'à un véritable pic. La présence d'un tel pic dans les résultats de simulation s'explique par la chute du débit dans la S.E au moment où le pulse est déclenché. Le débit étant plus faible, l'hélium supercritique s'échauffe d'autant plus, le temps que le débit se rétablisse à une valeur stable. L'évolution du débit étant similaire entre CATHARE et l'expérience (l'évolution du débit dans la S.E est détaillée d'avantage dans la suite), il est probable que cette différence sur l'évolution de la température en sortie de la S.E soit induite par la non prise en compte de l'inertie thermique du cordon chauffant dans la modélisation. Une fois le transfert thermique établi entre le chauffage de la S.E et la boucle supercritique, la température en sortie de la S.E devient stationnaire dans le modèle. Expérimentalement, on constate la présence de fluctuation due aux instabilités et aux perturbations pouvant survenir dans l'écoulement. Néanmoins, la température mesurée reste toujours très proche des prédictions CATHARE.

Le thermomètre TT920, installé en amont de la S.E, montre la présence d'oscillations de température (figure 4.2) qui ne sont pas reproduites par CATHARE. L'évolution de température donnée par la modélisation n'est que la conséquence des variations de pression dans la boucle supercritique au cours de l'essai. Les fluctuations observées sur la mesure du thermomètre pourraient s'expliquer par des interactions non contrôlées entre la vanne et l'écoulement, ou des dépôts de puissances parasites et aléatoires provenant de volumes non circulant (corps de vanne, ligne de décharge). La modélisation n'est pas en capacité de prédire la présence de ces échauffements localisés. Dans le cas où des puissances parasites sont déposées, celles-ci peuvent apparaître dans les bilans mis en place en fonction des zones impactées.

La boucle supercritique est thermalisée grâce au bain d'hélium liquide à saturation, dont la pression est de 1 bar avant le déclenchement du pulse. En conséquence, la température de l'hélium supercritique mesurée en sortie de l'échangeur HP1 par la sonde 1TT959 (figure 4.3) est relativement proche de la température de saturation de l'hélium. Cette température augmente légèrement au cours de l'essai. Le premier pic est induit par la pressurisation de la boucle, la température redescendant lorsque l'hélium refroidi au travers de l'échangeur atteint le thermomètre. La seconde montée en température, plus progressive, est provoquée par l'augmentation de la température du liquide sous l'effet de la légère pressurisation du bain. Plus de détails sur la variation des conditions dans le bain seront donnés plus loin dans la section. L'évolution de cette température

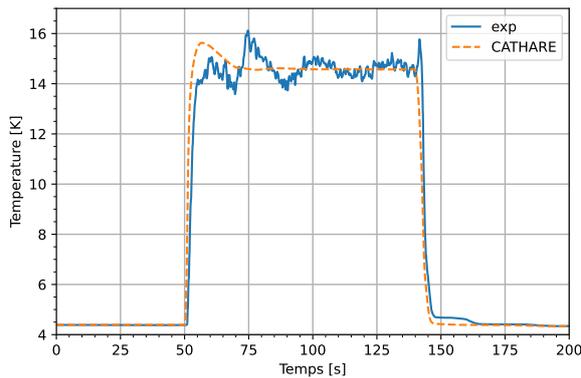


FIGURE 4.1. TT929 : température de l'hélium supercritique en sortie de la S.E.

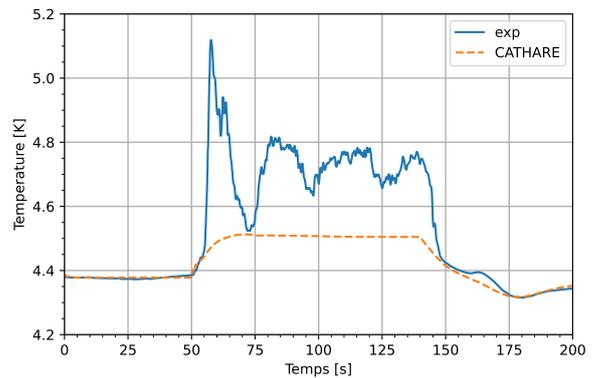


FIGURE 4.2. TT920 : température de l'hélium supercritique en entrée de la S.E.

est bien reproduite par **CATHARE**, ce qui tend à démontrer que le couplage thermique entre le bain et la boucle est bien considéré. Il a été vérifié qu'il en est de même pour la température en sortie du seconde échangeur HP2. L'évolution de la température en aval de cet échangeur est très similaire à celle observée pour HP1.

La température en entrée du pré-échangeur HP3 est donnée par la figure 4.4. Comme pour la sortie de la S.E, **CATHARE** reproduit correctement l'évolution de température. Des fluctuations sont également visibles sur la mesure expérimentale, images des variations observées sur les mesures de la sonde TT929 (figure 4.1). L'impact du bypass est clairement visible. La température passe de 14,6 K en sortie de la S.E à 6,8 K après mélange avec le débit froid provenant du bypass.

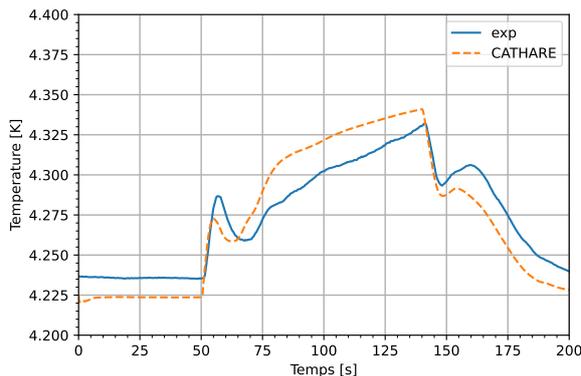


FIGURE 4.3. 1TT959 : température de l'hélium supercritique en sortie de HP1.

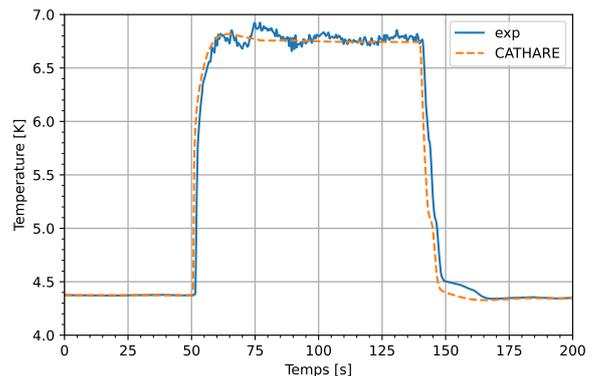


FIGURE 4.4. 2TT950 : température de l'hélium supercritique en entrée de HP3.

Jusqu'à présent, les comparaisons entre mesures expérimentales et résultats de simulation montrent

une bonne concordance pour les températures. Des écarts non négligeables ont été relevés uniquement au niveau du circulateur. Les températures en aval et en amont du circulateur, mesurées respectivement par les sondes 1TT980 et 2TT989, sont données par la figure 4.5. Pour la température amont, l'évolution calculée par CATHARE est conforme à la mesure expérimentale. La variation de cette température au cours de l'essai est faible et suit l'évolution de la pression dans la boucle³. Concernant la température en sortie du circulateur, la courbe expérimentale (ligne verte continue) montre un pic de température atteignant près de 5,2 K. L'échauffement de l'hélium prédit par la modélisation du circulateur seul (par l'intermédiaire du sous-module pompe de CATHARE, voir section 3.1.4) est donné par la courbe noire en pointillé. Elle suit la même évolution que la température en amont de la pompe, sans reproduire le pic observé expérimentalement. L'origine de ce pic de température ne peut être expliqué en considérant le fonctionnement normal du circulateur. Après vérifications avec les données expérimentales de caractérisation du circulateur, il s'avère que les conditions calculées en sortie de pompe par CATHARE dans ce cas sont conformes à ce que l'on attendrait en régime stationnaire. Ce phénomène est présent sur l'ensemble des essais réalisés et est d'autant plus marqué que la puissance injectée au travers de la S.E est importante. Ainsi, le pic de température correspond à une puissance supplémentaire injectée sur la boucle supercritique. Pour cette première campagne, les valeurs relevées pour ce dépôt de puissance additionnelle varient entre 0,1 kW et 0,35 kW. Pour expliquer une température en sortie du circulateur plus chaude que prévue, l'hypothèse la plus probable suppose une influence du volume non-circulant contenu dans le corps du circulateur. Le corps du circulateur représente un volume non négligeable et est relié à la boucle supercritique. Sa volumétrie n'est pas connue avec précision, car la géométrie des différents éléments qui le composent est complexe, mais elle est estimée de l'ordre de 1 L. La température des structures composant ce volume s'échelonne de la température de l'écoulement supercritique à 4,4 K, jusqu'à la température extérieure, soit environ 290 K. Lorsque le chauffage est activé, l'expansion de l'hélium dans la S.E entraîne un débit de fluide froid au travers du circulateur. Il est possible qu'une partie de cet hélium soit ingéré dans le corps du circulateur, se réchauffe au contact des parois chaudes, se dilate puis soit expulsé dans la boucle. La réémission d'hélium chaud dans le débit principal de la boucle serait alors détectée par le thermomètre placée en sortie du circulateur. Un phénomène similaire a déjà été rencontré au cours d'une précédente expérience, avec une ancienne configuration d'HELIOS [61]. Le rejet d'hélium chaud se déclenchait lors des phases de dépressurisation, alors que dans notre cas, il survient lorsque la pression de la boucle augmente. Néanmoins, la pressurisation de l'installation se déroulant de manière bien plus rapide ici, il est tout à fait possible que les mécanismes entre le fluide et les structures aient une dynamique différente. Quoi qu'il en soit, la boucle n'est pas instrumentée de manière à pouvoir affirmer de façon absolue l'origine exacte de cet échauffement localisé. Dans le cadre de la comparaison entre CATHARE et les données expérimentales, il est cependant intéressant de le prendre en compte, car il agit comme une source libérant de l'énergie

3. Le temps de transit entre la sonde 1TT980 et la sortie de l'échangeur HP2 (figure 3.8) est trop long pour que le refroidissement de l'hélium au travers de l'échangeur puisse être visible ici.

dans la boucle. Cette énergie doit être considérée à la fois dans la prédiction du comportement de la boucle supercritique et du bain, mais aussi dans la réalisation du bilan sur le bain. Afin de reproduire la variation de température observée en sortie du circulateur, une source d'énergie a été ajoutée dans la modélisation, en amont du circulateur. La puissance déposée par cette source est déterminée comme la puissance injectée par le circulateur dans la boucle à chaque instant, à laquelle on soustrait la valeur de cette même puissance, mais calculée avant le début de l'injection de puissance par la S.E. Cette puissance est déterminée par bilan enthalpique, à l'aide des thermomètres 1TT980 et 2TT989, et du débitmètre FE980. Pour procéder de cette manière, on suppose deux conditions. La première est que le temps de transit entre la sortie du circulateur et la sonde 2TT989 est négligeable, et pour la seconde, que la composante purement hydraulique⁴ de la puissance déposée dans l'écoulement par le circulateur ne varie pas avec la pressurisation de la boucle. Le profil de puissance appliquée est donné par la figure 4.6. Bien évidemment, cette puissance ne peut être prédite avant la réalisation des essais. L'influence des volumes non-circulants et non adiabatiques est un facteur sur lequel il convient de s'interroger dans le cadre du dimensionnement d'installations cryogéniques.

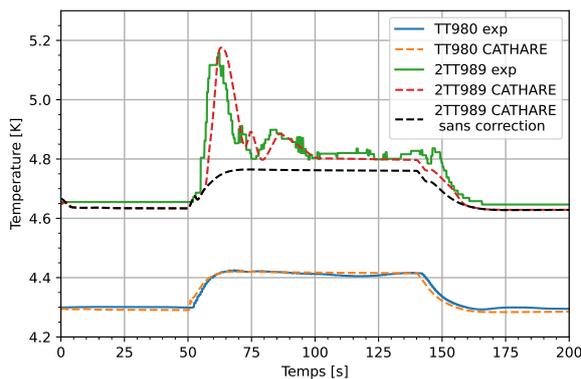


FIGURE 4.5. Températures aux bornes du circulateur.

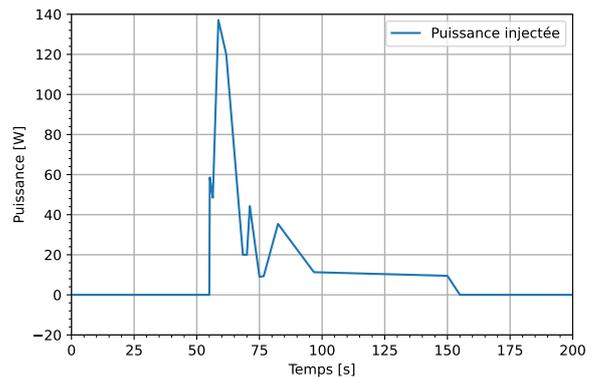


FIGURE 4.6. Puissance appliquée en entrée du circulateur dans la modélisation CATHARE.

Évolution des pressions dans la boucle supercritique

L'évolution des pressions mesurées dans la boucle supercritique par les capteurs PT920 (voir figure 3.8) et PT959 est donnée par la figure 4.7. La vanne CV950 (figure 3.8) étant ouverte à son maximum tout au long de l'essai, la perte de charge dans la boucle est presque exclusivement due au passage du fluide dans les vannes CV910 et CV920. La dynamique de la variation de pression dans la boucle est bien représentée par la modélisation, mais le code surestime l'amplitude de la pressurisation. Avant le début de la phase de chauffage, la différence entre la pression calculée par le code et celle mesurée expérimentalement est de seulement 4 mbar pour PT920, et 60 mbar

4. Par composante hydraulique, on sous-entend sans influence des interactions avec les volumes non-circulants.

pour PT959. Le très faible écart entre le modèle et l'expérience sur la valeur initiale de la pression mesurée par le capteur PT920 résulte de la phase d'initialisation du modèle. Au cours de cette phase, on régule dans la modélisation la pression en amont du circulateur, afin d'atteindre la valeur mesurée. Or, la perte de charge entre la position du capteur PT920 et l'entrée du circulateur est négligeable.

La pression croît rapidement une fois le chauffage de la S.E activé. La pression augmente jusqu'à ce que le fluide chaud atteigne l'échangeur HP2 et que l'échange thermique entre la boucle et le bain soit établi. La pression mesurée par le capteur PT920, seul capteur de pression rapide installé sur la boucle supercritique, atteint sa valeur maximale 16,7 s après le début du pulse, contre 17,6 s dans la modélisation. On remarque que la pression mesurée par le capteur PT959 ne varie pas pendant 2,7 s après le début du pulse. L'onde de pression se déplace à la vitesse du son dans la boucle supercritique, soit approximativement 200 m.s^{-1} . La longueur totale de la tuyauterie de la boucle est de 150 m. Le décalage observé est donc attribué au cumul du temps de réponse et du délai d'interrogation du capteur par l'automate.

La pression mesurée dans la boucle ne dépasse pas 5,7 bar et reste stable tout au long de l'activation du chauffage. La marge vis-à-vis du seuil d'ouverture des soupapes (9 bar) est donc conséquente. Le pic de pression qui conclut la phase de pressurisation est plus marqué dans le modèle. La pression est l'image de l'énergie accumulée dans l'écoulement supercritique. Comme observé auparavant sur la température en sortie de la S.E (figure 4.2), l'inertie thermique de la S.E est certainement plus faible dans le modèle qu'en réalité, à cause de l'absence de considération de l'inertie thermique du cordon chauffant. La légère bosse observée sur le profil de pression donné par le modèle, à la fin de la phase de pressurisation de la boucle, pourrait être la conséquence d'une puissance déposée dans le fluide plus importante que dans la réalité sur les premières secondes du transitoire. La variation de pression donnée par CATHARE est supérieure à celle mesurée expérimentalement. Avant que le chauffage ne soit coupé, l'écart entre le modèle et l'expérience est d'environ 0,16 bar pour PT920, et 0,23 bar pour PT959. On pourrait dans un premier temps supposer que la prédiction d'une pression plus haute est une conséquence de la non considération des volumes non-circulants dans le modèle. Le volume de la boucle supercritique modélisée est ainsi légèrement plus faible que celui de la boucle réelle (section 3.2.4). Cependant, cette explication n'est pas complètement satisfaisante vis-à-vis des résultats de modélisation obtenus pour différents essais, non présentés ici. En effet, pour les essais où la puissance déposée par le chauffage de la S.E est supérieure à 2 kW, les modélisations CATHARE sous-estiment légèrement la pression dans la boucle, avec un profil d'évolution toutefois cohérent avec les mesures. Il est probable que les interactions avec les volumes morts jouent un rôle dans les écarts observés. Néanmoins, l'instrumentation installée sur la boucle ne permet pas de quantifier et d'apprécier leur impact sur l'intensité de la pressurisation de la boucle.

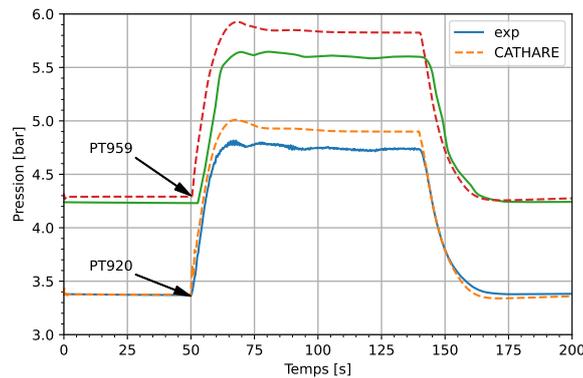


FIGURE 4.7. Évolution des pressions PT959 et PT920 au cours de l'essai.

Évolution des débits dans la boucle supercritique et du ΔP aux bornes du circulateur

La vitesse de rotation du circulateur est gardée fixe tout au long de l'essai, de même que la position des vannes. Aucune régulation sur le débit et sur la différence de pression aux bornes du circulateur n'a donc lieu une fois la boucle configurée pour l'essai. Les variations de ces deux paramètres ne dépendent alors que de l'évolution des conditions dans la boucle supercritique.

Lorsque le pulse thermique est déclenché, l'hélium présent dans la S.E s'échauffe et se dilate. Cette expansion agit à la manière d'un piston et pousse l'hélium contenu dans la tuyauterie située en aval de la S.E. En conséquence, le débit au travers du circulateur n'est alors plus uniquement dû au travail fourni par la pompe, mais aussi à l'entraînement induit par la chute brutale de la masse volumique du fluide dans la S.E. Cet effet se manifeste par une chute de la différence de pression aux bornes du circulateur (figure 4.8), accompagnée d'une hausse du débit massique mesuré en sortie de pompe par le débitmètre FE989 (figure 4.9). L'écart de pression diminue également aux bornes des vannes CV920 et CV910⁵, ce qui entraîne une baisse des débits entrant dans le bypass (figure 4.10) et dans la S.E (figure 4.11). Tout au long de cette phase, le débit en sortie de pompe n'est alors plus égal à la somme des débits mesurés dans la ligne de bypass et la S.E.

Une fois le transfert thermique établi entre la boucle supercritique et le bain, la variation de pression aux bornes du circulateur et les débits se stabilisent de nouveau. Le ΔP induit par le circulateur dépasse à peine son niveau initial, de seulement une dizaine de millibars. Les débits en sortie du circulateur S.E (figure 4.9) et dans le bypass (figure 4.10) retrouvent eux aussi des valeurs proches de celles qu'ils avaient avant l'activation du chauffage. À l'inverse, la figure 4.11 montre que le débit mesuré en entrée de la S.E par le débitmètre FE920 est alors de l'ordre de

5. Ces deux vannes sont placées en parallèle dans le circuit hydraulique, et leurs bornes sont séparées par moins de 10 m de tuyauterie. La différence de pression entre l'aval et l'amont des deux vannes s'équilibre très rapidement et on peut considérer qu'elle est identique à chaque instant.

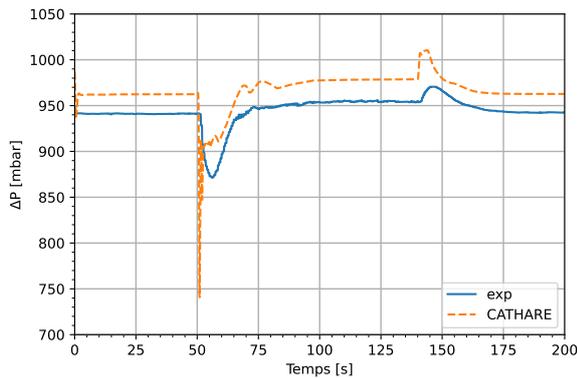


FIGURE 4.8. PDT980 : différence de pression aux bornes du circulateur.

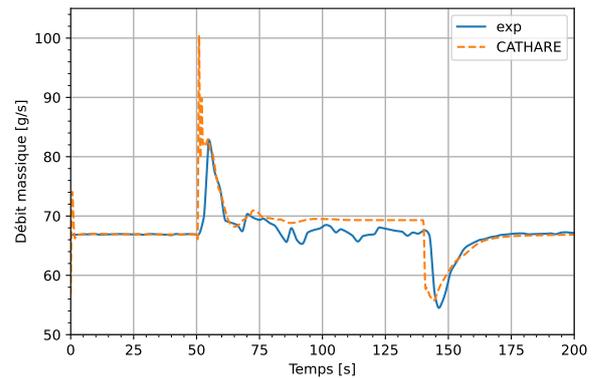


FIGURE 4.9. FE989 : débit d'hélium supercritique en sortie du circulateur.

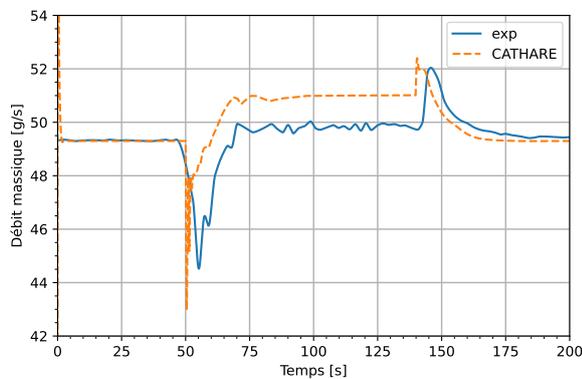


FIGURE 4.10. FE910 : débit d'hélium supercritique dans la ligne de bypass.

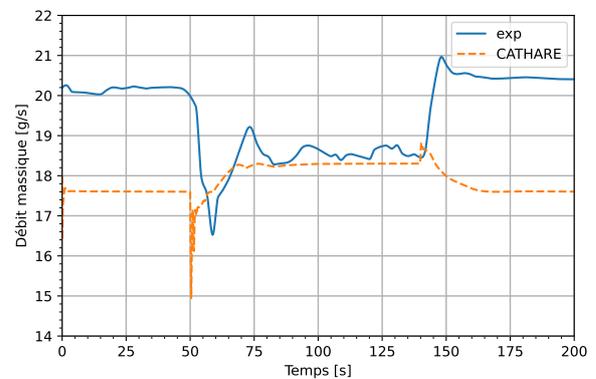


FIGURE 4.11. FE920 : débit d'hélium supercritique entrant dans la S.E.

$1,5 \text{ g.s}^{-1}$ inférieur à sa valeur initiale.

Plusieurs éléments laissent supposer que cette variation de débit n'est pas physique et qu'elle serait liée à un défaut de mesure de la part du débitmètre Coriolis FE920. Il s'avère que des comparaisons entre les différents débitmètres de la boucle ont montré la présence d'un décalage positif, de l'ordre de $2,5 \text{ g.s}^{-1}$, sur le débit mesuré par le débitmètre FE920. Cet écart explique pourquoi le débit donné pour FE920 par la table 4.1 est de $17,6 \text{ g.s}^{-1}$, alors que la figure 4.11 indique une valeur mesurée au début du transitoire de 20 g.s^{-1} . La valeur donnée dans la table et prise en compte pour l'initialisation du modèle provient de la soustraction des débits mesurés par FE989 et FE910⁶. Les débitmètres Coriolis sont parfois sujets à une erreur de mesure sous la forme d'un offset, aussi appelée erreur de zéro. Un tel décalage est toutefois surprenant, d'autant

6. Il a été vérifié au préalable que ces deux débitmètres donnaient des mesures cohérentes entre elles. Il s'agit de deux débitmètres de technologie différente ; débitmètre venturi pour FE989, coriolis pour FE910.

plus que les relevés du décalage de zéro réalisés au cours de la campagne expérimentale n'ont pas montré de valeurs supérieures à $0,23 \text{ g.s}^{-1}$. Pour une raison que nous ne parvenons pas à expliquer, il semblerait que le décalage de $2,5 \text{ g.s}^{-1}$ affectant le débitmètre FE920 disparaisse lorsque le chauffage de la S.E est activé. Pour la majeure partie des essais, on observe effectivement une chute du débit mesurée par le débitmètre FE920 une fois le pulse déclenché, qui s'accompagne d'un rapprochement de la somme des débits FE910 et FE920 avec le débit total mesuré par FE989. Les arguments en faveur d'une diminution transitoire de l'offset affectant la mesure réalisée par le débitmètre FE920 sont les suivants :

- Une fois les débits stabilisés, la convergence de la somme des débits FE910 et FE920 avec le débit donné par FE989 est cohérente avec le principe de conservation de la masse dans les différentes parties de la boucle.
- Le calcul de la température en sortie de la section d'essai (TT929), connaissant les conditions d'entrée du fluide et la puissance déposée à la S.E, est consistant avec le débit mesuré par FE920.
- La puissance calculée par bilan enthalpique aux bornes de la S.E dépend du débit mesuré par le débitmètre FE920. La valeur de la puissance obtenue est cohérente avec la puissance électrique appliquée par le chauffage et mesurée par le wattmètre. À l'inverse, si l'on considère qu'un écart de $2,5 \text{ g.s}^{-1}$ affecte toujours la mesure du débitmètre, comme cela est le cas avant le début du pulse, le bilan obtenu sous-estime systématiquement la puissance déposée.
- Les résultats de modélisation CATHARE sont cohérents avec un débit initial de $17,6 \text{ g.s}^{-1}$, le débit prédit par le code au cours de la phase d'activation du chauffage est similaire à la mesure effectuée à cet instant par le coriolis FE920

À l'instant où le dépôt de puissance sur la S.E s'arrête, l'hélium cesse de s'échauffer lors de son passage dans la S.E. La chute de masse volumique au travers de cette portion de tuyauterie n'a alors plus lieu et la vitesse de l'écoulement diminue localement en sortie de la S.E. Le ralentissement de l'écoulement en aval de la S.E provoque un accroissement transitoire du ΔP aux bornes du circulateur, ainsi qu'une chute du débit passant au travers de la pompe. À l'inverse, les débits en entrée de la ligne de bypass et de la S.E augmentent. Une fois que la boucle est de nouveau thermalisée, les débits retrouvent leurs valeurs initiales. On note que le décalage observé sur le débitmètre FE920 réapparaît dès la fin du pulse.

Les résultats de la simulation reproduisent correctement l'évolution des débits et de la différence de pression aux bornes du circulateur. Les tendances sont reproduites correctement au cours des différentes phases de l'essai. Les principaux écarts avec les données expérimentales sont présents au déclenchement du pulse. Les grandeurs physiques observées évoluent alors plus rapidement et avec une plus grande amplitude dans le modèle en comparaison avec la réalité. Une hypothèse avancée est que le modèle de pompe 0D ne prend pas en compte une éventuelle résistance hydraulique du circulateur à l'établissement d'une composante de débit supplémentaire, liée à l'expansion de l'hélium dans la S.E au cours des premières secondes après l'activation du chauffage.

Évaluation de la puissance déposée au travers de la section d'essai

On s'intéresse ici à l'estimation de la puissance déposée au fluide lors de son passage dans la S.E, par le biais d'un bilan enthalpique. Le bilan mis en place est décrit dans la section 3.4.1 (équation (3.12)). Pour rappel, celui-ci est réalisé entre les sondes de température TT920 et TT929 et fait appel au débit mesuré par le débitmètre FE920 (figure 3.26). La figure 4.12 montre le résultat du bilan enthalpique réalisé au cours de cet essai, en comparaison avec la mesure de puissance électrique appliquée au chauffage EH926 de la S.E. On inclut également le résultat du même bilan, réalisé à partir des données issues de la modélisation CATHARE. La quantité d'énergie équivalente est calculée par intégration pour chacune de ces puissances et donnée par la figure 4.13.

On observe que le bilan enthalpique est une méthode fiable pour déterminer la puissance reçue par le fluide. Malgré quelques fluctuations du profil de puissance obtenu expérimentalement, celui-ci encadre la puissance mesurée par le wattmètre aux bornes du chauffage EH926 de manière satisfaisante. Une fois le transfert thermique établi l'écart maximal entre le bilan et la mesure du wattmètre est de 0,23 kW, pour une puissance électrique appliquée de 1,35 kW. À partir de 28 s après l'allumage du chauffage, le bilan donne un résultat avec un écart inférieur à 0,1 kW. Le bilan effectué à partir des résultats de modélisation, non soumis aux fluctuations des conditions dans la boucle, donne quant à lui un profil parfaitement stable, à l'exception d'un pic présent au début du pulse. Ce pic n'a pas d'existence physique. Comme nous le verrons dans la suite, il s'agit d'un artefact dû au recours à un seul débitmètre, placé en entrée de la S.E. En terme d'énergie, le bilan enthalpique donne là aussi de bons résultats. Pour 121 kJ injectés avec le chauffage, le bilan enthalpique expérimental estime l'énergie déposée au fluide à 124,09 kJ, contre 124,5 kJ pour le bilan issu des données de modélisation. La puissance moyenne obtenue expérimentalement grâce à ce bilan est de 1,38 kW, soit un écart de 2,5 % par rapport à la mesure donnée par le wattmètre.

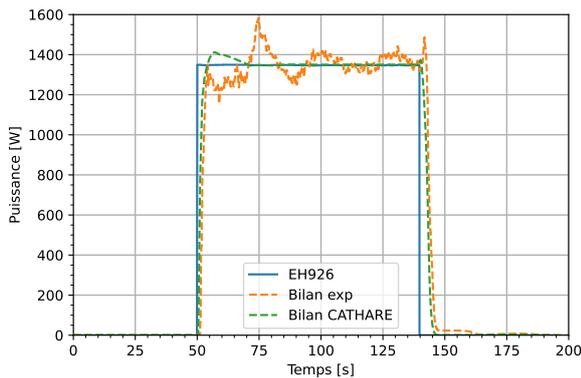


FIGURE 4.12. Puissance déposée au fluide calculée par bilan enthalpique aux bornes de la S.E.

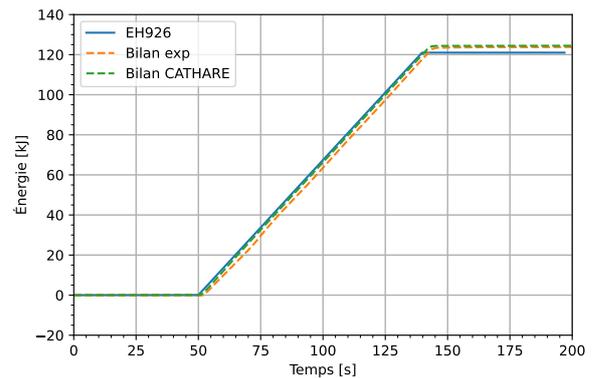


FIGURE 4.13. Énergie déposée au fluide calculée par bilan enthalpique aux bornes de la S.E.

Comme illustré sur la figure 3.27, l'égalité des débits en entrée et en sortie de la S.E n'est pas vérifiée lors des phases fortement transitoires que sont l'allumage et l'extinction du chauffage EH926. Le choix de ne pas installer de débitmètre en sortie de la S.E est expliqué dans la section 3.4.1. L'impact de cette décision n'a pas pu être vérifié expérimentalement, mais on se propose d'utiliser ici la modélisation CATHARE pour quantifier la perte de précision sur le bilan due à l'utilisation d'un seul débitmètre. La figure 4.14 montre les débits calculés par CATHARE en entrée (débit déterminé pour FE920 figure 4.11) et en sortie de la S.E. L'axe des ordonnées est tronqué pour assurer la visibilité des courbes, toutefois, le débit maximal calculé en sortie de la S.E atteint 127 g.s^{-1} à l'allumage du chauffage. Un tel débit est dû à la baisse brutale de la masse volumique de l'hélium lors de son échauffement. La valeur expérimentale est probablement moindre, puisqu'en réalité la puissance du chauffage est délivrée au fluide de manière plus progressive. Néanmoins, le volume de la S.E étant très faible, le débit retrouve une valeur proche du débit entrant dans un intervalle de temps de l'ordre de la seconde. Le déséquilibre des débits est également visible à l'extinction du chauffage. Le débit en sortie de la S.E chute fortement, tandis que le débit amont connaît une légère augmentation. La température du fluide mesurée en sortie de la S.E étant encore élevée, le bilan enthalpique est alors faussé si seul le débit entrant est pris en compte. La chute de la puissance dissipée dans l'hélium est sous-estimée, ce qui conduit à une légère surestimation de l'énergie échangée.

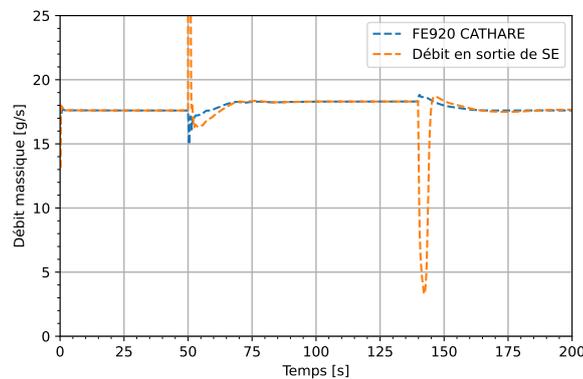


FIGURE 4.14. Comparaison des débits en entrée et en sortie de la section d'essai.

En plus de la dissymétrie des débits, d'autres phénomènes peuvent également affecter la précision du bilan durant les phases transitoires : le stockage d'énergie par les matériaux et la variation d'énergie interne du fluide contenue dans la S.E. À l'aide de la modélisation CATHARE, on essaie de quantifier l'impact de ces différents facteurs. La figure 4.15 inclut la puissance déposée sur la face externe de la S.E, la puissance déposée au fluide calculée par CATHARE, la puissance accumulée dans l'épaisseur de la paroi, le résultat du bilan enthalpique utilisé précédemment et ne faisant appel qu'au débit mesuré par FE920, ainsi qu'une version modifiée de ce bilan enthalpique, différenciant cette fois-ci le débit entrant et sortant. Ce bilan à deux débits est

donné selon l'équation :

$$\dot{Q} = \dot{m}_{aval} \cdot h_{aval} - \dot{m}_{amont} \cdot h_{amont} \quad (4.2)$$

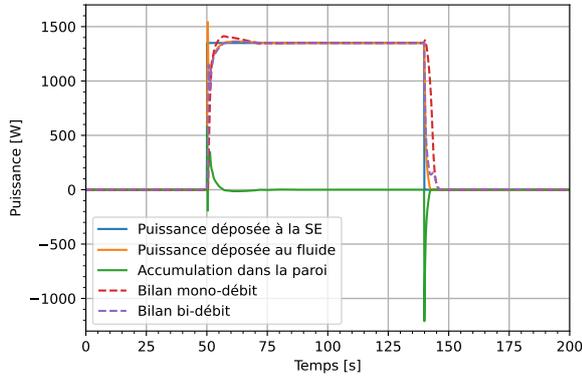


FIGURE 4.15. Impact des différentes contributions au bilan enthalpique sur la S.E.

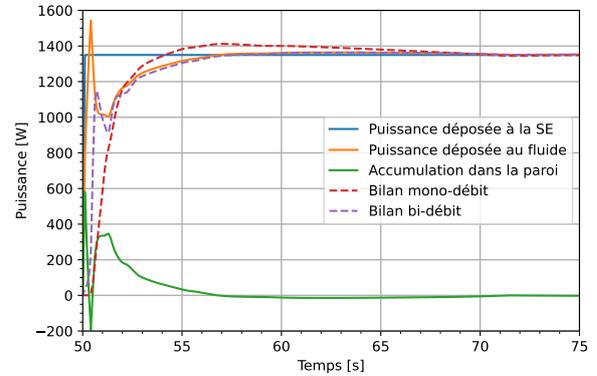


FIGURE 4.16. Impact des différentes contributions au bilan enthalpique sur la S.E, zoom sur les instants entre $t = 50$ s et $t = 75$ s.

Toutes les courbes présentées ici sont issues de la modélisation avec le code CATHARE, puisque l'instrumentation de la boucle ne permet pas de mesurer tous ces paramètres. On observe, sur la figure 4.15, que l'impact de l'inertie thermique de la paroi en inox de la S.E joue un rôle non négligeable sur les dix premières et les dix dernières secondes du transitoire. La fin de l'essai n'est pas pertinente pour déterminer la densité de flux déposée au fluide, c'est pourquoi la figure 4.16 offre une vue restreinte des mêmes données que la figure 4.15, entre les instants $t = 50$ s et $t = 75$ s. Au déclenchement du pulse, la résistance thermique de la paroi en inox est très importante. La puissance déposée à l'extérieur du tube passe difficilement dans le fluide et est stockée dans la paroi. Au cours de la première demi-seconde du transitoire, la puissance accumulée dans la paroi présente une oscillation, avec un premier pic de 0,6 kW, suivi d'un minimum à -0,2 kW. Cette valeur négative indique que la paroi cède à l'écoulement une partie de l'énergie qu'elle a accumulée précédemment. Cette fluctuation est trop rapide pour être vérifiée expérimentalement par le biais d'un bilan avec un seul débitmètre. Elle est tout juste perceptible sur le bilan enthalpique avec deux débitmètres, pour lequel une légère oscillation de la puissance calculée est observée. Au cours des secondes suivantes, l'accumulation d'énergie dans la paroi reprend et représente jusqu'à une puissance de 0,35 kW. Après 1 s, la majeure partie du décalage observé entre le résultat des bilans enthalpiques et la puissance déposée à la S.E est due à l'accumulation d'énergie dans la paroi. On constate alors que les deux bilans donnent des résultats similaires et proches de la puissance transmise au fluide estimé par le code. Par intégration de la puissance, on détermine que l'énergie déposée au fluide calculée à partir du bilan à deux débitmètres est de 121,6 kJ. Même

si le bilan avec deux débitmètres est plus précis, le gain de précision est limité et se cantonne principalement à la première seconde. De plus, la mesure précise d'un débit sur un intervalle de temps aussi court n'est pas garantie. Le bilan enthalpique avec un seul débitmètre donne des résultats très satisfaisants et reste suffisant.

Transfert d'énergie entre le bain et la boucle supercritique

La puissance déposée sur la boucle supercritique via la S.E est transférée au bain grâce aux échangeurs thermiques. La puissance échangée est estimée par bilan enthalpique aux bornes des échangeurs (section 3.4.1). Il convient de garder à l'esprit que le profil de puissance déduit d'un bilan enthalpique ne correspond pas exactement au profil de puissance qui est transférée de la boucle vers le bain. En effet, le temps de transit dû au positionnement des thermomètres et la présence de gradients thermiques dans les échangeurs influent sur l'échange et ne peuvent être pris en compte dans le bilan.

La figure 4.17 donne le résultat du bilan réalisé aux bornes de l'échangeur HP1. Pour la modélisation CATHARE, le bilan a été réalisé à deux reprises. Une première fois avec la source d'énergie placée en amont du circulateur activée, et une seconde fois en gardant cette source désactivée. Pour rappel, l'ajout d'une source d'énergie en amont du modèle du circulateur est nécessaire pour reproduire correctement le pic de température observé en aval du circulateur (figure 4.5), attribué à l'interaction entre l'écoulement et le volume non-circulant du corps du circulateur. On observe que la puissance additionnelle peut être importante, et même dépasser à certains instants la puissance estimée sans ajout d'une source d'énergie. Elle est toutefois nécessaire pour retrouver le bon profil de puissance dissipée dans HP1. À l'instant $t = 60$ s, cette contribution représente près de 10 % de la puissance injectée par le chauffage de la S.E. Sa contribution à la puissance déduite par la réalisation d'un bilan sur le bain doit donc être considérée. La quantité d'énergie transférée de la boucle vers le bain par l'intermédiaire de HP1 est donnée par la figure 4.18.

De même, les figures 4.19 et 4.20 donnent respectivement la puissance et l'énergie échangées au travers des échangeurs HP2 et HP3. La puissance déduite des données expérimentales connaît des oscillations similaires à celles observées sur le bilan aux bornes de la S.E (figure 4.12). On observe également que ce bilan donne une puissance supérieure à celle mesurée par le wattmètre aux bornes du chauffage EH926. Comme indiqué dans la section 3.4.1, la puissance déduite du bilan enthalpique aux bornes des échangeurs HP2 et HP3 comporte plusieurs contributions.

1. La puissance injectée par la S.E, il s'agit de loin de la contribution principale.
2. Les pertes thermiques entre la sortie de HP1 et l'entrée de HP3. La puissance déposée par les pertes sur cette portion du circuit est estimée à 13 W.
3. Une partie de l'énergie injectée par le circulateur. La perte de charge a principalement lieu au travers des vannes CV910 et CV920. Or, pour des températures proches de celle du bain, la

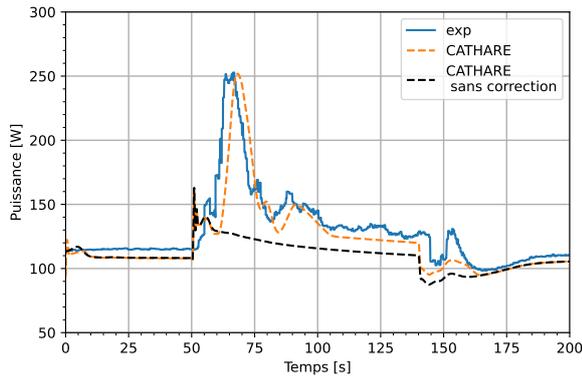


FIGURE 4.17. Puissance échangée dans l'échangeur HP1 calculée par bilan enthalpique.

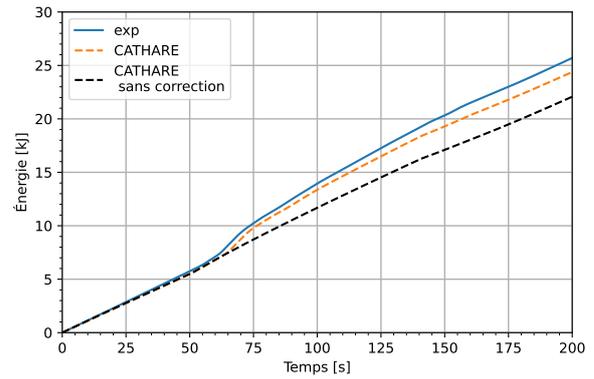


FIGURE 4.18. Énergie échangée dans l'échangeur HP1 calculée par bilan enthalpique.

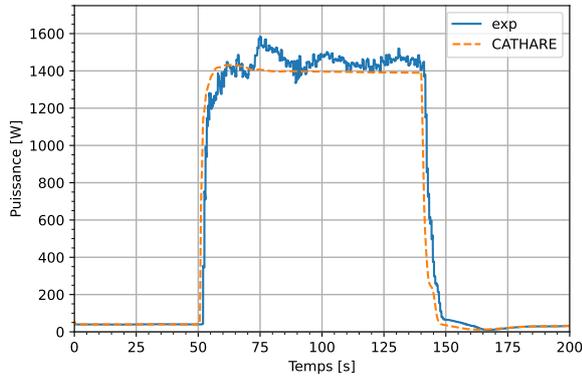


FIGURE 4.19. Puissance échangée dans les échangeurs HP2 et HP3 calculée par bilan enthalpique.

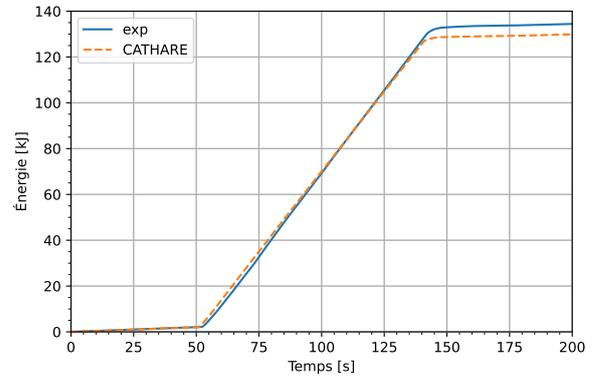


FIGURE 4.20. Énergie échangée dans les échangeurs HP2 et HP3 calculée par bilan enthalpique.

détente chauffe systématiquement l'hélium. Pour un écoulement de $67 \text{ g}\cdot\text{s}^{-1}$, initialement à 4,25 K et 5,6 bar, subissant une détente isenthalpique de 0,9 bar, la température de l'hélium atteint 4,7 K. Cet échauffement génère une puissance supplémentaire d'une trentaine de watt lors de la thermalisation de l'écoulement dans l'échangeur.

4. Une quatrième contribution est également présente, mais uniquement dans le cas expérimental. Il s'agit de puissances parasites, comme par exemple celles issues d'interactions entre l'écoulement principal et l'hélium contenu dans des zones sans circulation.

Les contributions couplées des pertes thermiques et de la détente de l'hélium sont visibles dès les premiers instants de l'essai, avant même le début du pulse. Le bilan sur les échangeurs HP2 et HP3 affiche à ce moment-là une puissance de 40 W, ce qui correspond à la somme des pertes mesurées et est de l'ordre de grandeur de la puissance calculée pour la détente. Cette valeur

initiale se retrouve à la fois avec les résultats expérimentaux et la simulation. Par ailleurs, l'écart entre les puissances calculées à partir des résultats de simulation, par bilan sur les échangeurs et aux bornes de la S.E, reste compris entre 40 et 60 W tout au long de l'essai, en fonction des fluctuations de la perte de charge au travers des deux vannes. Dans le cas expérimental, la puissance mesurée aux bornes des échangeurs peut parfois dépasser de 200 W la puissance donnée par le bilan sur la S.E sous l'effet des dépôts de puissance non contrôlés.

Décharge du bain d'HELIOS

Sous l'effet du transfert thermique entre la boucle supercritique et le bain, le liquide contenu dans le bain est vaporisé et évacué vers le gazomètre. La figure 4.21 donne l'évolution du débit en sortie du bain mesuré expérimentalement par les débitmètres FE960 (coriolis) et FE961 (venturi), accompagnée de la prévision donnée par le code CATHARE. L'évolution du débit est bien reproduite par le code, on note uniquement que le débit commence à croître quelques secondes plus tôt dans la modélisation. En intégrant ce débit, il est possible de calculer la masse d'hélium

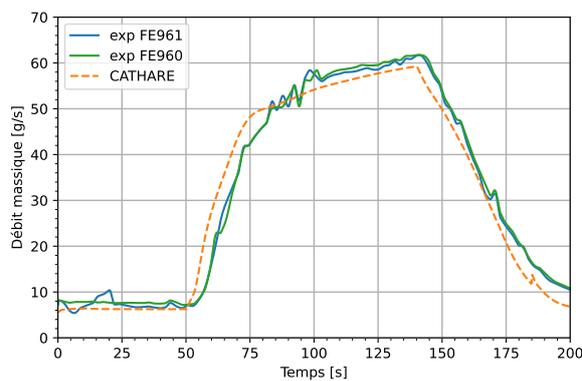


FIGURE 4.21. Débit de vapeur en sortie du bain d'HELIOS.

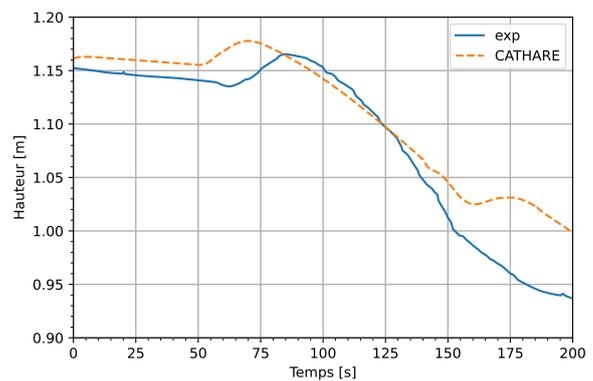


FIGURE 4.22. Hauteur du liquide mesurée dans le bain d'HELIOS.

évacuée du bain. On peut également vérifier la cohérence des mesures de débit à partir de la variation de hauteur de liquide relevée dans le bain par la sonde de niveau (figure 4.22). Pour cet essai, la masse obtenue à partir de la hauteur de liquide et des débits mesurés expérimentalement est donnée par la table 4.2. Celle-ci inclut également la masse expulsée du bain donnée par la modélisation CATHARE. Au début de la décharge, la hauteur de liquide mesurée dans le bain augmente alors que le débit mesuré en sortie du bain atteint déjà une cinquantaine de grammes par seconde. Cet effet est dû à la production massive de vapeur dans le liquide. Le volume de gaz fait dans un premier temps monter l'interface liquide-vapeur, car la masse volumique de la vapeur est plus faible que celle du liquide. On parle alors de niveau gonflé. Cet effet est pris en compte par CATHARE grâce à l'utilisation du modèle à deux fluides et six équations. La hausse du niveau survient plus tôt dans la modélisation qu'en réalité. En accord avec la courbe de débit, on en conclut que la production de vapeur survient plus rapidement dans le modèle. On observe

Moyen de mesure	Masse [kg]
FE960	6,49
FE961	6,45
Hauteur du liquide	6,41
Modèle CATHARE	6,36

TABLE 4.2. – Variation de masse du bain.

également que la hauteur de liquide calculée par **CATHARE** ré-augmente faiblement durant 15 s à partir de $t = 160$ s. À cet instant l'essai est terminé et la puissance dans la **S.E** est coupée. Le débit d'hélium et la masse évacuée du bain étant similaires entre l'expérience et le modèle, cet écart est probablement lié à une mauvaise estimation du volume de vapeur présent dans le liquide. En effet, avec la dépressurisation du bain, une partie du liquide à saturation continue de se vaporiser. Le principe de modélisation choisi (bi-volumes/tri-axiaux), ainsi que la conservation de certaines lois de fermeture établies pour l'eau pourraient mener à une estimation incorrecte de la vitesse de remontée des bulles. Cet écart étant sans impact dans le cadre des expériences menées dans cette thèse, aucune investigation supplémentaire n'a été menée sur ce point.

La décharge d'un fort débit de vapeur d'hélium s'accompagne d'une montée en pression du bain à cause de la perte de charge dans le circuit assurant la jonction avec le gazomètre. La figure 4.23 donne la variation de pression mesurée dans le bain et celle estimée par **CATHARE**. On y inclut la pression de saturation calculée avec **REFPROP** à partir de la mesure de température fournie par le thermomètre 5TT960. Cette sonde est située à une hauteur de 1,06 m. Elle reste donc sous l'interface liquide-vapeur tant que le chauffage de la **S.E** est allumé. Comme pour le débit

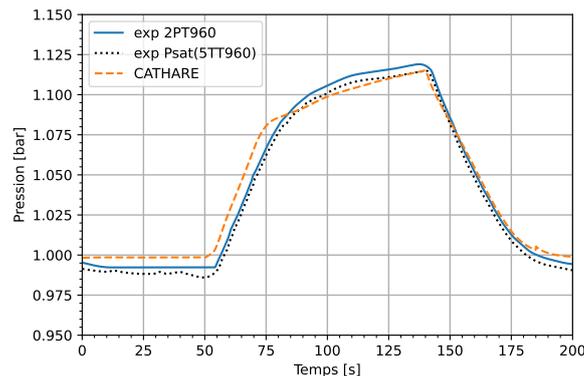


FIGURE 4.23. Pression dans le bain d'HELIOS.

en sortie du bain, la concordance entre **CATHARE** et la mesure expérimentale est bonne. Le coefficient calculé pour prendre en compte la perte de charge dans le circuit de décharge est donc pertinent pour cet essai. On note que la pression de saturation calculée à partir d'une mesure de

température du liquide donne une estimation précise de la pression mesurée dans le bain. Cette méthode peut donc être utilisée comme redondance à un capteur de pression traditionnel.

Dans la figure 4.24, on compare les températures estimées par CATHARE en différentes parties du bain avec les températures mesurées expérimentalement à une localisation équivalente. La température T_{liq1} est calculée pour le volume 0D inférieur du modèle du bain (figure 3.6). Elle correspond à la température mesurée par la sonde 1TT960, située dans la partie basse du bain, juste en dessous des échangeurs. T_{liq2} est la température calculée dans la phase liquide du volume 0D supérieur. Elle est comparée avec la sonde 4TT960. Enfin, T_{vap} est la température estimée pour la phase vapeur du volume supérieur. On la compare avec la sonde 7TT960, située à mi-hauteur entre l'interface liquide-vapeur et la bride du bain. Afin d'offrir une vision complète de l'évolution de toutes les mesures de température présentes dans le bain, la figure 4.25 regroupe les données de l'ensemble des thermomètres installés. La température de saturation calculée à partir de la mesure de pression est incluse dans les deux graphiques. Les sondes de 1TT960 à 5TT960 sont initialement dans la phase liquide, tandis que les sondes restantes sont au-dessus de l'interface liquide-vapeur.

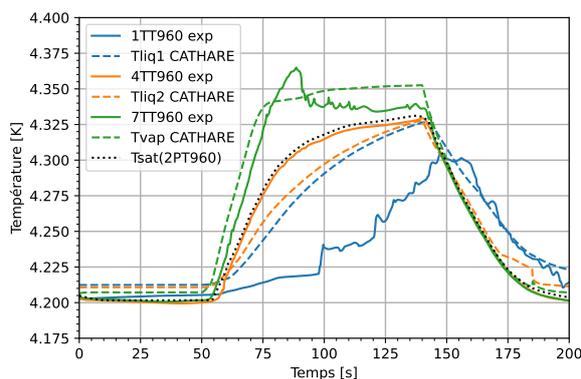


FIGURE 4.24. Température du bain estimée par CATHARE.

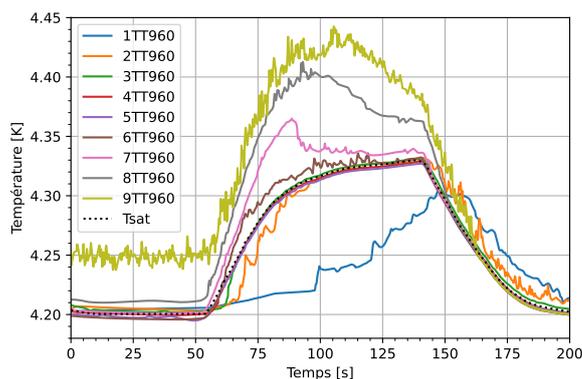


FIGURE 4.25. Évolution des températures mesurées dans le bain.

À l'exception de la sonde 1TT960, tous les thermomètres immergés dans le liquide indiquent une température très proche de la saturation. Pour le liquide situé au-dessus du fond des échangeurs, le brassage initié par l'échange thermique avec la boucle assure une température homogène. Au vu du niveau et de la masse volumique du liquide, l'influence de la pression hydrostatique sur la température est négligeable. Le thermomètre 1TT960 est quant à lui positionné en dessous du bloc échangeur. Il n'est donc pas affecté par la convection qui s'est développée plus haut. De plus, la conduction thermique de l'hélium est faible. L'accroissement de température dans ce volume de liquide est principalement induit par la compression du fluide. En observant les résultats de la simulation, on peut voir que le code prédit une température similaire pour le liquide situé

sous et au-dessus des échangeurs. La température du liquide calculée par CATHARE pour le volume 0D supérieur reste également sous la température de saturation lors de la pressurisation du bain. Ce volume de liquide est donc légèrement sous-refroidi et non à saturation comme observé expérimentalement. Concernant la température du gaz, on observe expérimentalement la présence d'une faible stratification thermique. Pour la sonde 9TT960, qui est la plus haute et qui est placée juste en dessous de la bride du bain, la température mesurée montre même la présence constante d'une vapeur légèrement surchauffée. Le volume 0D utilisé pour modéliser la partie haute du bain ne permet pas à CATHARE de prendre en compte cette stratification. Néanmoins, pour une couche de gaz suffisamment éloignée de la bride et de l'interface liquide-vapeur, et dont la variation de température est majoritairement affectée par l'évolution de la pression dans le bain, on observe une bonne concordance entre le code et la mesure expérimentale.

Bilan d'énergie en bain ouvert

Selon les courbes de température présentées figure 4.25, l'ensemble du bain n'est pas à saturation. Cependant, la surchauffe de la vapeur reste très faible et seule une petite fraction du liquide est sous-refroidie. L'hypothèse d'un bain à saturation, telle que supposée lors de l'établissement du bilan sur le bain ouvert dans la section 3.4.3 est donc raisonnable.

La méthode de bilan sur un bain ouvert en décharge non isobare repose sur l'équation (3.43). L'évolution de la puissance reçue par le bain au cours de cet essai, déterminée grâce à cette équation, est donnée figure 4.26. Ce bilan est à comparer avec la puissance dissipée au travers des échangeurs, c'est pourquoi on intègre à cette figure le profil de puissance établi à l'aide des bilans enthalpiques sur les échangeurs. Celui-ci correspond à la somme des bilans sur HP1 (figure 4.17) et HP2/HP3 (figure 4.19). On observe un lissage de la charge thermique estimée avec le bilan sur le bain, en comparaison avec celle obtenue par bilan enthalpique. Cette différence de profil est présente aussi bien dans la modélisation qu'expérimentalement. Elle s'explique par le temps d'établissement de l'échange thermique dans les échangeurs, principalement dans HP3. Le bilan sur le bain ne semble donc pas être une bonne méthode pour retrouver le profil de puissance déposée sur la S.E; par contre, il peut être utilisé pour en estimer la puissance moyenne et vérifier la pertinence des bilans enthalpiques.

La figure 4.27 donne l'énergie échangée correspondant aux différentes puissances illustrées figure 4.26. Le code CATHARE est conservatif et aucune perte thermique n'est prise en compte sur le bain. Une fois le bain dépressurisé et revenu en condition d'équilibre, la quantité d'énergie calculée par bilan sur le bain retrouve la même valeur que l'énergie dissipée au travers des échangeurs. Expérimentalement, cette égalité n'est pas retrouvée étant donné les pertes thermiques qui arrivent au bain et des imprécisions de mesure. On remarque également que la quantité d'énergie échangée au travers des échangeurs est légèrement plus faible dans la modélisation, avec 154,3 kJ, contre 160,12 kJ calculée expérimentalement. À l'instant $t = 200$ s, le bilan expérimental sur

le bain donne une énergie de 165,55 kJ. La pertinence des bilans sur le bain peut être vérifiée simplement grâce à la mesure de masse totale d'hélium envoyé au gazomètre (table 4.2). Pour que l'estimation soit réaliste, on attend que la pression initiale soit revenue à sa valeur avant l'injection de puissance dans la S.E, sous peine de négliger le stockage d'énergie par élévation de la chaleur sensible dans le liquide (voir section 3.4.3). En considérant la chaleur latente de l'hélium à 1 bar (20,72 kJ), ainsi que la masse volumique de la phase liquide et vapeur (respectivement 125,25 et 16,64 kg.m⁻³) aux conditions de saturation, cette variation de masse donne déjà un ordre de grandeur de l'énergie déposée dans le bain. On peut ainsi estimer en première approximation que le bain a reçu 154,13 kJ pour une masse évacuée de 6,45 kg.

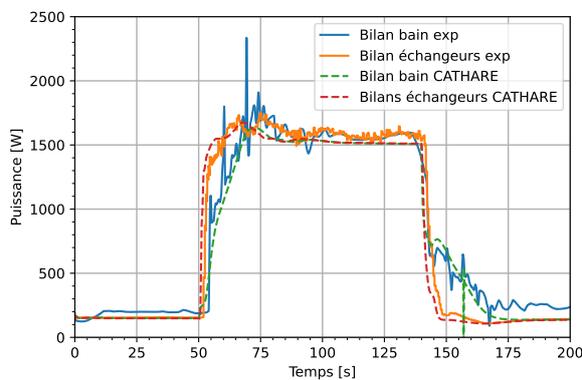


FIGURE 4.26. Puissance déposée au bain estimée par bilan.

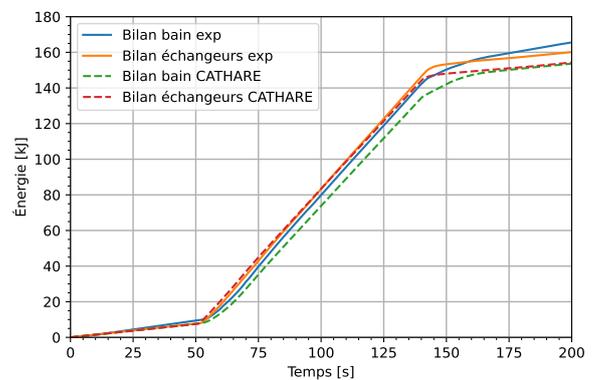


FIGURE 4.27. Énergie déposée au bain estimée par bilan.

La méthode de bilan sur le bain ouvert en décharge non isobare fait apparaître deux contributions. La première est l'énergie transportée par le débit de vapeurs d'hélium sortant du bain et correspond au terme $\delta m_{evac} \cdot h_{evac}$ de l'équation (3.43). La puissance évacuée du bain et la quantité d'énergie qui y est associée sont données respectivement par les figures 4.28 et 4.29. Les figures 4.30 et 4.31 donnent quant à elles l'évolution de la puissance et de l'énergie liées à la variation d'énergie interne de l'hélium resté dans le bain. Cette contribution correspond au terme, $\Delta(\mu)_{bain}$ de l'équation (3.43). Pour rappel, ce terme regroupe la variation d'énergie liée au changement de contenu et à la pressurisation du bain. Plus de détails sont donnés à la section 3.4.3. La séparation des deux contributions au bilan d'énergie sur le bain permet d'appréhender le poids relatif de chacune d'entre elle dans le bilan final. On s'aperçoit que le stockage d'énergie dans le bain doit être pris en compte, surtout au cours de la première moitié de l'essai pendant laquelle a lieu la montée en pression du bain. Au delà de l'instant $t = 100$ s, la pression n'évolue presque plus. La variation d'énergie interne est alors presque exclusivement due au remplacement d'une partie du volume de liquide par de la vapeur. La présence de valeur négative pour cette contribution à la fin de l'essai est attendue, puisqu'elle résulte de la libération de l'énergie accumulée dans le bain au cours de la pressurisation. L'énergie transportée par le débit sortant

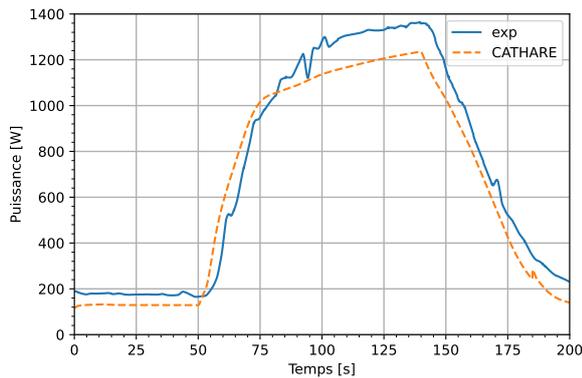


FIGURE 4.28. Puissance transportée hors du bain par le débit sortant.

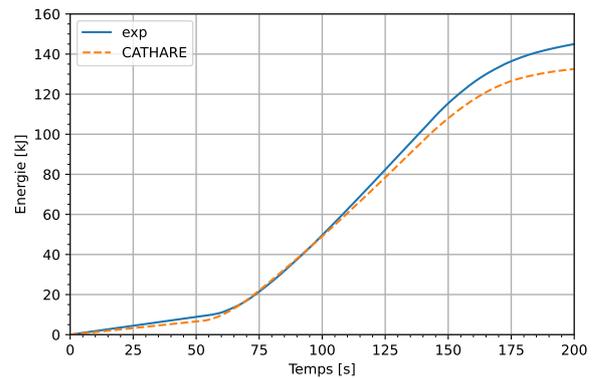


FIGURE 4.29. Énergie transportée hors du bain par le débit sortant.

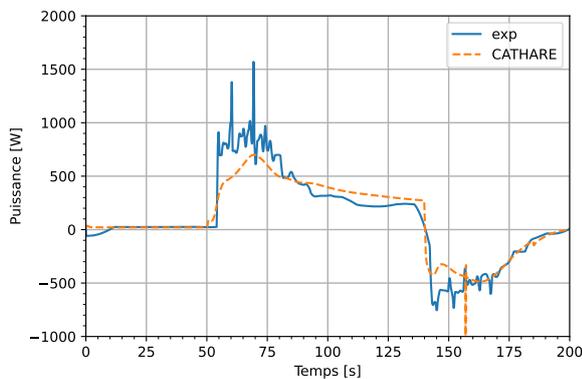


FIGURE 4.30. Puissance accumulée dans le bain par chaleur sensible.

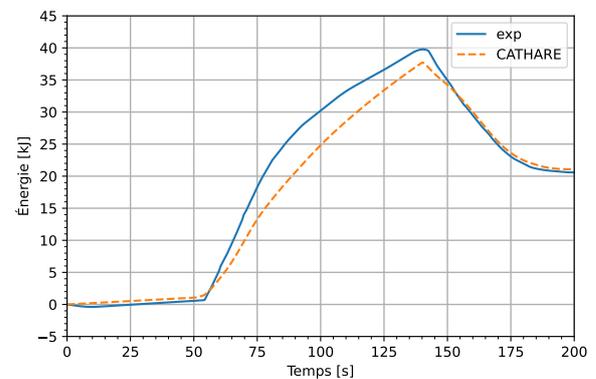


FIGURE 4.31. Énergie accumulée dans le bain par chaleur sensible.

du bain est la contribution majoritaire du bilan au delà de 25 s après l'activation du chauffage de la S.E. Son profil suit celui de la courbe de débit. En effet, la pressurisation et la surchauffe de la vapeur étant limitées, l'enthalpie de la vapeur sortante varie peu.

4.2.2. Résultats des essais en configuration bain ouvert

Plusieurs essais ont été réalisés en configuration bain ouvert, avec différents niveaux de puissance appliquée au travers du chauffage de la S.E, ainsi que pour plusieurs débits d'hélium supercritique circulant dans la section pour une même puissance déposée. Pour chacun de ces essais, les quatre bilans enthalpiques décrits dans la section 3.4.1 sont réalisés, de même que le bilan sur le bain.

Comparaison des différents bilans enthalpiques

On souhaite vérifier l'écart entre la puissance électrique appliquée au cordon chauffant, mesurée avec le wattmètre, et les estimations de la puissance reçue par le fluide données par les différents bilans enthalpiques mis en œuvre sur la boucle supercritique. Pour chaque essai, on compare dans un premier temps la puissance moyenne du pulse, estimée aux moyens des différents bilans, à la puissance réellement injectée et mesurée par le wattmètre. Le calcul de la puissance moyenne revient à déterminer la quantité d'énergie mesurée par chaque bilan. Cette approche permet de s'affranchir des temps de transit et de l'inertie thermique de la *S.E.* Les bilans concernés sont ceux réalisés aux bornes de la *S.E.*, des échangeurs HP2 et HP3, et sur la zone d'essai entre les sondes 1TT959 et 2TT950 (figure 3.26).

Les résultats obtenus sont regroupés dans les tables 4.3 et 4.4. La table 4.3 inclut les résultats des essais avec un même débit d'hélium supercritique dans la *S.E.* et différents niveaux de puissance appliquée. La table 4.4 regroupe quant à elle les essais avec différents débits dans la *S.E.*, pour une puissance injectée constante de 1,35 kW. Pour chaque essai, l'activation du chauffage commence à l'instant $t = 50$ s. Chacun des deux tableaux contient un rappel des conditions dans lesquelles ont été réalisés les essais (durée totale de l'essai, débit dans le *S.E.*, débit total et pression dans la boucle). Pour chaque essai, on fournit également les différents paramètres du pulse de puissance appliqué sur la *S.E.*, avec sa durée, la quantité d'énergie totale injectée et la puissance moyenne correspondante. Enfin, on donne les résultats de chaque bilan, avec l'écart relatif entre le dépôt de puissance calculée et la puissance moyenne mesurée par le wattmètre.

Le calcul de la puissance moyenne échangée dans la *S.E.* est en principe relativement simple. Il suffit d'estimer, grâce aux différents bilans enthalpiques, la quantité d'énergie déposée au fluide par le chauffage, puis de la diviser par la durée d'application du pulse. Toutefois, deux paramètres sont à prendre en compte pour réaliser un bilan précis. Le premier est la durée sur laquelle est appliqué le bilan. La comptabilisation de l'énergie déposée par la *S.E.* commence dès l'activation du chauffage. Cependant, il faut considérer la présence de temps de transit, ainsi que l'inertie thermique de la *S.E.*, afin de comptabiliser l'ensemble de l'énergie déposée par le chauffage. Pour cette raison, la variation d'énergie est calculée sur un temps un peu plus long que la durée du pulse. La fin du bilan est déterminée avec l'instauration d'un seuil de puissance minimale sur le bilan entre les sondes 1TT959 et 2TT950. Lorsque la puissance mesurée par ce bilan retombe en dessous de 30 W, l'énergie cesse d'être comptabilisée⁷. La durée pendant laquelle est effectué le bilan, ainsi que l'instant de l'essai où il prend fin, sont inclus dans chaque table, dans les caractéristiques des bilans enthalpiques. Le second paramètre à considérer est la part d'énergie due aux pertes thermiques. Dans le cas du bilan aux bornes des échangeurs HP2 et HP3, la dissipation

7. La perte sur cette portion du circuit est estimée à 13 W. Le seuil de 30 W est déterminé de manière à être suffisamment élevé pour être distingué de l'apport de puissance par les pertes thermiques, tout en garantissant que toute l'énergie déposée par le pulse a été prise en compte.

d'énergie correspondant à l'échauffement de l'hélium au cours de la détente au travers des vannes doit aussi être prise en compte. Pour cela, on détermine la puissance moyenne mesurée par chaque bilan sur un intervalle de temps de 50 s avant le déclenchement du pulse. En multipliant cette puissance par la durée du bilan, on en déduit la part de l'énergie totale non due au dépôt de puissance dans la S.E.⁸

L'ensemble des bilans donnent une bonne estimation de la puissance déposée sur la S.E. Le cas présenté et détaillé précédemment (section 4.2.1) correspond à l'essai 3. L'écart relatif maximal observé sur la puissance moyenne estimée grâce au bilan aux bornes de la S.E est de 4,1 % (essai 7). Pour cinq essais, il est même inférieur à 1 %. La précision de ce bilan ne paraît pas affectée par les variations du débit et de l'intensité du pulse appliqué à la S.E. D'après les résultats compilés dans la table 4.3, la précision des bilans sur les échangeurs et la zone d'essai s'améliore avec l'augmentation de la puissance déposée. Cette tendance s'explique par la diminution du poids relatif des pertes thermiques vis-à-vis de la puissance injectée par le chauffage. Malgré la prise en compte de la puissance mesurée par le bilan avant l'activation du chauffage, on constate que la puissance estimée par ces deux bilans est systématiquement légèrement supérieure à la puissance mesurée par le wattmètre. Pour l'essai 2, l'écart constaté atteint 13 %. On peut attribuer cette puissance supplémentaire à une source non identifiée. Ce surplus de puissance déposée par rapport à celle injectée au travers de la S.E est en effet présente également dans le bilan réalisé sur le bain. Ce bilan est détaillé dans la suite du document.

L'évolution temporelle du profil de puissance établi avec chaque bilan enthalpique est donnée en annexe F.1 pour les différents essais. On remarque que la mesure est régulièrement perturbée sur les premières secondes du pulse, avec des oscillations de la puissance mesurée de 0,2 kW au maximum. Une fois la mesure stabilisée, le bilan aux bornes de la S.E est systématiquement proche de la puissance donnée par le wattmètre, à l'exception de l'essai 5, pour lequel la puissance mesurée se stabilise environ 0,13 kW au-dessus de la valeur de référence de 2,5 kW. La puissance mesurée dans le cas de l'essai 6 présente aussi de fortes fluctuations. Cet essai est celui pour lequel le débit dans la S.E est le plus faible, seulement $8 \text{ g}\cdot\text{s}^{-1}$. L'application d'une puissance de 1,35 kW sur un si petit débit pourrait être à l'origine d'une plus grande sensibilité aux fluctuations dans l'écoulement. Pour les essais 1, 2, 6 et 9, un décalage entre le bilan sur la S.E et les deux autres bilans est présent. Il atteint jusqu'à 0,21 kW pour l'essai 2. La présence d'échauffement local du fluide, non dû à l'application d'une puissance sur S.E, est donc fréquent et le bilan aux bornes de la S.E est à privilégier. Toutefois, l'offset mesuré par les deux autres bilans reste faible par rapport à la puissance déposée au travers de la S.E. De plus, nous n'observons pas de lissage de

8. Pour les essais 7 et 9 (table 4.4), on observe que la puissance mesurée par le bilan aux bornes de la S.E avant le début du pulse est négative. Ces valeurs ne sont pas physiques, puisque sous l'effet des pertes thermiques cette puissance ne peut être que positive. Néanmoins, la perte mesurée sur cette zone du circuit est de l'ordre de 1 W, la présence de ces valeurs négatives s'explique donc par une légère erreur sur la mesure. Dans un tel cas, la puissance relevée est considérée nulle, de même que l'énergie qui en découle.

	Intitulé de l'essai Date de l'essai	Essai 1 28/06/2022	Essai 2 28/06/2022	Essai 3 30/06/2022	Essai 4 30/06/2022	Essai 5 07/07/2022
Caractéristiques de l'essai	Durée totale de l'essai [s]	250	250	199,9	250	250
	FE920 [g.s ⁻¹]	17,4	17,4	17,6	17,7	17,5
	FE989 [g.s ⁻¹]	69,3	69	66,9	66,5	97,9
	PT980 [bar]	3,39	3,39	3,36	3,35	3,45
Chauffage SE	Durée chauffage [s]	120,1	119,6	89,7	89,7	80,7
	Énergie chauffage [kJ]	54,036	118,243	120,974	181,985	201,117
Caractéristiques bilan enthalpique	Puissance chauffage [W]	449,9	988,4	1348	2028,8	2492,2
	Instant fin bilan enthalpique [s]	177,7	185,1	148,7	152,2	144,7
Bilan SE	Durée du bilan [s]	127,7	135,1	98,7	102,2	94,7
	Puissance initiale [W]	0,4	0,6	0,5	0,7	1
	Énergie additionnelle [kJ]	0,052	0,085	0,045	0,067	0,098
	Énergie totale [kJ]	54,422	118,461	124,135	188,862	207,597
Bilan HP2+HP3	Puissance moyenne [W]	452,6	989,6	1382,8	2104,7	2571,3
	Écart relatif [%]	0,6	0,1	2,6	3,7	3,2
	Puissance initiale [W]	-41,1	-42,2	-39,9	-41,6	-45,8
Bilan zone d'essai	Énergie additionnelle [kJ]	5,252	5,703	3,939	4,249	4,337
	Énergie totale [kJ]	62,874	139,245	131,008	191,604	206,038
	Puissance moyenne [W]	479,7	1116,3	1416	2088,7	2499,4
Bilan zone d'essai	Écart relatif [%]	6,6	12,9	5	3	0,3
	Puissance initiale [W]	12,6	13,4	12,1	13,5	14,2
	Énergie additionnelle [kJ]	1,605	1,811	1,195	1,378	1,343
	Énergie totale [kJ]	59,667	136,045	128,787	189,892	206,602
Bilan zone d'essai	Puissance moyenne [W]	483,4	1122,1	1421,8	2101,6	2543,5
	Écart relatif [%]	7,4	13,5	5,5	3,6	2,1

TABLE 4.3. – Bilans enthalpiques réalisés sur la boucle pour un même débit massique dans la S.E et différents niveaux de puissance.

	Intitulé de l'essai	Essai 6	Essai 7	Essai 8	Essai 9
	Date de l'essai	05/07/2022	05/07/2022	06/07/2022	07/07/2022
Caractéristiques de l'essai	Durée totale de l'essai [s]	250	250	250	250
	FE920 [g.s ⁻¹]	8	12,8	22,6	17,7
	FE989 [g.s ⁻¹]	59,4	64,4	75,2	68,5
	PT980 [bar]	3,41	3,4	3,41	3,41
Chauffage SE	Durée chauffage [s]	120,1	120,2	120,2	119,6
	Énergie chauffage [kJ]	162,307	162,495	162,45	161,614
	Puissance chauffage [W]	1351,2	1352,2	1351,8	1351,7
Caractéristiques bilan enthalpique	Instant fin bilan enthalpique [s]	190,7	181,7	176,1	183,2
	Durée du bilan [s]	140,7	131,7	126,1	133,2
	Puissance initiale [W]	1,3	-1,5 / 0	0,6	-3,2 / 0
	Énergie additionnelle [kJ]	0,180	-0,197 / 0	0,075	-0,429 / 0
Bilan SE	Énergie totale [kJ]	163,626	169,193	163,193	160,667
	Puissance moyenne [W]	1360,7	1407,9	1357,3	1343,8
	Écart relatif [%]	0,7	4,1	0,4	0,6
	Puissance initiale [W]	-37,3	-36,2	-43,1	-41,2
Bilan HP2+HP3	Énergie additionnelle [kJ]	5,248	4,766	5,433	5,489
	Énergie totale [kJ]	179,838	176,835	173,115	178,416
	Puissance moyenne [W]	1453,5	1431,8	1395,3	1446,4
	Écart relatif [%]	7,6	5,9	3,2	7
Bilan zone d'essai	Puissance initiale [[W]]	12	9,6	12,8	13
	Énergie additionnelle [J]	1,693	1,261	1,608	1,727
	Énergie totale [kJ]	176,790	173,895	170,343	175,481
	Puissance moyenne [W]	1457,7	1436,5	1404,1	1453,3
	Écart relatif [%]	7,9	6,2	3,9	7,5

TABLE 4.4. – Bilans enthalpiques réalisés sur la boucle pour différents débits massiques dans la S.E et une même puissance appliquée.

la charge thermique, provoqué par l'advection de l'hélium dans la boucle, susceptible d'affecter la détermination du profil de puissance reçu par le fluide. Ces deux bilans supplémentaires représentent donc une solution de redondance satisfaisante au bilan aux bornes de la S.E.

L'impact de l'inertie thermique des parois et du chauffage de la S.E est également de plus en plus important au fur et à mesure que la puissance déposée augmente, sous l'effet de l'échauffement de la paroi du tube et du cordon chauffant. L'accumulation d'énergie dans ces éléments devient même majeure pour les essais 4 et 5, où la puissance imposée par le chauffage atteint respectivement 2 kW et 2,5 kW. On observe que la puissance reçue par le fluide augmente en deux temps, avec une forte pente jusqu'à 1,5 kW, puis plus lentement ensuite, jusqu'à atteindre la puissance mesurée par le wattmètre. La concordance entre les trois bilans enthalpiques confirme que la puissance est bien reçue de manière progressive par le fluide. La question de l'accumulation d'énergie dans le cordon chauffant est abordée séparément dans la section 4.2.3. Pour l'essai 6, le bilan aux bornes de la S.E montre aussi une évolution cohérente avec un stockage d'énergie dans les matériaux. Bien que la puissance de chauffage soit ici de seulement 1,3 kW, le faible débit d'hélium dans la S.E mène à un échauffement important.

Bilan sur le bain en système ouvert

La table 4.5 regroupe l'ensemble des résultats obtenus avec le bilan réalisé sur le bain ouvert. Pour chaque essai, on compare dans un premier temps la quantité d'énergie échangée entre la boucle et le bain, calculée d'un côté par bilan enthalpique sur les échangeurs, et de l'autre par un bilan sur le bain tel que décrit dans la section 3.4.3. Le bilan sur le bain est ensuite utilisé pour estimer la puissance moyenne déposée au travers de la S.E.

D'après l'équation (3.43), la variation d'énergie calculée avec le bilan sur le bain correspond à la somme de deux contributions :

1. L'énergie déposée par la boucle au travers des échangeurs (terme $Q_{boucle \rightarrow bain}$ de l'équation (3.43)). Cette quantité d'énergie est aussi connue en effectuant la somme des bilans enthalpiques appliqués aux échangeurs.
2. L'énergie due aux pertes thermiques reçue par le bain (termes $Q_{bain,perte}$ et $Q_{evac,perte}$ de l'équation (3.43)).

Le dépôt de puissance attribué aux pertes thermiques est déterminé de la même manière que pour les bilans enthalpiques, grâce à une mesure de la puissance moyenne reçue par le bain durant les 50 s précédant l'activation du chauffage. La contribution des pertes au bilan est alors égale à la puissance moyenne mesurée sur le bain, à laquelle on soustrait la puissance dissipée dans chaque échangeur. Les puissances initiales mesurées, ainsi que les pertes thermiques qui en sont déduites, sont données dans la table 4.5. Une fois la perte sur le bain connue, il est possible de comparer la variation d'énergie mesurée sur le bain avec la quantité d'énergie donnée par la somme des

Intitulé de l'essai	Essai 1	Essai 2	Essai 3	Essai 4	Essai 5	Essai 6	Essai 7	Essai 8	Essai 9
Durée totale de l'essai [s]	250	250	199,9	250	250	250	250	250	250
Puissance chauffage [W]	449,9	988,4	1348	2028,8	2492,2	1351,2	1352,2	1351,8	1351,7
Puissance initiale reçue par le bain [W]	179	177	176	174	213	167	165	187	174
Puissance initiale reçue par HP1 [W]	113	113	115	114	138	111	113	121	114
Puissance initiale reçue par HP2+HP3 [W]	41	42	40	42	46	37	36	43	41
Pertes thermiques bain [W]	24	21	21	19	29	18	16	23	19
Bilan enthalpique HP1 [kJ]	25,631	26,613	19,93	34,327	32,48	26,856	26,732	24,792	25,635
Bilan enthalpique HP2+HP3 [kJ]	65,278	141,484	132,566	194,086	211,405	182,174	179,073	175,461	180,741
Échange entre la boucle et le bain (bilans enthalpiques) [kJ]	90,909	168,097	152,496	228,413	243,885	209,03	205,806	200,253	206,376
Échange entre la boucle et le bain (bilan bain ouvert) [kJ]	103,796	164,881	151,885	229,460	247,907	204,837	206,706	201,573	208,897
Écart relatif entre bilan sur le bain et bilans enthalpiques sur échangeurs [%]	14,2	1,9	0,4	0,5	1,6	2	0,4	0,7	1,2
Puissance SE déduite du bilan bain [W]	598	1099	1418	2106	2599	1431	1448	1414	1477
Écart relatif puissance calculée pour la S.E avec bilan sur le bain et mesure du wattmètre [%]	33	11,2	5,2	3,8	4,3	5,9	7,1	4,6	9,2

TABLE 4.5. – Bilans réalisés sur le bain ouvert.

bilans enthalpiques opérés sur HP1, HP2 et HP3⁹. De la même manière que les bilans effectués sur la boucle supercritique, le bilan sur le bain est réalisé sur une durée plus longue que la phase d'activation du chauffage. Ce délai correspond au temps nécessaire pour dépressuriser le bain et retrouver un débit de vapeur sortant stable¹⁰. L'énergie déposée au bain est ainsi comptabilisée depuis l'allumage du chauffage de la S.E jusqu'à la fin de l'essai (à l'instant $t = 250$ s pour tous les essais sauf le 3, pour lequel l'essai s'arrête à l'instant $t = 200$ s). L'énergie échangée entre la boucle et le bain obtenue avec chaque type de bilan, ainsi que l'écart relatif entre les deux estimations, sont donnés par la table 4.5.

Le bilan sur le bain permet également d'estimer la puissance moyenne déposée par le chauffage de la S.E. On sait que l'énergie injectée au travers de la S.E est dissipée dans le liquide par le biais des échangeurs HP2 et HP3. De plus, on connaît l'énergie dissipée dans l'échangeur HP1 par le biais d'un bilan enthalpique, ainsi que la puissance déposée sur le bain par les pertes thermiques. Il est alors possible de différencier la contribution due à l'échange thermique au travers de la S.E des autres sources d'énergie. L'estimation de la puissance déposée sur la S.E est donnée table 4.5 pour chaque essai, de même que l'écart relatif avec la puissance mesurée par le wattmètre.

Le bilan en configuration bain ouvert s'avère être un excellent moyen de contrôle de la puissance échangée entre la boucle et le bain. À l'exception du premier essai, l'écart entre l'estimation donnée par bilan enthalpique et bilan sur le bain est systématiquement inférieur à 2 %. Elle est de 14 % pour l'essai 1. Cet écart plus important peut en partie être expliqué par la faible puissance alors appliquée sur la S.E, le poids relatif des pertes thermiques étant plus élevé. La perte calculée sur le bain avant le début du pulse conserve le même ordre de grandeur entre les essais et est systématiquement inférieure à 30 W, soit la valeur des pertes mesurées sur la ligne de transfert entre le CMT et la station 400W.

Le bilan sur le bain donne également une estimation acceptable de la puissance déposée à la S.E lorsque celle-ci est supérieure à 1 kW. On peut espérer un écart inférieur à 10 %, à condition qu'une source de puissance parasite, telle qu'une interaction de l'écoulement principal avec du fluide provenant d'un volume non circulant, ne vienne pas perturber la mesure. Cette condition ne s'applique pas au circulateur, ni à la portion de tuyauterie en amont de HP1, puisque l'énergie déposée par cette partie du circuit est prise en compte lors de l'estimation de la puissance déposée à la S.E. Le bilan sur le bain confirme la présence d'un dépôt de puissance en plus de la S.E dans le cas de l'essai 2. En effet, il donne un résultat similaire aux bilans enthalpiques pour l'estimation de l'échange entre la boucle et le bain, mais également sur le calcul de la puissance moyenne déposée par le chauffage de la S.E.

9. La quantité d'énergie calculée pour les échangeurs HP2 et HP3 diffère de celle donnée précédemment tables 4.3 et 4.4, puisque le bilan est réalisé sur une durée plus longue.

10. On considère alors que l'énergie injectée par la S.E n'intervient plus dans le transfert thermique entre le bain et la boucle.

4.2.3. Cas des essais de fortes puissances

Pour les essais de fortes puissances (2,2 et 2,5 kW), on constate qu'un temps d'établissement est nécessaire pour que la puissance calculée par bilan enthalpique aux bornes de la S.E atteigne la puissance électrique appliquée au chauffage. La mesure de la puissance électrique est réalisée grâce à un wattmètre, elle est donc indépendante de l'alimentation électrique. Nous pouvons donc exclure l'hypothèse d'un temps d'établissement lié à la régulation en puissance de l'alimentation. L'explication jugée la plus crédible pour expliquer ce phénomène est l'accumulation d'énergie par les matériaux constituant à la fois le tube de la S.E et le cordon chauffant.

À basse température, la capacité thermique des matériaux est très faible et la majorité de l'inertie thermique est due au fluide cryogénique. Toutefois, pour les essais qui font appel aux puissances les plus élevées, l'échauffement des différents éléments de la S.E électrique n'est pas négligeable et on peut raisonnablement s'attendre à ce que l'inertie thermique des matériaux rentre alors en jeu. Les seules informations dont nous disposons sont le diamètre externe du cordon et ses différents constituants (nichrome pour le fil chauffant, couche d'isolation électrique en magnésie et gaine en inox). Les propriétés thermiques de la poudre de magnésie sont inconnues. De plus, les résistances de contact entre les différents constituants peuvent jouer un rôle prépondérant, et ne peuvent être quantifiées sans réaliser de caractérisation expérimentale.

Toutefois, deux observations expérimentales tendent à confirmer le rôle de la capacité thermique de la S.E et du chauffage. La première est le fait que le phénomène semble aussi présent pour un essai de plus faible puissance, seulement 1,5 kW, mais pour lequel le débit recevant le dépôt d'énergie est faible. Cette situation conduit aussi à un échauffement plus important des composants de la S.E. Pour les essais ayant reçu la même puissance, mais avec des débits plus importants, le temps d'établissement du bilan reste faible. La seconde observation concerne le calcul de la puissance moyenne déposée sur la S.E. Même si le bilan enthalpique présente quelques défauts dus à l'utilisation d'un seul débitmètre, les puissances moyennes calculées sont très proches des valeurs indiquées par le wattmètre. Ce constat tend à indiquer que l'énergie absorbée lors de l'application du pulse est relâchée dans l'écoulement une fois le chauffage éteint, ce qui est une des caractéristiques de l'accumulation d'énergie dans une structure.

Enfin, malgré l'absence de vérification expérimentale, quelques ordres de grandeurs peuvent également être calculés, même sans avoir accès à l'ensemble des propriétés du chauffage. C'est ce que l'on se propose de faire pour le cas où la puissance déposée sur la S.E est de 2 kW. Pour cet essai, la puissance calculée par bilan enthalpique aux bornes de la S.E atteint la valeur mesurée par le wattmètre au bout de 15 s de chauffage. Sur cet intervalle de temps, on détermine par intégration que la quantité d'énergie reçue par le fluide est déficitaire de 7,9 kJ vis-à-vis de l'énergie électrique injectée dans le chauffage. En supposant que le flux déposé sur la S.E est uniforme et que la corrélation de Dittus-Boelter estime correctement le coefficient d'échange par convection avec

l'hélium supercritique, on calcule une température pour la face interne de la S.E évoluant entre 40 et 70 K. En supposant que la température de la paroi varie de manière linéaire entre l'entrée et la sortie de la S.E, on établit que l'énergie accumulée dans le tube est de l'ordre de 2,2 kJ. Les 5,7 kJ restantes sont absorbées par le chauffage. La température que doit atteindre le cordon pour stocker une telle quantité d'énergie a été calculée pour plusieurs cas de figures :

1. Pour un cordon 100 % inox : la température nécessaire est de 110 K.
2. Pour un cordon 100 % nickel : la température doit également atteindre 110 K
3. Pour un cordon dont le cœur en nickel et la gaine en inox représentent respectivement 1/3 et 12 % du diamètre total : la température doit atteindre 180 K

Pour le dernier cas, on suppose un échauffement uniforme du cœur et de la gaine. Les propriétés de la magnésie étant inconnues, cette dernière n'est pas prise en compte. C'est donc la matière de plus de la moitié du cordon, en terme d'épaisseur, qui est non prise en compte ici, ce qui laisse supposer que l'élévation en température moyenne dans le chauffage sera moindre, même si des gradients peuvent apparaître en fonction des différentes résistances thermiques internes. Les valeurs obtenues ici sont réalistes avec la réalisation des essais.

4.3. Essais en configuration bain fermé

4.3.1. Comportement de la boucle au cours de l'essai et comparaison avec la modélisation CATHARE

Des essais ont été réalisés avec le bain en configuration fermée, pour différentes valeurs de débits massiques et de puissances appliquées au travers de la S.E. On décrit ici le comportement de l'installation dans une telle configuration. L'accent sera porté sur les différences avec la configuration bain ouverte. Ainsi, seules les grandeurs dont l'évolution est impactée par la fermeture du bain sont présentées dans la suite de cette section. Une modélisation CATHARE de l'essai a aussi été réalisée et comparée avec les mesures expérimentales.

Comme pour la configuration bain ouvert, une description détaillée des opérations de pilotage de l'installation pour les essais avec le bain isolé est donnée en annexe E.5. La phase de configuration de la boucle pour atteindre les conditions préalables à l'injection de puissance par le chauffage de la S.E n'est pas décrite ici.

Présentation d'un cas modélisé

La puissance électrique appliquée au chauffage de la S.E est de 1,34 kW. Au début de l'essai, les vannes de la boucle supercritique sont en position pour obtenir les débit souhaités et le circulateur a atteint sa vitesse nominale. Le bain est déconnecté de la ligne HP du réfrigérateur, avec la fermeture de la vanne CV940. À l'instant $t = 50$ s, l'automate active le chauffage de la S.E et ferme simultanément la vanne CV969. La fermeture de cette vanne entraîne l'isolement

complet du bain vis-à-vis de la station 400W. Lorsque la pression mesurée dans le bain dépasse 1,8 bar, l'automate coupe le chauffage sur la S.E et rouvre la vanne CV969 à 25 % d'ouverture pour commencer la phase de dépressurisation du bain.

Les conditions initiales dans la boucle au commencement de l'essai sont données par la table 4.6. La modélisation CATHARE reproduit à l'identique les différentes phases de l'essai détaillées ci-dessus. Une condition est mise en place dans le jeu de données décrivant l'essai, de manière à ce que le bain soit fermé à l'activation du chauffage. De même, une seconde condition stoppe l'injection de puissance et rouvre le bain vers l'extérieur lorsque la pression calculée dépasse 1,8 bar. La phase de décharge ne présente pas d'intérêt dans le cadre de la détermination de la densité de flux reçue par la S.E. Elle n'est pas reproduite de manière réaliste par CATHARE, en raison de la réalisation d'actions une fois l'essai terminé, qui ne sont pas incluses dans le modèle.

Grandeurs	Valeurs
Débit bypass : FE910	44,2 g.s ⁻¹
Débit S.E : FE920	17,3 g.s ⁻¹
Pression amont circulateur : PT980	2,79 bar
Vitesse du circulateur	9000 tr/min
Ouverture CV950	100 %
Ouverture CV940	0 %
Ouverture CV969	100 %
Ouverture CV961	0 %
Pression bain : PT960	1,16 bar
Niveau bain	53 %

TABLE 4.6. – Conditions initiales dans la boucle supercritique et le bain d'HELIOS avant l'essai en configuration bain fermé.

Comportement du bain en volant d'inertie thermique

Le bain constitue la source froide de la boucle supercritique. La première conséquence de la réalisation d'essai en bain fermé concerne les conditions initiales dans la boucle avant l'allumage du chauffage de la S.E. La pression du bain (figure 4.32) est alors de 1,15 bar, soit la pression normale du bain lorsqu'il est connecté à la station 400W. Le liquide étant à saturation, la température initiale du bain (figure 4.33) est un peu plus élevée que pour les essais en configuration bain ouvert (4,37 au lieu de 4,2 K). Par conséquent, la boucle sera également un peu plus chaude.

Au cours de l'essai, le bain fermé se comporte comme un volant d'inertie thermique et accumule l'énergie qui lui est transmise. Cela entraîne une augmentation de la température et de la pression du fluide qu'il contient bien plus importante que dans le cas du bain ouvert. La variation de pression dans le bain est donnée figure 4.32. La pression maximale atteint 1,85 bar, une valeur légèrement au-dessus du seuil d'arrêt du chauffage et d'ouverture de la vanne CV969. Ce

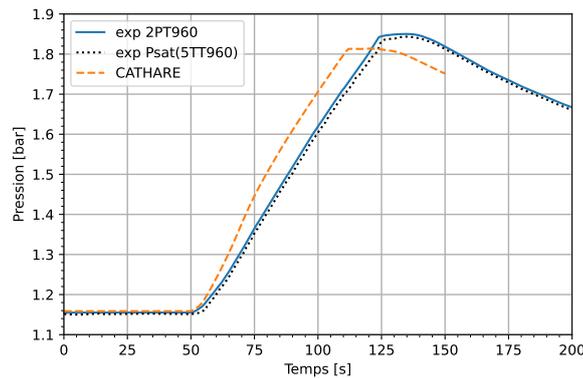


FIGURE 4.32. Pression dans le bain d'HELIOS.

dépassement est provoqué par le délai d'ouverture de la vanne et l'inertie thermique de la boucle. Expérimentalement, le délai nécessaire pour atteindre 1,8 bar est de 70 s. La pressurisation du bain prédite par CATHARE est plus rapide et le seuil de pression est dépassé 10 s plus tôt. La pression de saturation calculée à partir de la mesure de température du liquide par la sonde 5TT960 est ici aussi cohérente avec la pression mesurée par le capteur 2PT960. Comme attendu, la durée sur laquelle il est possible de réaliser l'essai est ainsi plus faible qu'en configuration bain ouvert. Le dépôt d'énergie que peut absorber le bain fermé de par sa pressurisation est moins important que celui offert par le stockage des vapeurs dans le volume du gazomètre.

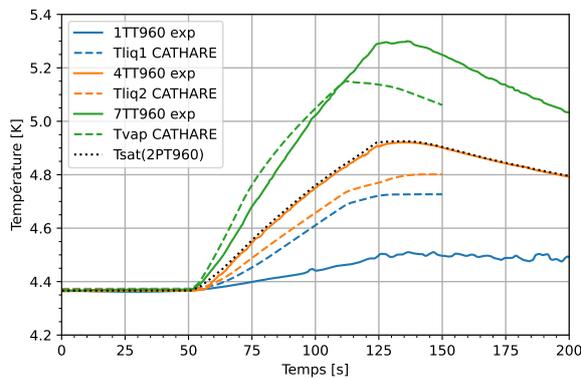


FIGURE 4.33. Températures du bain estimées par CATHARE.

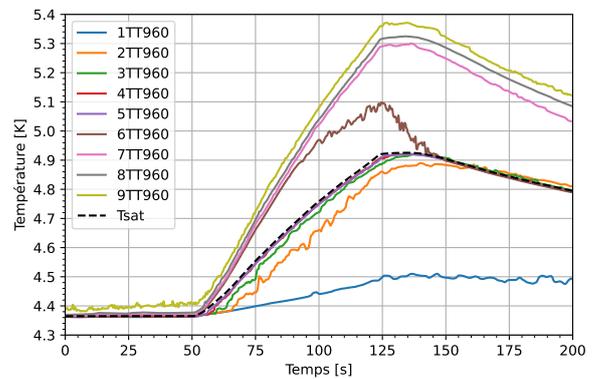


FIGURE 4.34. Évolution des températures mesurées dans le bain.

La figure 4.33 donne l'évolution des températures estimées par CATHARE pour différentes zones du bain. Elles sont comparées avec les températures mesurées expérimentalement à une localisation équivalente. La dénomination des différentes températures est la même que pour la figure 4.24 à la section 4.2.1. L'ensemble des températures mesurées dans le bain est fourni par la figure 4.34.

Concernant la modélisation **CATHARE**, le constat est identique au cas du bain ouvert. Le fort sous-refroidissement du volume de liquide sous le bloc échangeur n'est pas pris en compte. La température de cette zone connaît la même évolution que le reste du bain. Pour le liquide situé au même niveau et au-dessus des échangeurs, la modélisation montre un léger sous-refroidissement et n'est pas à saturation contrairement au cas expérimental. L'évolution de la température de la vapeur est bien représentée.

L'interface liquide vapeur se situe entre les sondes 5TT960 et 6TT960. L'élévation de température dans le bain (figure 4.33) est plus élevée que pour le bain ouvert, du fait de la plus forte montée en pression. En dehors d'une température supérieure, le comportement du liquide est toutefois similaire. En dehors du volume situé sous le bloc échangeur, le liquide est proche de la température de saturation, car le brassage du fluide par la convection limite la stratification thermique. La surchauffe de la vapeur est cependant plus importante que pour le cas bain ouvert. La stratification thermique dans cette phase est limitée et n'est perceptible que sur la mesure de la sonde 6TT960, la plus proche de l'interface avec le liquide. L'élévation de température de la vapeur n'est due qu'à la compression, ce qui explique pourquoi toutes les sondes de température au-dessus du liquide suivent la même variation. Toutefois, la vaporisation d'une partie du liquide crée une couche de vapeur plus froide, piégée entre l'interface avec le liquide et la vapeur initialement présente plus chaude. La convection dans la vapeur est faible, ce qui explique que seule la sonde 6TT960 perçoit la présence d'une vapeur froide nouvellement formée. L'évolution des températures dans le bain montre donc que les hypothèses considérées pour établir la méthode de bilan sur le bain à l'aide de trois sous volumes 0D (section 3.4.2) sont cohérentes avec les conditions observées expérimentalement dans le bain pour cet essai.

Évolution des températures dans la boucle

L'échauffement du liquide dans le bain réduit la capacité des échangeurs à extraire de la boucle supercritique l'énergie déposée par la S.E. Très rapidement, la température du liquide dépasse la température initiale de la boucle. Dès lors, une partie de l'énergie injectée par le chauffage EH926 n'est pas évacuée vers le bain et s'accumule dans la boucle. La température de l'hélium supercritique en sortie d'échangeur augmente et la boucle se réchauffe peu à peu.

L'impact de l'échauffement du bain est visible sur le thermomètre 1TT959 (figure 4.35). Cette sonde est située en aval de l'échangeur HP1. La température qu'elle mesure suit la même évolution que celle du bain, avec toutefois un léger décalage dû au temps de transit entre la sortie de l'échangeur et l'emplacement de la sonde. Le premier pic de température est provoqué par la pressurisation de la boucle au début de la phase de chauffage. Lorsque l'hélium supercritique qui était alors dans l'échangeur atteint la sonde, la température redescend légèrement. Avec la montée en pression progressive du bain, l'hélium provenant de l'échangeur voit ensuite sa température augmenter dans le temps. Sur la durée de la phase d'activation du chauffage de la S.E, la

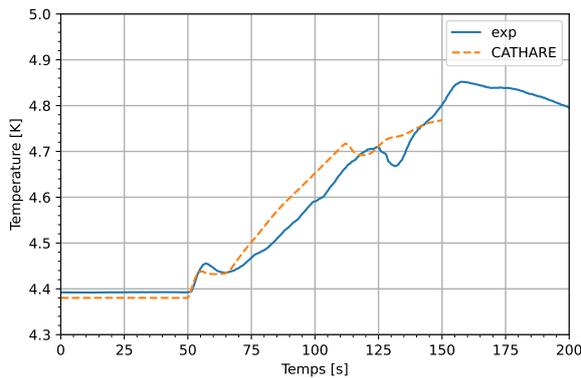


FIGURE 4.35. 1TT959 : température de l'hélium supercritique en sortie de HP1.

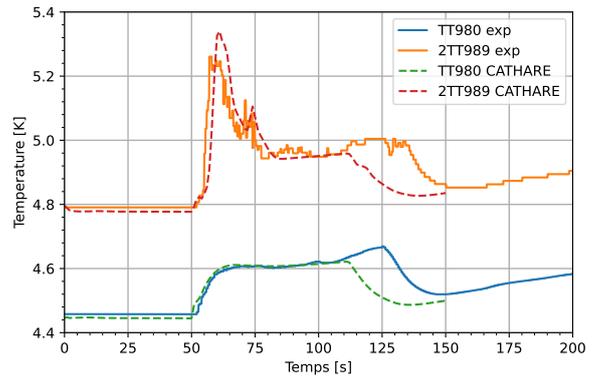


FIGURE 4.36. Températures aux bornes du circulateur.

température mesurée par la sonde 1TT959 augmente de 0,3 K.

La variation de température n'est pas la même sur l'ensemble du circuit du fait des temps de transit nécessaires pour parcourir la boucle. Pour les zones éloignées des échangeurs, la variation de température est dictée uniquement par la pressurisation de la boucle. C'est le cas par exemple de la température mesurée par la sonde 1TT980, placée en amont du circulateur. La présence d'une grande longueur de tuyauterie entre ce thermomètre et l'échangeur HP2 induit un temps de transit supérieur à la durée de l'essai. L'hélium qui est passé par les échangeurs n'a donc pas le temps d'atteindre la position de ce thermomètre. La variation de température enregistrée par la sonde 1TT980 suit les variations de pression dans la boucle (détaillé dans la suite), avec une augmentation rapide au début de la phase de chauffage puis une augmentation plus lente jusqu'à la fin de l'essai. La variation de température totale est de 0,2 K, soit moins qu'en sortie d'échangeur. À la fin de l'essai, l'hélium à l'entrée du circulateur est alors plus froid que celui en sortie des échangeurs. L'échauffement progressif de la boucle est également visible sur la température de sortie du circulateur. Comme pour les essais bain ouvert, une source d'énergie a été placée en amont du circulateur pour reproduire le surplus de puissance induit par les interactions entre l'écoulement principal et le volume non circulant du corps du circulateur. L'approche décrite à la section 4.2.1 est conservée ici.

L'échauffement de la boucle devrait être visible sur la température en amont de la S.E. Cependant, il est faible à côté des perturbations observées sur le thermomètre TT920 (figure 4.37). Pour une puissance injectée 1,3 kW, la variation de température globale de la boucle est négligeable vis-à-vis de la température en sortie de la S.E (figure 4.38). Elle est toutefois perceptible sur la mesure de la sonde 2TT959, en entrée du pré-échangeur (figure 4.39).

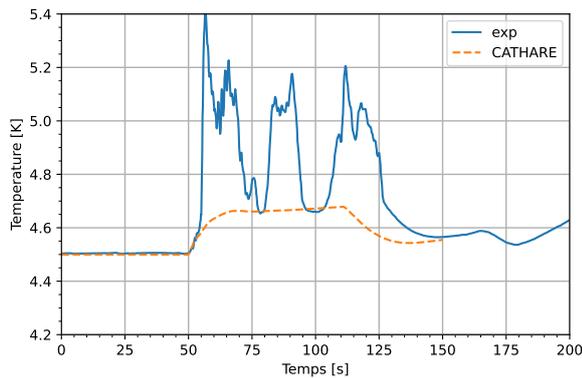


FIGURE 4.37. TT920 : température de l'hélium supercritique en entrée de la S.E.

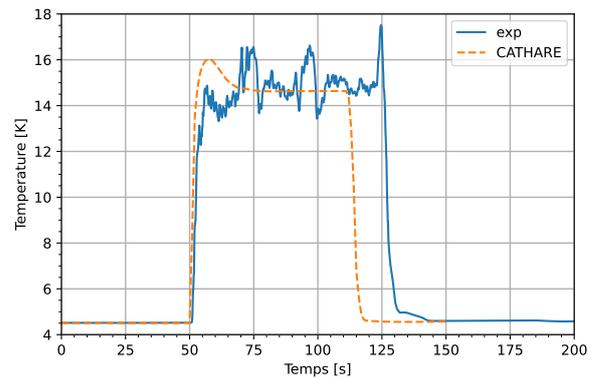


FIGURE 4.38. TT929 : température de l'hélium supercritique en sortie de la S.E.

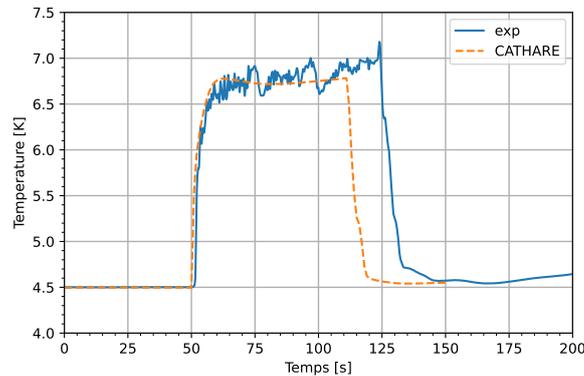


FIGURE 4.39. 2TT950 : température de l'hélium supercritique en entrée de HP3.

Évolution de la pression dans la boucle

La figure 4.40 donne l'évolution des pressions mesurées et calculées pour les capteurs PT920 et PT959 . L'estimation des pressions dans la boucle par le modèle souffre des mêmes défauts que pour l'essai bain ouvert présenté précédemment et surestime la pressurisation. Néanmoins, la tendance est bien respectée. Le décalage temporel affectant la mesure du capteur PT959 au début de la montée en pression de la boucle est également toujours présent. La pression augmente rapidement à l'activation du chauffage de la S.E. La pression se stabilise ensuite, avant de se remettre à croître plus lentement jusqu'à la fin du pulse. La reprise de la pressurisation de la boucle est consécutive à l'échauffement progressif du bain et de la boucle. Elle commence dès lors que la boucle ne peut plus rejeter l'ensemble de l'énergie qu'elle reçoit au travers de la S.E. La part d'énergie qui n'a pas pu être transférée au bain est alors stockée dans l'hélium supercritique de la boucle.

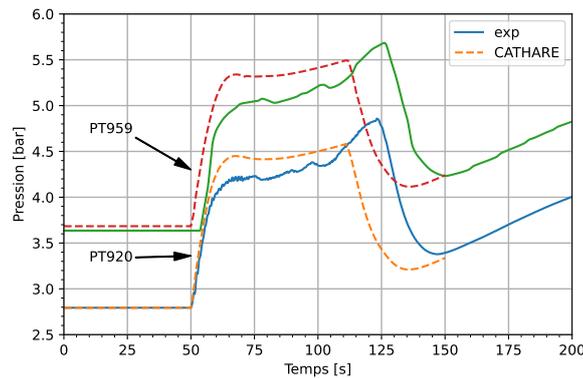


FIGURE 4.40. Évolution des pressions PT959 et PT920 au cours de l'essai.

Évaluation de la puissance déposée au travers de la section d'essai

La réalisation du bilan enthalpique aux bornes de la S.E ne diffère pas que l'on soit en configuration bain ouvert ou fermé. La pressurisation continue de la boucle est simultanée dans tout le circuit, elle est donc identique en entrée et en sortie de la S.E. Elle est donc prise en compte grâce à la mesure de pression PT920 utilisée pour le calcul des enthalpies. La mesure directe de la puissance déposée dans le fluide par bilan sur la S.E est donnée figure 4.41. Comme observé précédemment

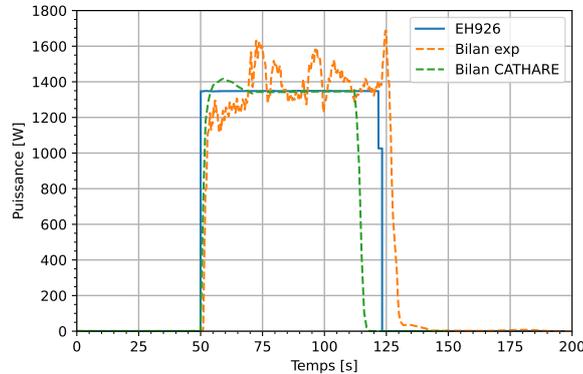


FIGURE 4.41. Puissance déposée au fluide calculée par bilan enthalpique aux bornes de la S.E.

au cours des premiers instants de l'essai en bain ouvert (figure 4.12), des oscillations sont présentes sur l'estimation de la puissance échangée. Pour certains pics, l'estimation de la puissance déposée au fluide dépasse la mesure du wattmètre de 0,26 kW. Les fluctuations du bilan sont l'image des variations observées sur la mesure de température en sortie de la S.E (figure 4.38) et du débit FE920¹¹(figure 4.42).

11. Comme précédemment pour les essais bain ouvert, on observe un décalage de l'ordre de 2,5 g.s⁻¹ sur le débit mesuré par le débitmètre FE920, lorsque le chauffage de la S.E n'est pas activé. Lorsque le chauffage s'allume, l'offset tend à disparaître.

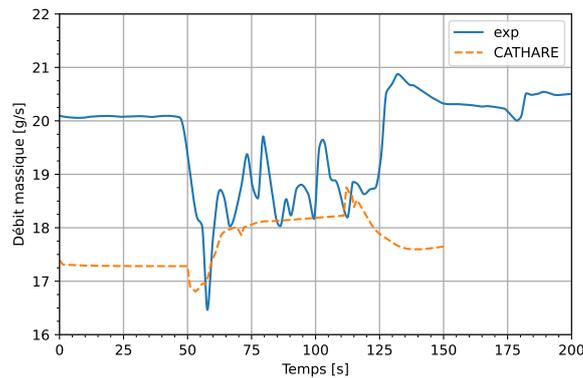


FIGURE 4.42. FE920 : débit d'hélium supercritique entrant dans la S.E.

Transfert d'énergie entre le bain et la boucle supercritique

Les figures 4.43 et 4.44 donnent respectivement la puissance échangée entre la boucle et le bain par l'intermédiaire des échangeurs HP1 et HP2/HP3. Aux premiers instants du pulse, on retrouve sur l'échangeur HP1 le dépôt de puissance induit par l'interaction de la boucle avec le corps du circulateur. Sur la suite de l'essai, on remarque que le transfert thermique entre la boucle et le bain diminue, et ce pour tous les échangeurs. Ce comportement est provoqué par la montée en température dans le bain. Aux premiers instants de l'essai, toute l'énergie reçue par la boucle

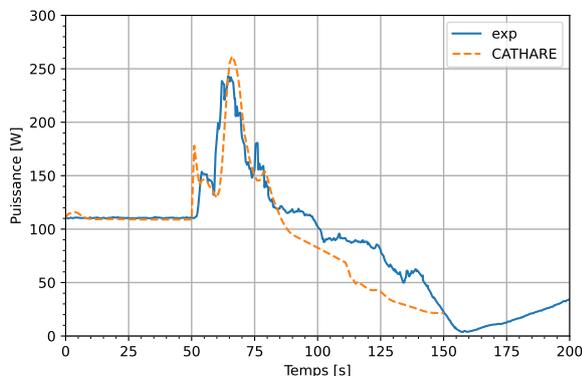


FIGURE 4.43. Puissance échangée dans l'échangeur HP1 calculée par bilan enthalpique.

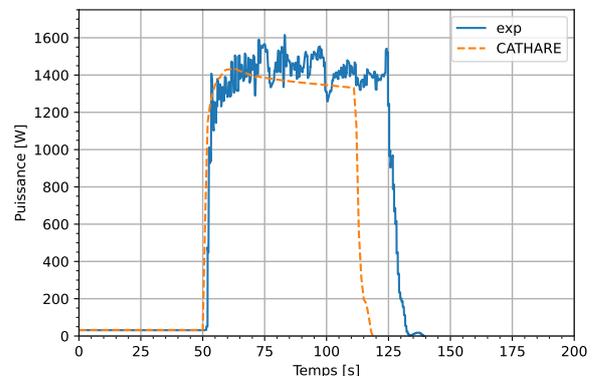


FIGURE 4.44. Puissance échangée dans les échangeurs HP2 et HP3 calculée par bilan enthalpique.

est transférée au bain, jusqu'à ce que la température de celui-ci augmente. La puissance dissipée dans chaque échangeur décroît alors d'une cinquantaine de Watts entre le début et la fin de la période d'activation de la S.E. La puissance qui n'est plus transmise au bain s'accumule alors dans la boucle. On peut ainsi estimer qu'au maximum, ce stockage de puissance représente environ 100 W.

Dans le cadre de la détermination de la puissance transmise à la S.E, la part d'énergie accumulée sur la boucle ne sera pas comptabilisée par le bilan enthalpique aux bornes des échangeurs HP2 et HP3, ni par le bilan sur le bain fermé. Toutefois, l'erreur qui en résulte reste faible, autour de 50 W pour le bilan sur HP2 et HP3, et de 100 W pour le bilan sur le bain pour cet essai. La conservation de ces bilans en complément du bilan aux bornes de la S.E est donc encore justifiée.

Bilan d'énergie en bain fermé

La réalisation d'un bilan en bain fermé s'est avérée plus délicate que pour la configuration bain ouvert. Les méthodes mises en place pour déterminer la puissance reçue par le bain (section 3.4.2) calculent la variation d'énergie interne, qu'il faut ensuite dériver pour connaître le profil de puissance. Les fluctuations des grandeurs mesurées dans le bain engendrent des oscillations lors de l'opération de dérivation. Pour réduire les irrégularités sur le profil de puissance, on applique à l'évolution de l'énergie interne calculée par chaque bilan une moyenne glissante, avec une fenêtre de temps de 5 s, avant d'effectuer la dérivée. La variation d'énergie interne, calculée par les différentes méthodes mises en œuvre, est donnée par la figure 4.45. Le graphique inclut également la courbe d'énergie déduite des deux bilans enthalpiques réalisés sur les échangeurs thermiques. Les bilans sur le bain n'étant valides que pour un système fermé, ils ne sont réalisés que sur l'intervalle de temps où le chauffage de la S.E est allumé et la vanne CV969 close. La phase de dépressurisation n'est donc pas prise en compte.

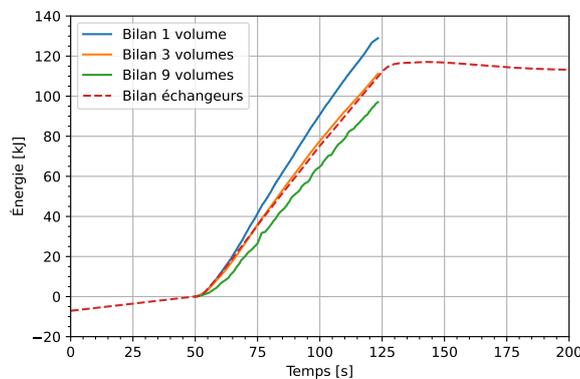


FIGURE 4.45. Énergie reçue par le bain estimée par bilan.

Les puissances correspondantes aux différentes méthodes utilisées sont données par les figures 4.46 et 4.47. Malgré le lissage préalable, la puissance calculée à l'aide du bilan faisant appel à neuf volumes 0D montre toujours de fortes fluctuations. Pour des raisons de lisibilité, ce bilan est exclu de la figure 4.46, qui ne donne que les puissances obtenues à l'aide du bilan avec un et trois volumes 0D. Il est présenté figure 4.47.

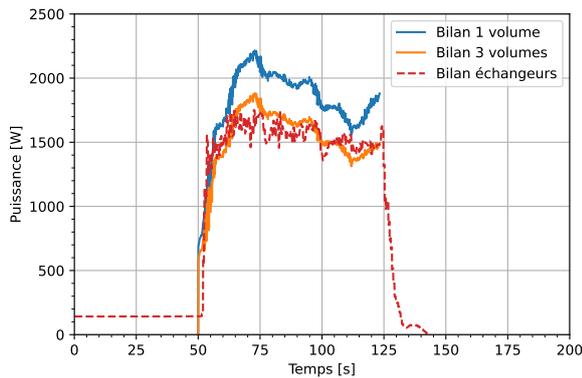


FIGURE 4.46. Puissance reçue par le bain calculée avec les bilans bain fermé à 1 et 3 volumes.

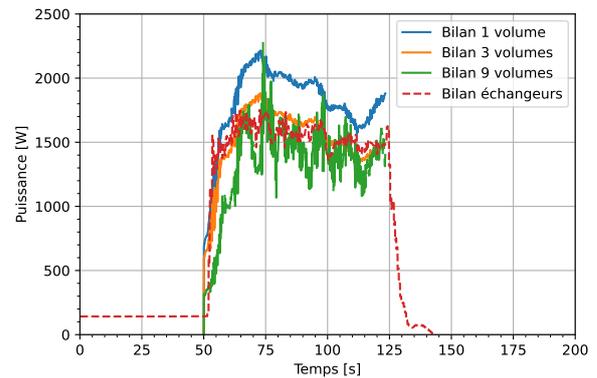


FIGURE 4.47. Puissance reçue par le bain calculée avec le bilan bain fermé à 9 volumes.

Le résultat de chaque bilan réalisé sur le bain est comparé avec la puissance dissipée au travers des échangeurs, déduites à l'aide des bilans enthalpiques mis en place sur la boucle supercritique. Le bilan à trois volume OD donne le meilleur résultat pour cet essai. Il reproduit correctement le profil de puissance échangée avec la boucle supercritique. L'utilisation d'un seul volume OD surestime la puissance accumulée dans le bain. Cette tendance a été constatée sur l'ensemble des essais. Elle s'explique par le fait que l'utilisation d'un unique volume pour représenter le bain revient à considérer l'ensemble du volume aux conditions de saturation. Or, en réalité la vapeur est surchauffée, comme on peut le constater figure 4.34. En considérant que l'ensemble du bain est à l'équilibre thermodynamique, le stockage d'énergie pour une variation de pression donnée est surestimée. Le bilan à neuf volumes souffre quant à lui de deux défauts dus à l'utilisation des mesures de température du bain pour le calcul de la variation d'énergie interne du fluide. Contrairement à la pression qui s'homogénéise dans le volume du bain à la vitesse du son, et qui de ce fait est uniforme aux échelles de temps qui nous intéressent, la température n'est pas identique en tout point du fluide. Or, un thermomètre n'effectue qu'une mesure ponctuelle. Le bilan à neuf volumes présente donc une inertie par rapport aux deux autres bilans, qui reposent eux uniquement sur la pression. Un délai est nécessaire pour que la température augmente en tout point de chaque volume fluide contenant une sonde de température. Il explique le retard observé pour ce bilan sur la courbe de l'énergie reçue par le bain figure 4.45. Le second défaut est la présence de fluctuations plus importantes sur l'énergie calculée. Elles induisent des oscillations lors du passage à la dérivée, ce qui complique l'exploitation. Ces fluctuations sont elles aussi une conséquence de la non homogénéité du fluide en température. Au gré de la convection, chaque thermomètre voit passer des volumes de fluides de température légèrement différentes. La présence de bulles dans le liquide peut aussi être source de perturbation de la mesure de température. Il est très certainement possible d'améliorer la stabilité du bilan à neuf volume OD en opérant un lissage sur les températures du bain avant le calcul de l'énergie interne. Par la suite, la configuration

bain ouverte a été privilégiée pour la réalisation des essais de rupture de vide. La mise en place de méthode de lissage des températures n'a donc pas été développée ici.

4.3.2. Résultats des essais en configuration bain fermé

Plusieurs essais ont également été menés en configuration bain fermé, en faisant varier la puissance appliquée à la S.E, le débit et le niveau de remplissage initial du bain. Pour chaque cas, on réalise les quatre bilans enthalpiques et les trois méthodes de bilan sur le bain fermé.

Détermination de la puissance déposée au fluide par bilan enthalpique

On procède ici de la même manière que pour les essais en configuration bain ouvert. Les puissances moyennes calculées avec chaque bilan sont données dans la table 4.7. L'évolution temporelle des profils de puissance est donnée par l'annexe F.2. Le cas présenté précédemment et comparé avec la modélisation CATHARE correspond à l'essai 3.

Avant de s'intéresser aux résultats des différents bilans, plusieurs constats peuvent être tirés sur les conditions de réalisation des essais en configuration bain fermé par rapport au bain ouvert. La première observation concerne la durée des essais. Elle est bien moindre que pour le bain ouvert, du fait de la capacité de stockage d'énergie plus limitée offerte par la pressurisation du bain. Pour un pulse à la puissance maximale¹², soit 2,5 kW, le volant d'inertie thermique est saturé en seulement 43,4 s, alors que la décharge du bain permet de tenir au moins 80 s. La quantité d'énergie transférée par la S.E à la boucle pour ces deux essais est respectivement de 108 kJ et 201 kJ. Elle est donc réduite de moitié lorsque le bain est complètement isolé. On s'est également intéressé à l'impact de la quantité de liquide contenue dans le bain sur la durée d'un essai. Le remplissage initial du bain est de l'ordre de 54 %, à l'exception des essais 7 et 8 pour lesquels le volume de liquide est augmenté de 15 %. En comparant ces deux cas avec des essais à puissance équivalente et un remplissage plus faible (essais 3 et 4), on s'aperçoit que l'influence sur la durée du pulse et la quantité d'énergie transmise sont faibles. Pour une puissance injectée de 1,35 kW (essais 3 et 7), le remplissage le plus élevé permet d'allonger le dépôt de puissance de 6,4 s. Le gain tombe à 1 s pour une puissance de 2 kW (essais 4 et 8).

Concernant le calcul de la puissance moyenne déposée par le chauffage, on note une chute de la précision du bilan aux bornes de la S.E par rapport aux essais effectués en configuration bain ouvert. Pour l'essai 6, l'écart avec la valeur donnée par le wattmètre atteint même 17,5 %, tandis qu'il est compris entre 2 et 7,5 % pour les autres cas. L'écart entre la mesure du wattmètre et la puissance moyenne donnée par les bilans sur les échangeurs et la zone d'essai est semblable à celui observé pour le bain ouvert. Pour ces deux bilans, l'essai avec la plus faible puissance (0,5 kW pour l'essai 1) est celui qui présente l'écart le plus important. Cette moindre précision

12. Essai 5 de la table 4.3 pour le bain ouvert, essai 5 table 4.7 pour le bain fermé

	Intitulé de l'essai	Essai 1	Essai 2	Essai 3	Essai 4	Essai 5	Essai 6	Essai 7	Essai 8
Caractéristiques de l'essai	Durée totale de l'essai [s]	250	200	199,9	200	149,9	200	200	199,9
	FE920 [g.s ⁻¹]	17,3	16,9	17,3	17,6	18	7,8	17,7	16,9
	FE989 [g.s ⁻¹]	66,7	66,9	61,4	61,6	97,1	66,4	63,1	67,6
	PT980 [bar]	3,19	3,2	2,79	2,81	4,15	2,93	2,94	2,95
	Niveau bain [%]	54,9	54,8	52,3	53,7	54,4	54,4	69,9	68,5
Chauffage SE	Durée chauffage [s]	190,4	101,7	73,3	48,4	43,4	79,7	79,7	49,3
	Énergie chauffage [kJ]	94,206	97,367	98,326	98,131	108,299	107,761	107,249	99,934
	Puissance chauffage [W]	494,7	957,5	1341,8	2029,1	2496,6	1352,1	1345,3	2025,5
Caractéristiques bilan enthalpique	Instant fin bilan enthalpique [s]	246	158,2	132,3	109,9	106,9	142,8	136,8	110,8
	Durée du bilan [s]	196	108,2	82,3	59,9	56,9	92,8	86,8	60,8
Bilan SE	Puissance initiale [W]	-0,055/0	-0,021/0	0,8	-0,837/0	0,5	0,8	0,5	0,5
	Énergie additionnelle [kJ]	-0,011/0	-0,002/0	0,07	-0,05/0	0,028	0,07	0,045	0,031
	Énergie totale [kJ]	101,06	101,452	104,647	103,673	112,976	126,729	109,292	104,17
	Puissance moyenne [W]	530,7	997,6	1427,1	2143,7	2603,8	1589,2	1370,4	2110,7
	Écart relatif [%]	7,3	4,2	6,4	5,6	4,3	17,5	1,9	4,2
Bilan HP2+HP3	Puissance initiale [W]	18	17,8	31,2	32,3	41,1	32	30,4	32,2
	Énergie additionnelle [kJ]	3,536	1,929	2,57	1,934	2,338	2,965	2,637	1,96
	Énergie totale [kJ]	89,259	100,588	106,221	104,478	110,816	115,052	110,146	106,17
	Puissance moyenne [W]	450,2	970,2	1414,5	2120,4	2500,7	1406,4	1348,6	2112,1
	Écart relatif [%]	9	1,3	5,4	4,5	0,2	4	0,2	4,3
Bilan zone d'essai	Puissance initiale [W]	14	13,9	12,7	13,6	13,4	11,5	10,6	11,9
	Énergie additionnelle [kJ]	2,75	1,503	1,043	0,812	0,761	1,062	0,919	0,723
	Énergie totale [kJ]	90,488	101,317	105,542	104,147	111,58	114,159	109,354	105,878
	Puissance moyenne [W]	460,8	981,5	1426	2136,7	2554,7	1419	1360,2	2131,3
	Écart relatif [%]	6,9	2,5	6,3	5,3	2,3	5	1,1	5,2

TABLE 4.7. – Bilans enthalpiques réalisés sur la boucle avec la configuration bain fermé.

était prévisible avec la chute de l'échange entre la boucle et le bain sous l'effet de l'échauffement du volant d'inertie thermique. La figure donnant pour cet essai l'évolution de la puissance échangée (annexe F.2) montre que le transfert thermique diminue d'une trentaine de Watts au cours de l'essai. Cette variation n'est pas négligeable par rapport à la puissance injectée par le chauffage. À l'exception des cas 1 et 6, on s'aperçoit toutefois que les profils de puissance donnés par chaque bilan différent peu les uns des autres (annexe F.2).

L'écart observé sur le bilan aux bornes de la S.E au cours de l'essai 6 peut être relié au constat précédemment énoncé sur le comportement du débitmètre FE920. Le débit mesuré par ce débitmètre lors de l'essai est donné par la figure 4.48. Contrairement aux autres essais, la chute caractéristique de ce débit à l'allumage du chauffage (figures 4.11 et 4.42), attribuée au recalage du débitmètre vis-à-vis de l'offset de mesure détecté lorsqu'aucune puissance n'est appliquée, n'est pas observée ici. Nous n'expliquons pas la raison pour laquelle l'offset de mesure reste présent dans ce cas. Néanmoins, en corrigeant le débit mesuré par le débitmètre FE920 de son offset relevé avant l'allumage du chauffage, le bilan enthalpique (figure 4.49) donne de nouveau une valeur cohérente avec la puissance électrique mesurée par le wattmètre.

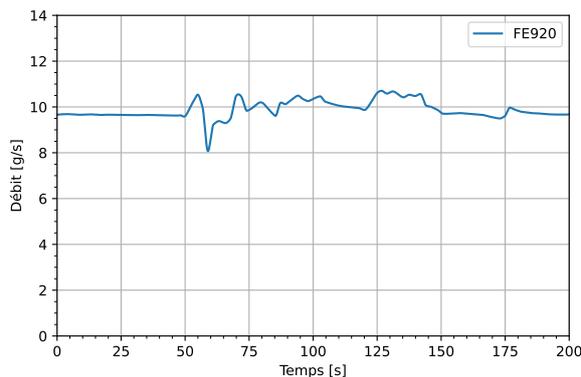


FIGURE 4.48. Débit mesuré en entrée de la S.E au cours de l'essai 6 en configuration bain fermé.

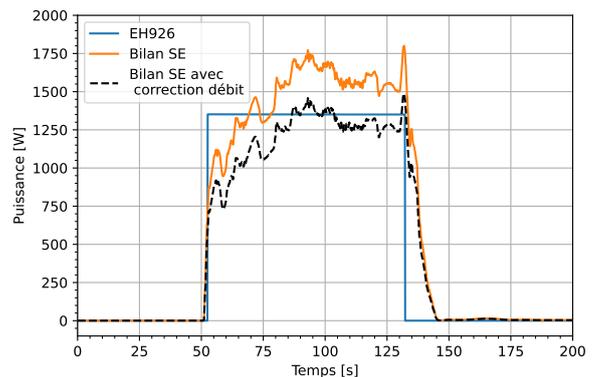


FIGURE 4.49. Bilan enthalpiques aux bornes de la S.E après correction du débit massique mesuré par FE920.

Comme pour les essais en bain ouvert, on observe pour les essais avec une forte puissance déposée un temps d'établissement du transfert thermique entre le chauffage et le fluide plus long, du fait de l'inertie thermique de la S.E et de son cordon chauffant.

Bilans sur le bain en système fermé

Les résultats des bilans réalisés sur le bain en configuration fermée sont regroupés dans la table 4.8. Pour chaque type de bilan, on calcule l'énergie échangée entre la boucle et le bain et on fournit

Intitulé de l'essai	Essai 1	Essai 2	Essai 3	Essai 4	Essai 5	Essai 6	Essai 7	Essai 8
Puissance chauffage [W]	494,7	957,5	1341,8	2029,1	2496,6	1352,1	1345,3	2025,5
Puissance initiale bain [W]	167	150	182	174	217	172	182	190
Puissance initiale HP1 [W]	102	102	111	112	136	107	112	116
Puissance initiale HP2+HP3 [W]	18	18	31	32	41	32	30	32
Pertes thermiques bain [W]	47	30	40	31	41	34	39	41
Bilan enthalpique HP1 [kJ]	13,484	8,828	9,63	14,928	9,091	9,595	9,731	18,648
Bilan enthalpique HP2+HP3 [kJ]	87,813	97,513	100,068	92,542	94,293	105,683	104,918	95,226
Échange entre la boucle et le bain [kJ]	101,297	106,341	109,697	107,47	103,384	115,278	114,649	113,874
Échange entre la boucle et le bain [kJ]	121,164	123,557	128,928	131,417	127,861	130,941	136,087	134,717
Écart avec bilan échangeur [%]	19,6	16,2	17,5	22,3	23,7	13,6	18,7	18,3
Puissance SE estimée [W]	547	1110	1596	2376	2697	1491	1554	2320
Écart avec mesure du wattmètre [%]	10,6	16	19	17,1	8	10,2	15,5	14,6
Échange entre la boucle et le bain [kJ]	101,174	103,796	108,315	110,726	107,648	109,979	101,736	103,095
Écart avec bilan échangeur [%]	0,1	2,4	1,3	3	4,1	4,6	11,3	9,5
Puissance SE estimée [W]	442	916	1315	1949	2031	1228	1123	1679
Écart avec mesure du wattmètre [%]	10,6	4,3	2	4	10,6	9,2	16,5	17,1
Échange entre la boucle et le bain [kJ]	93,63	93,627	94,096	90,394	85,43	97,674	98,833	98,507
Écart avec bilan échangeur [%]	7,6	12	14,2	15,9	17,4	15,3	13,8	13,5
Puissance SE estimée [W]	403	816	1121	1528	1719	1073	1087	1586
Écart avec mesure du wattmètre [%]	18,6	14,8	16,4	24,7	31,2	20,6	19,7	21,7

TABLE 4.8. – Bilans réalisés sur le bain en configuration fermée.

une estimation de la puissance moyenne déposée au bain. La manière de procéder est identique à celle employée pour le bain ouvert, détaillée à la section 4.2.2. L'évolution temporelle du transfert thermique entre le bain et la boucle supercritique donnée par chaque méthode de bilan est fournie en annexe F.2.

La tendance observée pour le bilan mono-volume de surestimer la puissance reçue par le bain est confirmée sur l'ensemble des essais, à la fois sur les calculs des puissances moyennes et sur l'évolution temporelle du transfert thermique avec le bain. La précision obtenue sur la puissance moyenne échangée entre la boucle et le bain est comprise 16 et 24 %. Étant donné sa simplicité, cette méthode peut être utilisée comme outil d'estimation rapide de l'énergie déposée au bain mais ne peut être employée comme moyen de redondance pour le calcul de la puissance reçue par la boucle au travers de la S.E.

Le bilan à trois volumes 0D donne de bons résultats pour l'estimation de la puissance moyenne déposée au bain. On remarque que la précision du bilan décroît lorsque le remplissage du bain augmente. Alors que l'écart relatif avec les bilans sur les échangeurs est compris entre 0,1 et 4,6 % pour les essais 1 à 6 (remplissage initial du bain ~ 54 %), il augmente à 9,5 et 11,3 % pour les essais 7 et 8 (remplissage initial du bain ~ 69 %). Si cette méthode de bilan donne une bonne estimation de la quantité d'énergie échangée entre la boucle et le bain, les résultats obtenus lors de la détermination du profil de puissance associée sont plus mitigés. Les courbes de puissance obtenues pour le remplissage le plus faible et des puissances inférieures à 2 kW sont cohérentes avec le résultat des bilans enthalpiques opérés sur les échangeurs. Pour de plus fortes puissances, et pour le taux de remplissage du bain le plus faible (essais 4 et 5), le profil de puissance donné par le bilan à trois volumes commence par sous-estimer l'échange avec la boucle, avant de prédire un fort pic de la puissance échangée, non observé sur le bilan aux bornes des échangeurs. Pour les deux essais avec le niveau de liquide le plus élevé (essais 7 et 8), l'accroissement de l'échange avec la boucle est bien représenté, mais il est ensuite minimisé une fois le transfert thermique établi dans les échangeurs. Les écarts entre le bilan sur le bain et le bilan enthalpique sur les échangeurs augmentent pour les dépôts de puissance les plus forts et les taux de remplissage du bain les plus élevés. Cela met en lumière l'apparition de gradients dans le fluide et de phénomènes dynamiques non pris en compte par la méthode de bilan. Par exemple, l'apparition d'un gradient thermique dans le liquide a été identifiée lorsque de fortes puissances sont déposées. Sous l'effet du flux thermique plus important, les couches inférieures de liquide n'ont alors pas eu le temps d'atteindre la température de saturation avant la fin de l'essai. La figure 4.50 donne l'évolution des températures dans le bain pour l'essai 4. Toutefois, cette explication est peu satisfaisante à elle seule. En effet, la même stratification thermique est observée dans le bain pour une puissance identique et un remplissage plus élevé. Or, dans un cas on surestime la puissance déposée, alors que dans l'autre elle est sous-estimée. D'autres phénomènes, non identifiés, entrent en jeu. Concernant l'évaluation de la puissance moyenne déposée au travers de la S.E, le remplissage joue ici encore un rôle sur la

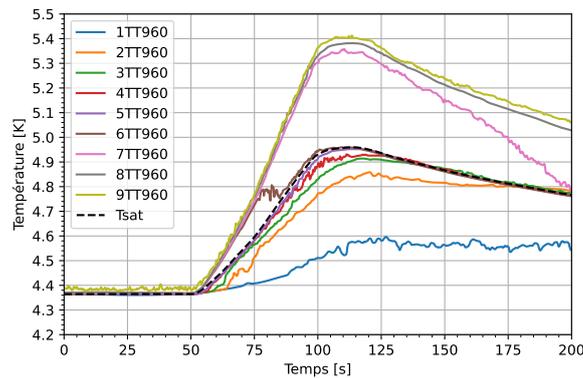


FIGURE 4.50. Évolution des températures mesurées dans le bain d'HELIOS lors de l'essai 4.

précision obtenue. L'écart relatif maximum avec la puissance mesurée par le wattmètre est de 11 % pour le taux de remplissage du bain le plus faible, et augmente à 17 % pour le niveau le plus élevé.

Le bilan à neuf volumes sous-estime systématiquement la quantité d'énergie transférée au bain par les échangeurs. Ce résultat était attendu du fait de l'inertie thermique du bain (voir le paragraphe dédié au bilan sur le bain fermé à la section 4.3.1). Pour obtenir l'évolution de la puissance reçue par le bain à partir de la variation d'énergie fournie par le bilan, on applique une moyenne glissante sur l'énergie avant de procéder à la dérivation. La moyenne est effectuée sur une fenêtre temporelle de 5 s. Malgré ce lissage, la courbe de puissance obtenue présente encore de fortes oscillations. On remarque toutefois que pour les essais avec les plus fortes puissances déposées (essais 4, 5 et 6), l'encadrement donné par le bilan à neuf volumes est plus proche du bilan enthalpique sur les échangeurs que le bilan sur le bain à trois volumes. À l'aide d'une méthode de lissage adéquate, le bilan à neuf volumes pourrait présenter un intérêt pour déterminer la puissance reçue par un bain fermé, une fois l'échange établi. La détermination de la puissance moyenne déposée au travers de la S.E souffre elle aussi du manque de l'inertie induite par la mesure de température. L'effet est encore plus marqué pour les essais à fortes puissances, où l'inertie thermique de la S.E et du cordon chauffant induit un décalage temporel supplémentaire entre la puissance appliquée par le chauffage et celle reçue par le bain.

4.4. Conclusion sur la première campagne expérimentale

Cette première campagne d'essais a permis de prendre en main le dispositif expérimental et de juger de la pertinence de l'instrumentation que nous avons intégrée. Les dix-sept essais sélectionnés et présentés ici ont permis d'appliquer les différentes méthodes de bilans énergétiques, présentées au chapitre 3, respectivement dans les conditions bain ouvert et bain fermé. Les résultats expérimentaux ont été comparés aux résultats donnés par l'application du code CATHARE avec de l'hélium supercritique. Il est très satisfaisant de constater, quelles que soient les configurations,

que les tendances affichées par le code s'accordent à celles issues des expériences. Les quelques différences observées s'expliquent par le fait que certains paramètres n'ont pas été pris en compte dans la modélisation (volumes morts liés à la présence des lignes de décharge des soupapes et du corps du circulateur). C'est la première fois que le code est appliqué avec succès sur une boucle système complète fonctionnant avec de l'hélium supercritique cryogénique. Les prédictions de **CATHARE** ont également apporté des résultats satisfaisants pour le bain diphasique. Au terme de cette campagne expérimentale, nous avons décidé que les essais de rupture de vide seraient réalisés en configuration de bain ouvert. Cette configuration n'a présenté aucune difficulté d'exploitation ; elle permet de faire des essais plus longs.

Chapitre 5.

Campagne d'essais de rupture de vide

Aperçu

5.1. Remarques sur l'instrumentation de la seconde campagne	172
5.2. Bain ouvert, diaphragme 3 mm	174
5.2.1. Contexte des essais	174
5.2.2. Évolution des conditions dans l'écoulement d'hélium supercritique au sein de la S.E.	174
5.2.3. Évolution des conditions dans l'enceinte à vide de la S.E	176
5.2.4. Bilan sur la S.E et détermination de la densité de flux déposée	179
5.3. Bain ouvert, diaphragme 15 mm	180
5.3.1. Évolution des conditions dans l'écoulement d'hélium supercritique au sein de la S.E	181
5.3.2. Évolution des conditions dans l'enceinte à vide de la S.E	182
5.3.3. Bilan sur la S.E et détermination de la densité de flux déposée	185
5.4. Bain ouvert, pleine ouverture (50 mm)	186
5.4.1. Influence du débit	186
Évolution des conditions dans l'écoulement d'hélium supercritique au sein de la S.E	187
Évolution des conditions dans l'enceinte à vide de la S.E	188
Bilan sur la S.E et détermination de la densité de flux déposée	192
5.4.2. Reproductibilité des essais	194
Reproductibilité des conditions dans l'enceinte à vide	194
Reproductibilité de la mesure de densité de flux reçue par le fluide	196
5.4.3. Influence de la pression initiale de la boucle supercritique	197
Impact de la pression initiale sur les conditions dans l'écoulement d'hélium supercritique au sein de la S.E	198

Impact de la pression initiale sur les conditions dans l'enceinte à vide de la S.E	199
Impact de la pression initiale sur la densité de flux échangée	200
5.4.4. Influence de la température de l'enceinte à vide	201
Impact de la température initiale de l'enceinte sur les conditions dans le vide d'isolement de la S.E	202
Impact de la température initiale de l'enceinte sur la densité de flux déposée	204
5.4.5. Estimation des coefficients d'échange	205
Cas de l'essai sans diaphragme, 50 g.s ⁻¹ et 4,5 bar	206
Cas de l'essai sans diaphragme, 10 g.s ⁻¹	208
Conclusion sur l'estimation des coefficients d'échange	210
5.5. Conclusion sur la campagne d'essais de rupture de vide	211

Les essais avec la S.E à rupture de vide ont été réalisés au cours d'une seconde campagne. Conformément à la conclusion du chapitre précédent, la configuration bain ouvert a été retenue pour réaliser ces essais. Pour les premiers essais, deux diaphragmes d'un diamètre de 3 mm et 15,3 mm ont été employés à tour de rôle. Ces diaphragmes ont été installés dans la ligne de rupture de vide (diamètre interne 56,3 mm) afin de limiter le débit d'azote pénétrant dans l'enceinte à vide de la S.E lorsque l'écoulement est encore sonique. La puissance reçue par la boucle a ainsi pu être modérée de cette manière pour les premiers essais.

5.1. Remarques sur l'instrumentation de la seconde campagne

Au cours de la première campagne, un écart fut détecté sur la mesure du débitmètre FE920 vis-à-vis des deux autres débitmètres installés sur la boucle (section 4.2.1). Sans chauffage appliqué sur la S.E électrique, la valeur rapportée par FE920 était inférieure de 2,5 g.s⁻¹ aux indications données par les débitmètres FE989 et FE910. L'étalonnage à température ambiante de ce débitmètre a été vérifié entre les deux campagnes et s'est avéré conforme aux spécifications. Cet écart n'a pas été observé de nouveau au cours de la seconde campagne. La seule différence identifiée sur cette portion du circuit entre les deux campagnes est le changement de S.E, avec l'installation de la S.E à rupture de vide à la place de la S.E électrique.

Le bilan enthalpique mis en place aux bornes de la S.E a donné de très bons résultats au cours de la première campagne expérimentale. Une fois les essais terminés et l'installation réchauffée, un décalage entre la température mesurée et celle attendue a été détecté pour les sondes utilisées pour ce bilan (thermomètres TT920 et TT929). Bien que l'erreur à froid soit négligeable, nous avons choisi de remplacer ces thermomètres pour la seconde campagne par de nouvelles sondes

Cernox de type CX-SD.

Nous avons également constaté des incohérences de mesures pour les thermomètres collés sur la surface externe de la tuyauterie d'hélium de la S.E. Ces thermomètres sont des sondes Cernox BC, identifiées sous le nom de TT921, TT922, TT923, TT924 et TT925 (voir figure 3.19, section 3.3.2). Des écarts entre les températures mesurées et celles attendues sont apparus après le collage des sondes sur le tube avec de la colle Stycast. Nous attribuons ces incohérences à une modification de l'étalonnage des sondes, induite par les contraintes mécaniques appliquées sur le thermomètre par la Stycast une fois que cette dernière est sèche. Pour une température attendue de 286 K, les températures relevées pour chacune de ces sondes étaient respectivement 278, 279, 278, 254 et 258 K . Les écarts à froids sont bien plus faibles, de l'ordre de 0,8 K au maximum à 4 K.

	TT920	TT921	TT922	TT923	TT924	TT925
	83,6	82,0	82,8	81,6	74,5	77,4
	75,1	74,1	74,8	73,7	67,3	70,0
	70,2	69,0	69,7	68,6	62,6	65,2
	67,6	66,3	66,9	65,9	60,1	62,6
	64,5	63,1	63,7	62,7	57,2	59,6
Températures	60,1	58,9	59,5	58,6	53,4	55,6
relevées [K]	55,0	53,8	54,3	53,4	48,7	50,7
	50,1	48,5	49,0	48,2	43,9	45,8
	45,1	43,2	43,6	42,9	39,0	40,7
	40,8	38,4	38,8	38,1	34,7	36,2
	35,3	32,3	32,7	32,1	29,1	30,5
	30,0	26,7	27,0	26,5	24,0	25,2

TABLE 5.1. – Comparaison entre la température de l'hélium mesurée en entrée de la S.E par TT920 et les températures mesurées sur la face externe de la tuyauterie, au cours de la mise en froid.

Afin d'estimer l'erreur de mesure pour des températures de l'ordre de 77 K, nous avons prévu de plonger le tube avec les sondes dans un bain d'azote liquide à saturation après la fin des essais. Cependant, cette vérification n'a pas pu être effectuée, puisque toutes les sondes concernées ont cessé de fonctionner une fois la campagne terminée, alors que l'installation était à température ambiante depuis quelques jours. Pour se faire tout de même une idée de l'ordre de grandeur du décalage affectant ces mesures de température dans la gamme qui nous intéresse, on donne table 5.1 une comparaison entre la température de l'hélium mesurée en entrée de la S.E par le thermomètre TT920 et les températures de parois . Ces mesures ont été effectuées au cours de la mise en froid de l'installation et restent indicatives. Toutefois, nous avons vérifié tout au long de la campagne d'essai que les différences entre les thermomètres collés sur le tube de la S.E sont restées stables. Nous avons également pu constater que les mesures données par une même sonde étaient

reproductibles entre des essais réalisés dans des conditions similaires. Ces deux observations nous donnent confiance dans le fait que la nouvelle relation reliant température et résistance électrique est restée fixe pour l'ensemble des sondes tout au long de la campagne.

5.2. Bain ouvert, diaphragme 3 mm

5.2.1. Contexte des essais

Deux essais ont été réalisés avec le diaphragme de 3 mm de diamètre, le premier avec un débit d'hélium supercritique circulant dans la S.E de 10 g.s^{-1} , et le second avec un débit de 20 g.s^{-1} . La rupture de vide est déclenchée par l'ouverture de la vanne rapide (figure 3.12) placée en sortie de la bache d'azote. La bache d'azote est initialement remplie à son volume maximal.

Les conditions initiales de chaque essai sont données dans la table 5.2. Elles incluent le débit circulant dans la S.E, le débit dans le bypass FE910, la pression en entrée du circulateur PT980, la vitesse de rotation de la pompe, le niveau initial du bain, ainsi que la température TT930 mesurée sur la surface de l'enceinte à vide de la S.E. Comme pour les essais avec la S.E électrique

Grandeurs	Essai 10 g.s^{-1}	Essai 20 g.s^{-1}
FE920	$9,9 \text{ g.s}^{-1}$	$20,1 \text{ g.s}^{-1}$
FE910	$44,4 \text{ g.s}^{-1}$	$56,6 \text{ g.s}^{-1}$
PT980	2,96 bar	2,95 bar
Vitesse circulateur	9000 tr/min	9000 tr/min
Niveau du bain	70 %	71 %
TT930	101,5 K	90,8 K

TABLE 5.2. – Conditions initiales pour les essais de rupture de vide avec un diaphragme de 3 mm de diamètre

au chapitre précédent, l'axe des abscisses des courbes présentées dans la suite de ce chapitre est ajusté de manière à ce que l'ouverture de la vanne rapide concorde avec l'instant $t = 50 \text{ s}$. La rupture de vide est maintenue jusqu'à l'instant $t = 654 \text{ s}$ pour l'essai avec un débit de 20 g.s^{-1} , et $t = 628 \text{ s}$ pour le cas avec un débit de 10 g.s^{-1} .

5.2.2. Évolution des conditions dans l'écoulement d'hélium supercritique au sein de la S.E.

La figure 5.1 donne l'évolution du débit mesuré en entrée de la S.E pour les deux essais. Comme lors de la première campagne d'essais, ce débit chute au moment où la rupture de vide est déclenchée, sous l'effet de la forte expansion de l'hélium supercritique contenu dans la S.E au moment où débute le dépôt de puissance. L'écoulement dans la S.E est affecté par les phénomènes thermohydrauliques se produisant sur la boucle. Pour l'essai avec un débit de 20 g.s^{-1} , le débit entrant ne

retrouve pas immédiatement son niveau initial et fluctue durant les trois cents premières secondes. Ce phénomène n'est pas propre à la rupture de vide, mais est provoqué par des perturbations des conditions dans le circulateur. Ces perturbations sont aussi perceptibles sur les mesures de pression et de température en amont de la S.E (respectivement figure 5.2 et figure 5.3).

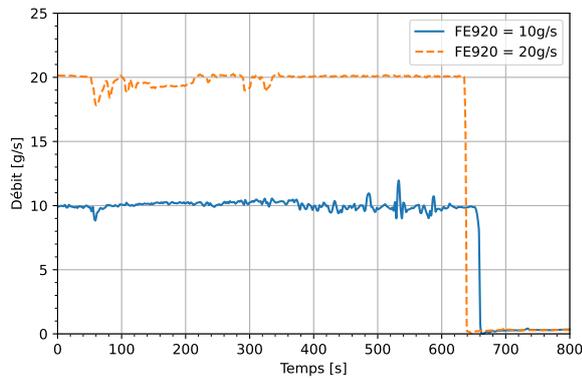


FIGURE 5.1. FE920 : débit d'hélium supercritique dans la S.E pour les essais de rupture de vide avec un diaphragme de 3 mm de diamètre.

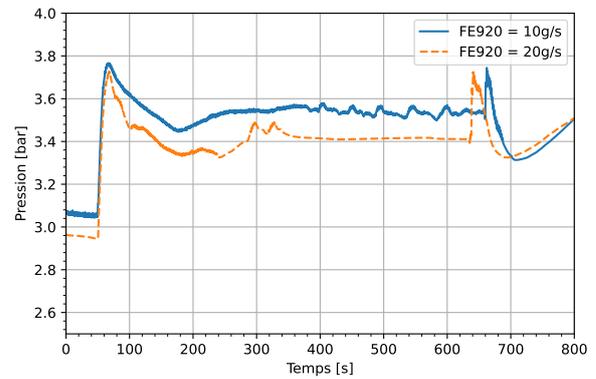


FIGURE 5.2. PT920 : pression de l'hélium supercritique dans la S.E pour les essais de rupture de vide avec un diaphragme de 3 mm de diamètre.

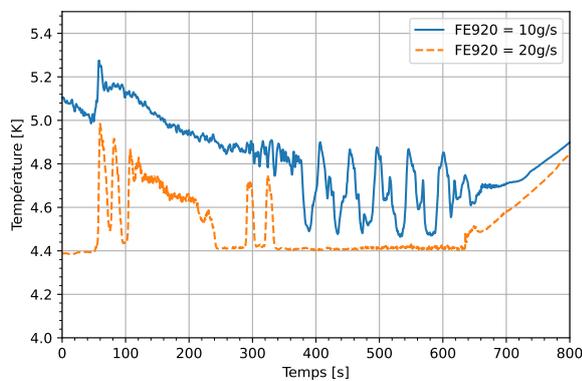


FIGURE 5.3. TT920 : température de l'hélium supercritique en entrée de la S.E pour les essais de rupture de vide avec un diaphragme de 3 mm de diamètre.

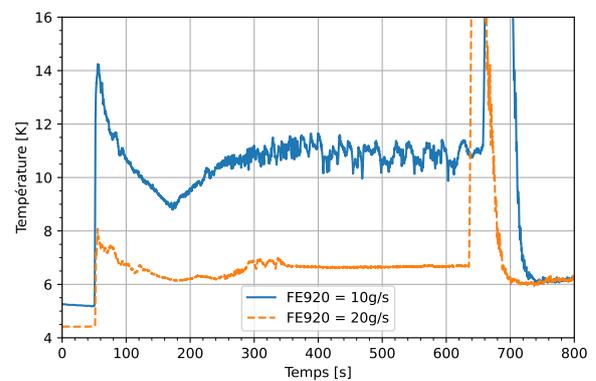


FIGURE 5.4. TT929 : température de l'hélium supercritique en sortie de la S.E pour les essais de rupture de vide avec un diaphragme de 3 mm de diamètre.

La montée en pression dans la boucle est modérée et son amplitude ne dépasse pas 0,8 bar (figure 5.2). L'évolution de la pression est similaire entre les deux essais et suit le même profil que la

température en sortie de la S.E (figure 5.4). Ces deux grandeurs connaissent un pic au moment du déclenchement du pulse, suivi d'un minimum, puis elles augmentent de nouveau avant d'atteindre un palier. Ce type d'évolution laisse déjà percevoir pour les deux essais que le dépôt de puissance au travers de la S.E se déroule en trois étapes. La forte élévation de température mesurée par la sonde TT929 à la fin de l'essai est simplement due à la fermeture de la vanne CV920 pour interrompre le dépôt de puissance sur la boucle et n'est pas représentative de la rupture de vide.¹

Au vu des pressions atteintes dans la boucle et de la température initiale du fluide, on remarque que le point pseudo-critique est franchi dans la S.E. Des écarts vis-à-vis des corrélations de convection forcée usuelles peuvent être attendus. Pour une pression de 3,4 bar, le point pseudo-critique est atteint pour une température de 5,8 K.

5.2.3. Évolution des conditions dans l'enceinte à vide de la S.E

L'évolution de la pression au sein de l'enceinte à vide de la S.E est similaire entre les deux essais (figure 5.5). La pression maximale atteinte à la fin de l'essai est de 293 mbar pour l'essai avec un débit de 10 g.s^{-1} , et de 272 mbar avec 20 g.s^{-1} . La pression du point triple de l'azote (soit 125 mbar, voir section 1.1.2) est franchie respectivement 89,2 et 97 s après l'ouverture de la vanne rapide. La remontée en pression connaît une dynamique similaire pour les deux essais, ce qui montre que la différence entre les deux débits d'hélium n'a pas d'influence sur la repressurisation de l'enceinte. L'essai se termine avant que la pression dans l'enceinte à vide ne dépasse 528 mbar, soit le seuil nécessaire pour désamorcer le débit sonique qui prend place au niveau du diaphragme. Le débit d'azote ne dépend donc que du diamètre du diaphragme, et ce tout au long de l'essai (la pression génératrice est celle de la bache d'azote, considérée constante et égale à la pression atmosphérique). Il est identique pour les deux essais.

La figure 5.6 donne l'évolution des trois sondes de température installées dans le vide d'isolement de la S.E (TT931, TT932 et TT933, voir figure 3.19), chargées de mesurer l'évolution de la température dans l'enceinte à trois élévations différentes. La figure inclut également la mesure réalisée par le thermomètre TT930, collé sur la face externe de l'enceinte à vide de la S.E². Une fois la rupture de vide déclenchée, les températures mesurées dans l'atmosphère de l'enceinte augmentent dans les deux essais. Une stratification thermique est présente et s'accroît au cours du temps, signe qu'un gradient thermique se développe dans l'atmosphère d'azote. L'élévation en température est similaire entre les deux essais, à l'exception de la sonde TT931, positionnée en partie basse de l'enceinte. Pour l'essai avec un débit de 10 g.s^{-1} , la température mesurée par ce thermomètre stagne rapidement avant de décroître progressivement, tandis qu'avec un débit de

1. Pour cette raison, le choix de l'échelle utilisée pour l'axe des abscisses ne prend pas en considération ce pic de température. Il en est de même pour toutes les courbes de température issues du thermomètre TT929 dans la suite de ce chapitre.

2. Cette température n'est pas forcément représentative de la température moyenne de l'enceinte à vide à cause de la présence de gradients thermiques et de la faible conductivité thermique de l'innox.

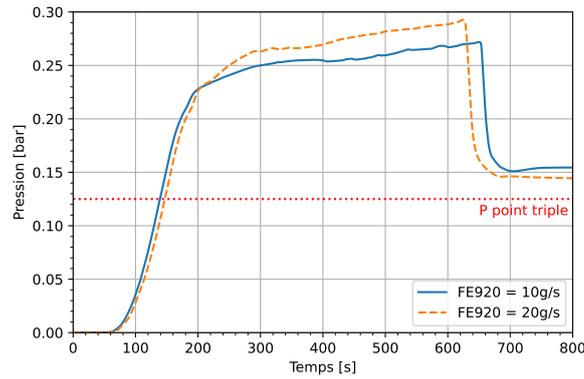


FIGURE 5.5. Évolution de la pression d’azote dans le vide de la S.E suite à une rupture de vide au travers d’un diaphragme de 3 mm de diamètre.

20 g.s^{-1} , la montée en température se poursuit jusqu’à la fin de l’essai. On explique cette différence par le décalage entre les températures initiales de l’enceinte à vide. Dans le cas où le débit dans la S.E est de 10 g.s^{-1} , l’enceinte est initialement plus chaude. La température plus élevée des parois favorise alors la vaporisation de l’azote liquide formé par condensation, une fois que celui-ci s’écoule dans le fond de l’enceinte. L’émission de vapeur froide limite alors l’échauffement de l’atmosphère d’azote dans la partie inférieure de l’enceinte.

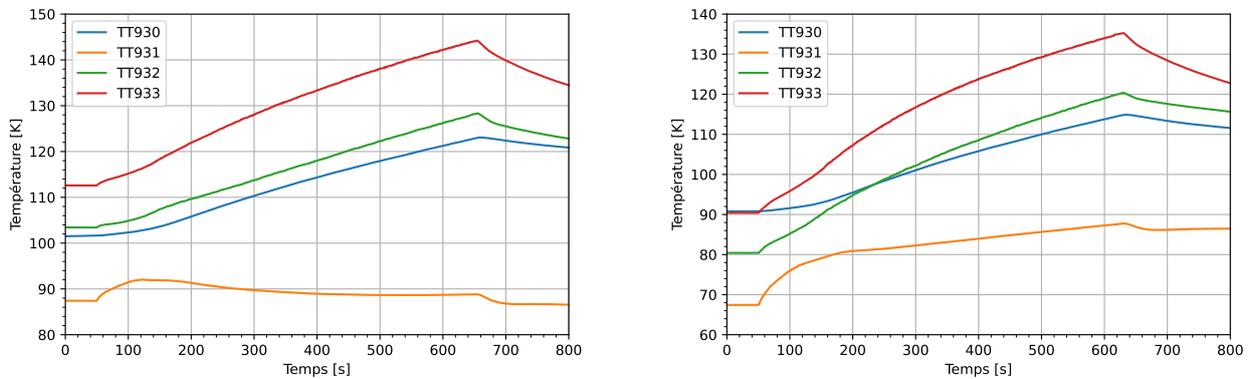


FIGURE 5.6. Températures mesurées dans l’enceinte à vide de la S.E (TT931,TT932 et TT933) et sur la paroi de l’enceinte (TT930). À gauche : essai à 10 g.s^{-1} , à droite : essai à 20 g.s^{-1} . Les températures initiales dépendent de la température des parois de l’enceinte.

La figure 5.7 montre l’évolution des températures mesurées sur la paroi externe de la tuyauterie d’hélium de la S.E. Les courbes en pointillés indiquent la température de transition de phase solide/vapeur, solide/liquide et liquide/vapeur de l’azote en fonction de la pression régnant dans l’enceinte à un instant t . Le diagramme de phase de l’azote est également donné à la section 1.1.2

du chapitre 1, par la figure 1.4. Toutes les sondes, à l'exception de la TT925, indiquent un pic de température au moment où la perte de vide est déclenchée. Toutefois, le caractère fortement transitoire de l'échauffement de la tuyauterie à l'ouverture de la vanne de rupture de vide fait que certains de ces pics de températures ne sont pas représentatifs de la température de paroi. Une fois la perte du vide d'isolement déclenchée, les mesures de température montrent des valeurs proches et des évolutions similaires entre les deux essais. Après l'échauffement initial provoqué par l'apparition de la condensation sur le tuyau froid, les températures de paroi commencent à diminuer. La chute des températures se poursuit jusqu'à ce que la pression dans l'enceinte atteigne la pression du point triple (figure 5.5). Elle est la conséquence de la formation d'une couche de glace d'azote sur la tuyauterie. L'azote solidifié isole alors thermiquement le tube, qui se refroidit d'autant plus que l'épaisseur du dépôt augmente. On observe d'ailleurs que la température en sortie de la S.E diminue sur cette même période (figure 5.4) alors que le débit reste constant (figure 5.1), signe que la densité de flux reçue par le fluide baisse en conséquence.

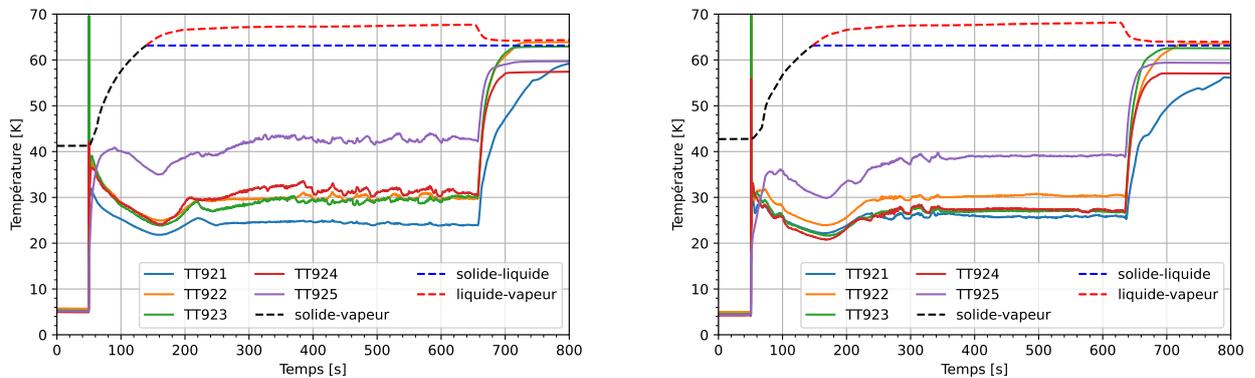


FIGURE 5.7. Températures mesurées sur la face externe de la tuyauterie hélium de la S.E. À gauche : essai à 10 g.s^{-1} , à droite : essai à 20 g.s^{-1} .

Une fois la pression du point triple dépassée, la température de la paroi augmente de nouveau, puis se stabilise. Les mesures de températures sur la tuyauterie d'hélium sont encore bien en dessous de la transition solide-liquide. La couche de d'azote solide formée aux premiers instants de la perte du vide est donc toujours présente, même après que la pression du point triple ait été dépassée. La stabilisation des températures de paroi survient au moment où la pressurisation de l'enceinte à vide ralentit fortement. Le débit d'azote entrant dans la S.E étant alors toujours sonique, cela montre qu'un pseudo-équilibre est atteint entre le débit d'azote entrant et le débit condensé sur la S.E. La puissance déposée par la condensation est alors fixe et le plateau de température indique que l'épaisseur d'azote solide reste constante. La poursuite de la condensation est alors sous forme liquide. Les évolutions similaires de la pression et des températures dans la S.E observées pour les deux essais sont le signe que la puissance moyenne déposée par la condensation est la même dans les deux cas.

La forte élévation en température observée à l'interruption de l'essai est provoquée par la fermeture de la vanne CV920, qui a pour effet de couper l'arrivée d'hélium dans la S.E. La vanne rapide est ensuite fermée pour stopper l'arrivée d'azote dans l'enceinte à vide. Sans écoulement d'hélium, la condensation de l'azote déjà présent dans la S.E provoque une chute de la pression dans l'enceinte à vide, ainsi que l'échauffement de la tuyauterie qui n'est alors plus refroidie. La température de la paroi se stabilise alors à la température du film liquide qui s'est formé sur le tube. Les températures mesurées par les sondes TT924 et TT925, inférieures à la température de fusion, sont une conséquence de la modification de l'étalonnage initiale des sondes.

5.2.4. Bilan sur la S.E et détermination de la densité de flux déposée

La figure 5.8 montre la puissance déposée au fluide déduite à partir du bilan enthalpique aux bornes de la S.E (équation (3.12)). L'axe vertical à droite du graphique indique la *densité de flux moyenne* équivalente. Comme le bilan de puissance est réalisé sur l'ensemble de la S.E, la valeur de densité de flux ne rend pas compte des variations locales du dépôt de chaleur. La densité de flux est donnée par rapport à la surface *interne* de la S.E.³ L'évolution de la densité de flux dé-

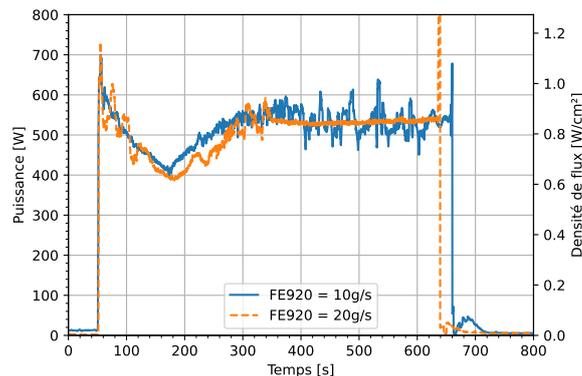


FIGURE 5.8. Puissance et densité de flux reçues par l'écoulement d'hélium supercritique suite à une rupture de vide au travers d'un diaphragme de 3 mm de diamètre.

posée suit bien l'évolution en trois phases décrites précédemment. Après un pic initial au moment où la perte de vide est déclenchée, la puissance déposée dans l'hélium supercritique diminue avec l'accroissement de l'épaisseur d'azote solidifié sur la S.E. Elle s'accroît de nouveau une fois le point triple dépassé, puis se stabilise⁴. Conformément aux évolutions des différentes mesures réalisées dans l'enceinte à vide de la S.E, la puissance déposée au fluide est similaire pour les deux débits. Avec un débit d'hélium supercritique de $20 \text{ g}\cdot\text{s}^{-1}$ dans la S.E, la densité de flux maximale déposée est de $1,16 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$. Elle descend ensuite à la valeur minimale de $0,61 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$, puis se stabilise à

3. Le diamètre interne de la tuyauterie d'hélium de la S.E est de 20 mm.

4. Le pic final n'est pas représentatif de la puissance reçue par le fluide car il s'agit de l'image du pic de température induit par la fermeture de la vanne d'alimentation en hélium en fin d'essai.

la fin de l'essai à $0,84 \pm 0,02 \text{ W.cm}^{-2}$. Pour l'essai avec un débit de 10 g.s^{-1} , ces mêmes densités de flux sont respectivement de $1,11 \text{ W.cm}^{-2}$, $0,64 \text{ W.cm}^{-2}$ et $0,84 \pm 0,18 \text{ W.cm}^{-2}$. L'incertitude est plus élevée pour ce dernier cas à cause des fluctuations sur la mesure du débit entrant dans la S.E (figure 5.1).

La puissance calculée par le bilan enthalpique aux bornes de la S.E est comparée aux valeurs obtenues avec les autres bilans mis en place, afin de s'assurer de la cohérence de la densité de flux donnée ci-dessus. Pour rappel, deux bilans enthalpiques supplémentaires sont réalisés sur la zone d'essai et les échangeurs HP2/HP3 (voir figure 3.26, section 3.4.1 du chapitre 3), ainsi qu'un bilan sur le bain ouvert (section 3.4.3). Le profil de puissance déterminé par le bilan sur la zone d'essai est comparé avec celui donné par le bilan sur la S.E (figure 5.9). Pour chaque essai, la concordance entre les deux bilans est très bonne. La table 5.3 donne pour chaque bilan l'estimation de la puissance moyenne déposée sur la S.E tout au long de l'essai de rupture de vide. Encore une fois, les résultats obtenus sont similaires.

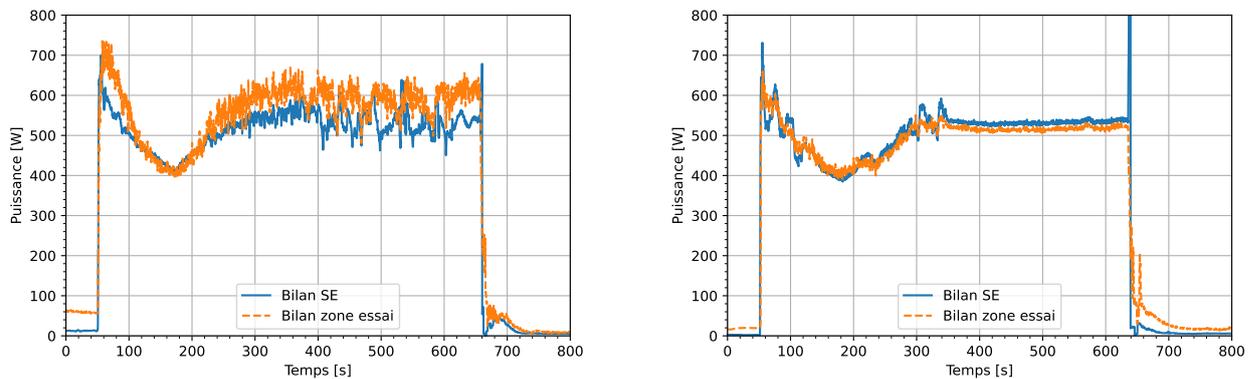


FIGURE 5.9. Comparaison entre le débit enthalpique aux bornes de la S.E et celui aux bornes de la zone d'essai. À gauche : essai à 10 g.s^{-1} , à droite : essai à 20 g.s^{-1} .

Essais	Bilan bornes S.E	Bilan zone d'essai	Bilan HP2+HP3	Bilan bain ouvert
10 g.s^{-1}	510 W	510 W	511 W	522 W
20 g.s^{-1}	513 W	488 W	483 W	535 W

TABLE 5.3. – Comparaison des valeurs données par les différents bilans pour la puissance moyenne déposée sur la S.E.

5.3. Bain ouvert, diaphragme 15 mm

Deux essais ont été réalisés avec un diaphragme de 15,3 mm de diamètre, toujours avec un débit de 10 g.s^{-1} et 20 g.s^{-1} dans la S.E. Les conditions initiales de ces deux essais sont fournies par

la table 5.4. Comme précédemment, la rupture de vide débute à l'instant $t = 50$ s.

Grandeurs	Essai 10 g.s ⁻¹	Essai 20 g.s ⁻¹
FE920	10,4 g.s ⁻¹	20,5 g.s ⁻¹
FE910	68,9 g.s ⁻¹	57,4 g.s ⁻¹
PT980	2,91 bar	2,85 bar
Vitesse circulateur	9000 tr/min	9000 tr/min
Niveau du bain	73 %	73 %
TT930	89 K	94,4 K

TABLE 5.4. – Conditions initiales pour les essais de rupture de vide avec un diaphragme de 15 mm de diamètre.

5.3.1. Évolution des conditions dans l'écoulement d'hélium supercritique au sein de la S.E

L'évolution du débit d'hélium entrant dans la S.E (figure 5.10) est similaire au cas où le diamètre du diaphragme est de 3 mm. Toutefois, on observe pour l'essai avec un débit de 20 g.s⁻¹ un profil de pression caractérisé par la présence d'un plateau à 4,5 bar (figure 5.11).

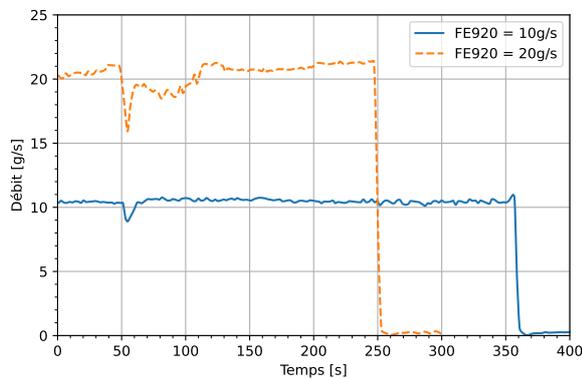


FIGURE 5.10. FE920 : débit d'hélium supercritique dans la S.E pour les essais de rupture de vide avec un diaphragme de 15 mm de diamètre.

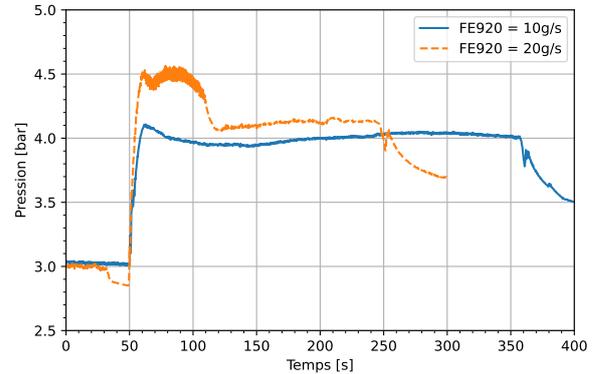


FIGURE 5.11. PT920 : pression de l'hélium supercritique dans la S.E pour les essais de rupture de vide avec un diaphragme de 15 mm de diamètre.

Ce plateau apparaît avec le déclenchement de la rupture de vide et disparaît au bout de 70 s. Lorsqu'il est présent, le capteur PT920 enregistre de rapides oscillations de pression en amont de la S.E, d'une amplitude de l'ordre de 100 mbar et d'une période d'environ 0,6 s. Sa disparition coïncide avec la stabilisation du débit dans la S.E. La pression se stabilise alors à 4,2 bar, proche de celle atteinte pour l'essai avec le même diaphragme et un débit de 10 g.s⁻¹. Ce phénomène est

absent pour l'essai avec un débit de 10 g.s^{-1} et n'a pas non plus été observé avec un diaphragme de 3 mm. Au moment de son apparition, on remarque qu'un dépôt de puissance de plusieurs centaines de Watts se produit au niveau du circulateur (figure 5.12).

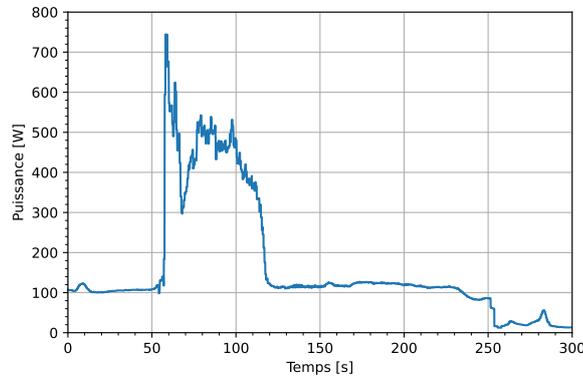


FIGURE 5.12. Puissance déposée au travers de l'échangeur HP1 pour l'essai avec $FE920 = 20 \text{ g.s}^{-1}$.

Comme pour la première campagne d'essai, on attribue cette injection de puissance aux interactions entre l'écoulement et le volume non circulant dans le corps du circulateur. C'est donc cette puissance additionnelle qui explique le plateau de pression observé au début du transitoire, ainsi que les instabilités qui l'accompagnent, et non des phénomènes propres à la rupture de vide. Au cours de la première campagne d'essai, il a été remarqué que l'énergie injectée au niveau du circulateur croît avec le dépôt de puissance dans la S.E. Ce constat peut expliquer pourquoi dans le cas d'un diaphragme de 3 mm, ces perturbations n'ont pas été observées.

Les figures 5.13 et 5.14 donnent respectivement l'évolution de la température en entrée et en sortie de la S.E. Pour un même débit, l'hélium sortant de la S.E est bien plus chaud ici qu'avec un diaphragme de 3 mm, signe que la puissance déposée à l'écoulement est plus élevée. Le profil suivant lequel évolue cette température montre également des différences. Contrairement aux essais avec un diaphragme de 3 mm, on n'observe pas de remontée de la température mesurée après le pic initial. On s'attend donc à ce que la densité du flux reçue par le fluide, dans le cas d'un diaphragme de 15,3 mm, soit maximale aux premiers instants du transitoire, puis qu'elle décroisse jusqu'à se stabiliser.

5.3.2. Évolution des conditions dans l'enceinte à vide de la S.E

La montée en pression dans l'enceinte à vide est bien plus rapide qu'avec le diaphragme de 3 mm (figure 5.15). Le débit n'est plus sonique 1,9 s après le début de la rupture de vide, tandis que la pression atteint 0,97 bar au bout de 8 s. Pour les deux débits testés, la pression mesurée dans l'enceinte à la fin de l'essai est de 0,974 bar. Contrairement au cas avec un diaphragme de 3 mm, la pression dans l'enceinte à vide atteint ici la pression atmosphérique. La montée en température

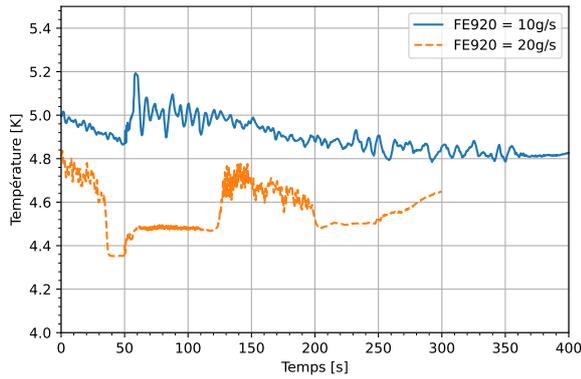


FIGURE 5.13. TT920 : température de l'hélium supercritique en entrée de la S.E pour les essais de rupture de vide avec un diaphragme de 15 mm de diamètre.

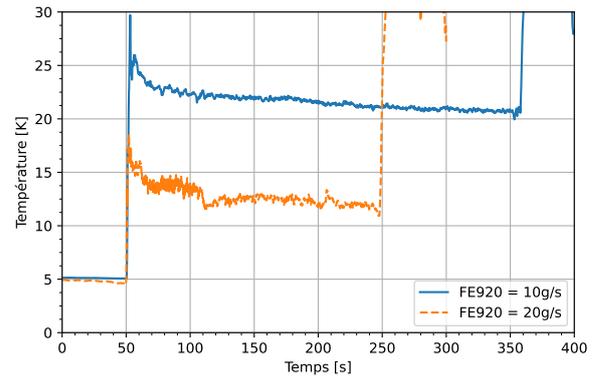


FIGURE 5.14. TT929 : température de l'hélium supercritique en sortie de la S.E pour les essais de rupture de vide avec un diaphragme de 15 mm de diamètre.

enregistrée dans le volume de l'enceinte à vide (figure 5.16) est la même que pour les essais avec un plus petit diaphragme, avec le développement d'une stratification thermique verticale.

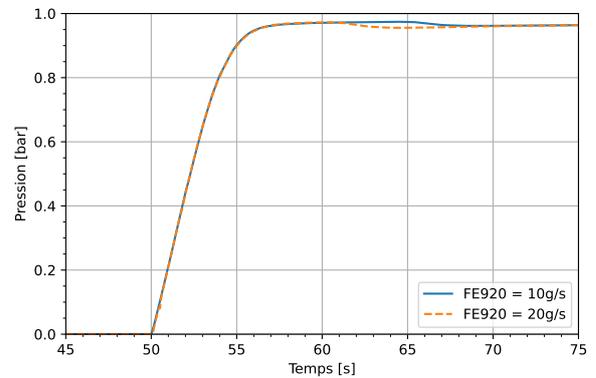
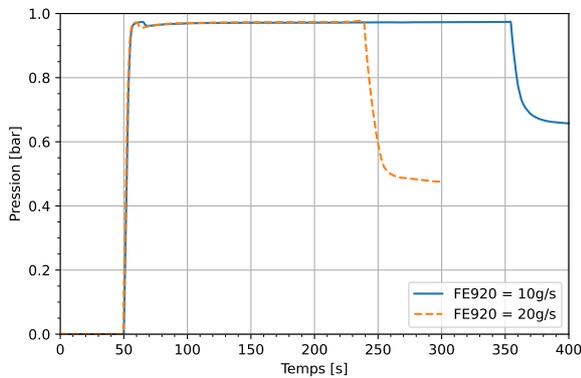


FIGURE 5.15. Évolution de la pression d'azote dans le vide de la S.E suite à une rupture de vide au travers d'un diaphragme de 15 mm de diamètre. À gauche : sur l'ensemble de l'essai, à droite : entre les instants $t = 45$ s et $t = 75$ s.

Les thermomètres collés sur la face externe de la tuyauterie d'hélium supercritique montrent que l'élévation en température de la surface du tube est plus importante ici que celle observée avec un diaphragme de 3 mm (figure 5.17). Cette observation est cohérente avec les différences relevées concernant l'évolution de la pression dans l'enceinte à vide. Alors que la température de paroi la plus chaude relevée atteignait environ 40 K avec un diaphragme de 3 mm, il s'agit maintenant de

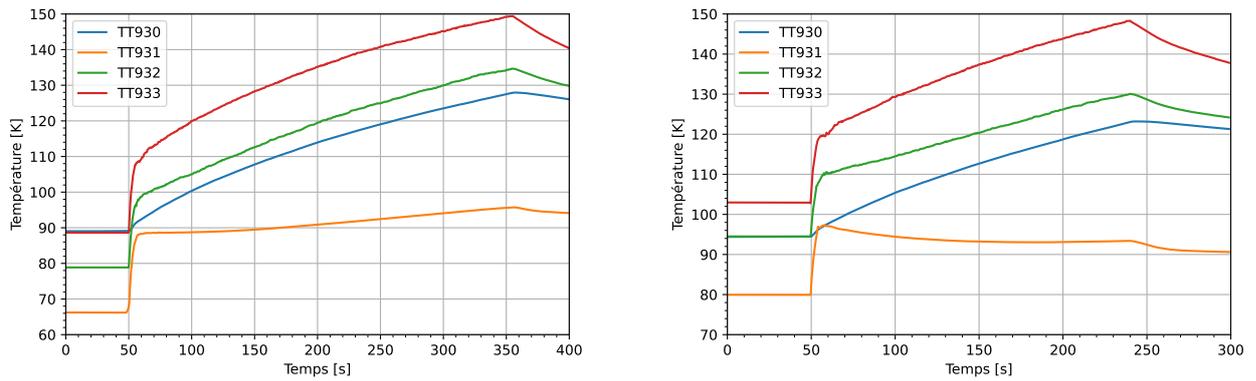


FIGURE 5.16. Températures mesurées dans l'enceinte à vide de la S.E (TT931,TT932 et TT933) et sur la paroi de l'enceinte (TT930). À gauche : essai à 10 g.s^{-1} , à droite : essai à 20 g.s^{-1} .

l'ordre de grandeur de la température minimale.

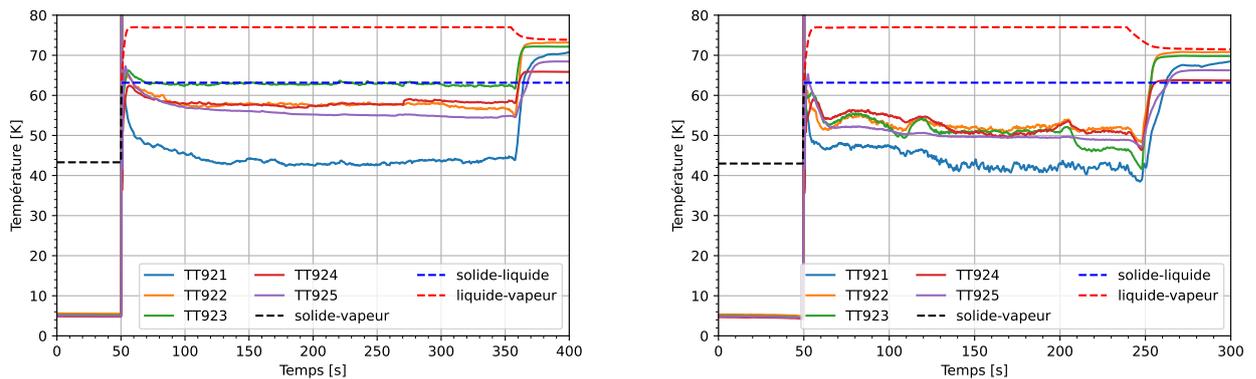


FIGURE 5.17. Températures mesurées sur la face externe de la tuyauterie hélium de la S.E. À gauche : essai à 10 g.s^{-1} , à droite : essai à 20 g.s^{-1} .

Pour l'essai à 10 g.s^{-1} , la mesure réalisée en entrée de la S.E par le thermomètre TT921 montre de manière nette que la température de la tuyauterie est inférieure à la température de fusion de l'azote, signe qu'une couche d'azote solidifié est présente. La sonde TT922, bien que plus proche de la limite de fusion, mesure elle aussi une température indiquant la présence d'azote solide à son contact. La mesure du thermomètre TT923 se maintient au niveau de la température de fusion de l'azote, ce qui suggère que le tube est alors en contact direct avec de l'azote sous forme de liquide uniquement, ou d'un mélange de phase solide et liquide. Les sondes de température suivantes, TT924 et TT925, donnent une mesure de température qui est revenue sous la température de fusion. Étant donné les écarts constatés entre les différentes sondes durant la mise en froid (table 5.1), il est raisonnable de supposer que la fin de la S.E est, elle aussi, en contact direct

avec de l'azote liquide, accompagné ou non de la phase solide. On diffère donc ici de la situation rencontrée pour un diaphragme de 3 mm. Précédemment, nous avons constaté que l'augmentation du diamètre du diaphragme s'accompagne d'une élévation de la température de l'hélium supercritique en sortie de la S.E (figure 5.13). Pour un débit de 10 g.s^{-1} , l'échange avec l'hélium n'est plus suffisant à partir d'un certain point pour maintenir une température de paroi en dessous de la limite de fusion de l'azote. Sur la portion de tuyauterie concernée, cela conduit à la fonte d'une partie, voire de la totalité de la couche d'azote solide qui s'est formée avant que la pression dans l'enceinte ne dépasse le point triple. Le tube se retrouve alors en contact avec du liquide.

Pour l'essai avec un débit de 20 g.s^{-1} , l'ensemble des thermomètres mesure une température inférieure à la température de fusion tout au long de la rupture de vide. La surface externe de la tuyauterie d'azote reste suffisamment froide pour que la phase solide persiste et s'interpose entre le tube et le film liquide. On retrouve donc un mécanisme de condensation similaire à celui observé précédemment avec un diaphragme de 3 mm, où la liquéfaction de l'azote n'a pas lieu directement sur la tuyauterie, mais sur une épaisseur d'azote solidifié.

5.3.3. Bilan sur la S.E et détermination de la densité de flux déposée

L'estimation de la puissance déposée au fluide par le bilan enthalpique aux bornes de la S.E et la densité de flux correspondante sont données figure 5.18. Pour un débit d'hélium de 10 g.s^{-1} , la densité de flux maximale échangée avec l'écoulement est de $2,46 \text{ W.cm}^{-2}$. Elle se stabilise ensuite à $1,79 \pm 0,07 \text{ W.cm}^{-2}$. Pour un débit de 20 g.s^{-1} , la densité de flux reçue monte à $3,13 \text{ W.cm}^{-2}$, puis converge vers une valeur de $2,04 \pm 0,26 \text{ W.cm}^{-2}$.

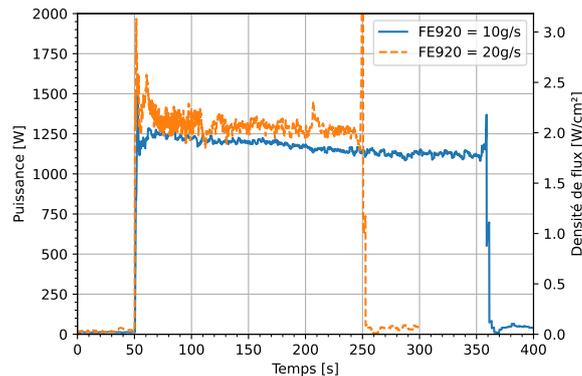


FIGURE 5.18. Puissance et densité de flux reçues par l'écoulement d'hélium supercritique suite à une rupture de vide au travers d'un diaphragme de 15 mm de diamètre.

Les flux échangés sont ici plus élevés qu'avec un diaphragme de 3 mm et varient avec le débit d'hélium circulant dans la S.E. On interprète cette dissemblance comme le résultat de la limitation du débit d'azote entrant dans la S.E par le diaphragme de plus petit diamètre. L'échange était

alors limité par la condensation, quelque soit le débit d'hélium. Ici, l'accroissement de la densité de flux avec l'augmentation du débit montre que, pour un débit de 10 g.s^{-1} , l'échange thermique est limité par la convection forcée interne. Pour déterminer si c'est encore le cas avec un débit de 20 g.s^{-1} , il faut envisager de réaliser des essais avec un débit d'hélium encore supérieur. La table 5.5 donne la puissance moyenne déposée sur la S.E au cours de l'essai calculée par les

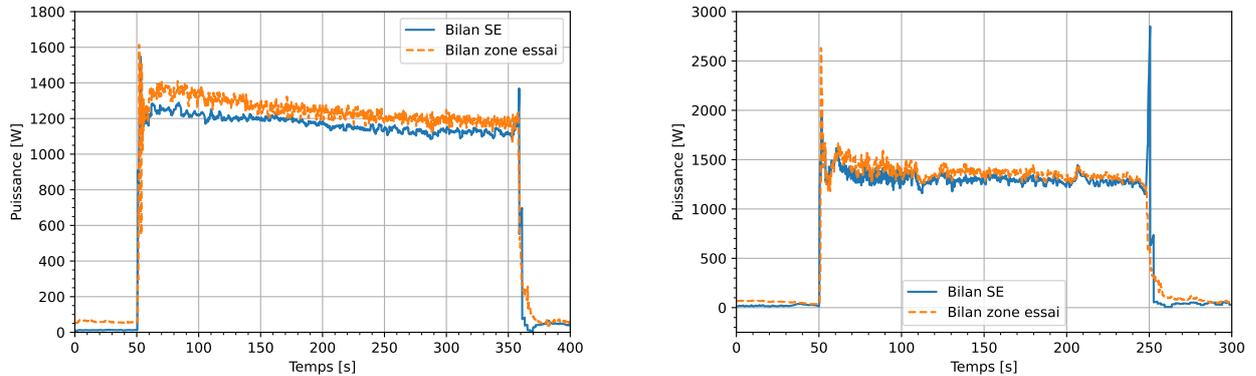


FIGURE 5.19. Comparaison entre le débit enthalpique aux bornes de la S.E et celui aux bornes de la zone d'essai. À gauche : essai à 10 g.s^{-1} , à droite : essai à 20 g.s^{-1} .

différents bilans. La figure 5.19 compare les profils de puissance donnés par les bilans enthalpiques sur la S.E et la zone d'essai. Encore une fois, les résultats obtenus par ces différentes méthodes concordent.

Essais	Bilan bornes S.E	Bilan zone d'essai	Bilan HP2+HP3	Bilan bain ouvert
10 g.s^{-1}	1174 W	1203 W	1197 W	1180 W
20 g.s^{-1}	1356 W	1391 W	1380 W	1385 W

TABLE 5.5. – Comparaison des valeurs données par les différents bilans pour la puissance moyenne déposée sur la S.E.

5.4. Bain ouvert, pleine ouverture (50 mm)

5.4.1. Influence du débit

En l'absence de diaphragme, la brèche à l'origine de la rupture du vide d'isolement correspond au diamètre interne de la vanne rapide positionnée sur la ligne entre la bache azote et la S.E, soit 50 mm. La perte de vide sans présence de diaphragme correspond au scénario d'accident le plus critique qu'il est possible de reproduire avec HELIOS et la S.E. Le nombre d'essais réalisés avec différents débits est donc plus important avec cette nouvelle configuration. Les essais couvrent ici une gamme de débit allant de 5 à 50 g.s^{-1} , ce qui, dans les conditions initiales de chaque essai (table 5.6), équivaut à des nombres de Reynolds allant de $1,09 \cdot 10^5$ à $9,05 \cdot 10^5$.

Grandeurs	Essai 5 g.s ⁻¹	Essai 10 g.s ⁻¹	Essai 20 g.s ⁻¹	Essai 30 g.s ⁻¹	Essai 50 g.s ⁻¹
FE920	5,2 g.s ⁻¹	10,4 g.s ⁻¹	20,3 g.s ⁻¹	30,8 g.s ⁻¹	50,3 g.s ⁻¹
FE910	80,4 g.s ⁻¹	59,8 g.s ⁻¹	57,8 g.s ⁻¹	54,1 g.s ⁻¹	52,4 g.s ⁻¹
PT980	2,95 bar	2,79 bar	2,85 bar	2,82 bar	2,83 bar
Vitesse circulateur	9000 tr/min	9000 tr/min	9000 tr/min	9000 tr/min	9600 tr/min
Niveau du bain	69 %	70 %	71 %	71 %	72 %
TT930	89 K	99,5 K	92 K	89,5 K	92,4 K

TABLE 5.6. – Conditions initiales dans la boucle supercritique et le bain d'HELIOS avant l'essai de rupture de vide sans diaphragme.

Évolution des conditions dans l'écoulement d'hélium supercritique au sein de la S.E

Les figures 5.20 et 5.21 donnent respectivement l'évolution du débit et de la pression de l'hélium supercritique en amont de la S.E. On observe de nouveau des fluctuations dans l'écoulement au cours de la première phase du transitoire. Elles apparaissent dès un débit de 10 g.s⁻¹, au lieu de 20 g.s⁻¹ avec un diaphragme de 15,3 mm. L'amplitude des fluctuations de débit est également plus importante et s'accroît d'autant plus que le débit circulant dans la S.E est grand. Elle atteint ainsi jusqu'à 10 g.s⁻¹ pour l'essai où le débit dans la S.E est initialement de 50 g.s⁻¹. La cause de ces perturbations est toujours la même, à savoir des instabilités dans l'écoulement au niveau du circulateur. Encore une fois, ces phénomènes ne sont pas propres à la rupture de vide, mais spécifiques à la configuration hydraulique d'HELIOS.

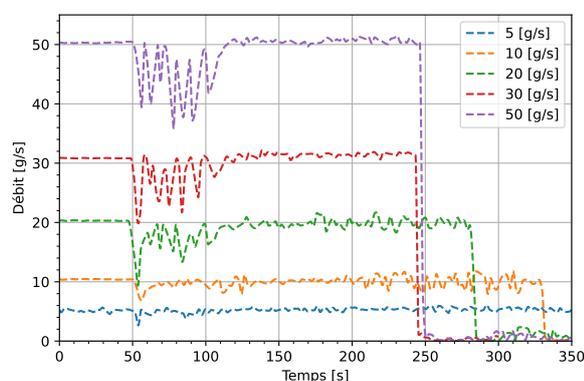


FIGURE 5.20. FE920 : débit d'hélium supercritique dans la S.E pour les essais de rupture de vide sans diaphragme.

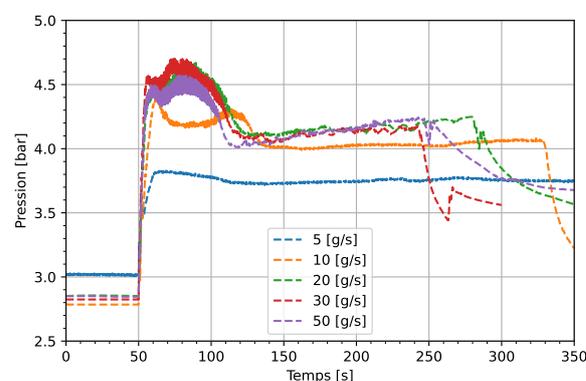


FIGURE 5.21. PT920 : pression de l'hélium supercritique dans la S.E pour les essais de rupture de vide sans diaphragme.

Les températures en amont et en aval de la S.E sont données respectivement par les figures 5.22 et 5.23. L'élévation de la température de l'hélium le long de la S.E varie grandement en fonction du débit. Alors que la température mesurée par la sonde TT929 tend vers 32 K pour un débit

de 5 g.s^{-1} , elle se stabilise à seulement 7,2 K pour un débit dix fois plus élevé. Dans ce dernier cas, l'hélium sort de la S.E encore relativement proche de son point pseudo critique, qui pour une pression de 4,2 bar est à une température de 6,1 K.

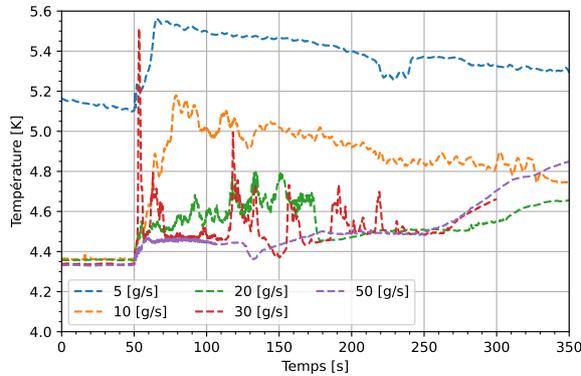


FIGURE 5.22. TT920 : température de l'hélium supercritique en entrée de la S.E pour les essais de rupture de vide sans diaphragme.

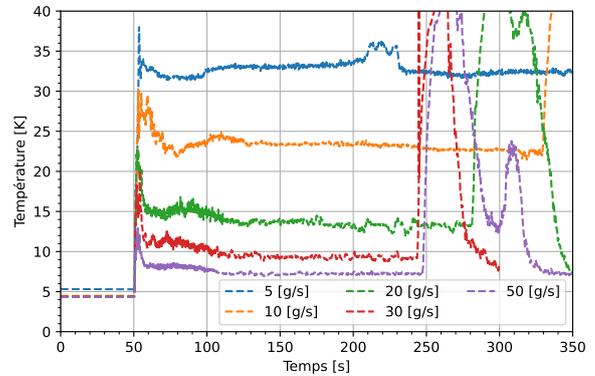


FIGURE 5.23. TT929 : température de l'hélium supercritique en sortie de la S.E pour les essais de rupture de vide sans diaphragme.

Évolution des conditions dans l'enceinte à vide de la S.E

En l'absence de diaphragme, la rupture de vide est tellement brutale qu'elle n'est pas influencée par le débit d'hélium supercritique passant au travers de la S.E. La montée de la pression dans l'enceinte à vide jusqu'à la pression atmosphérique est alors similaire pour tous les essais (figure 5.24). Le débit dans la ligne de rupture de vide cesse d'être sonique au bout de 700 ms (800 ms pour l'essai avec un débit de 50 g.s^{-1}). Deux secondes après l'ouverture de la vanne rapide, la pression dans l'enceinte dépasse 0,97 bar. De même, les températures dans l'atmosphère d'azote de l'enceinte suivent aussi une évolution similaire pendant les différents essais (figure 5.25).

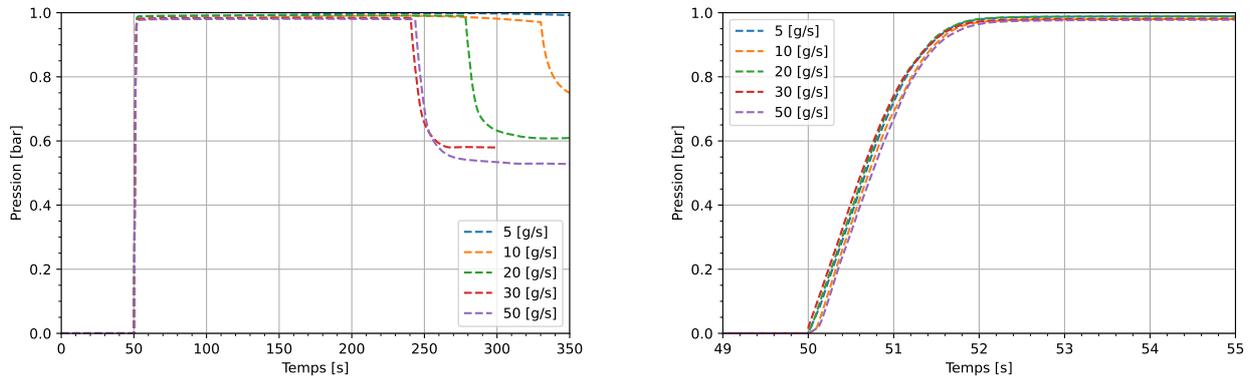


FIGURE 5.24. Évolution de la pression d'azote dans le vide de la S.E suite à une rupture de vide sans présence d'un diaphragme. À gauche : sur l'ensemble de l'essai, à droite : entre les instants $t = 45$ s et $t = 55$ s.

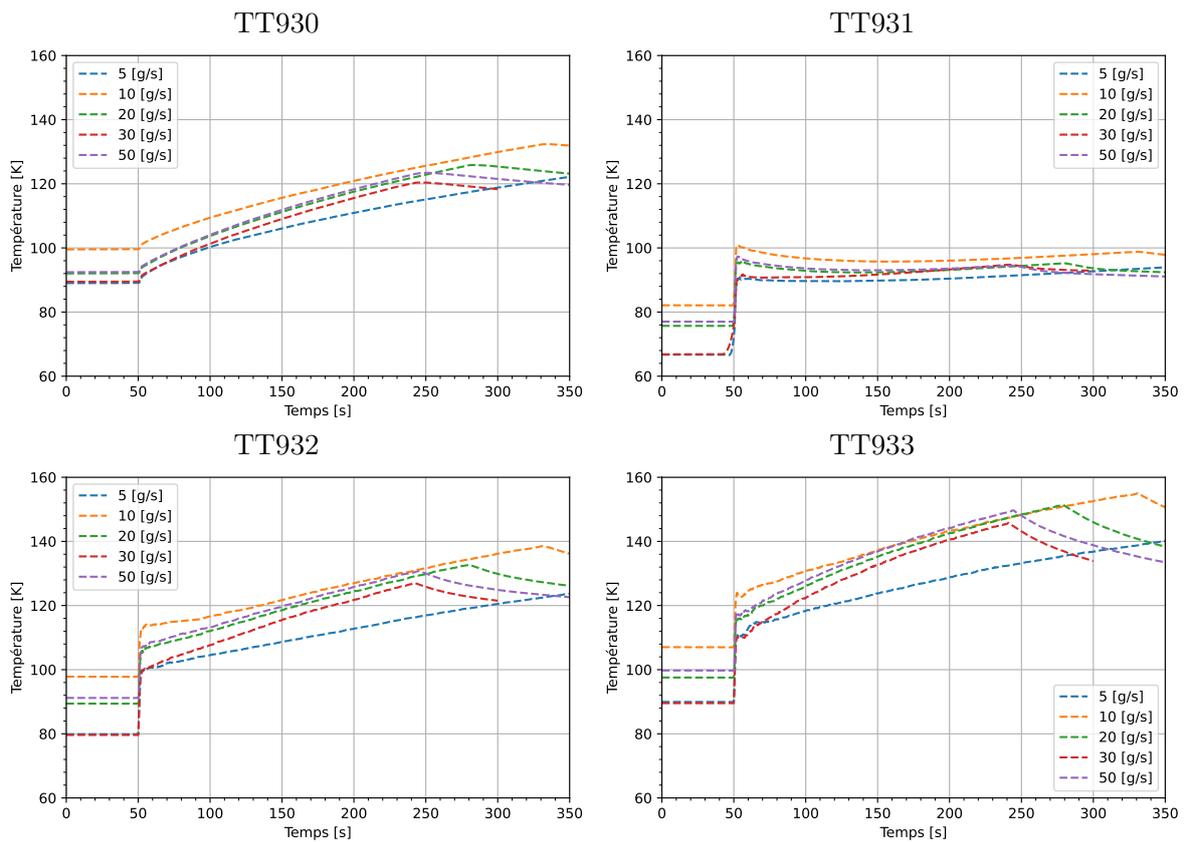


FIGURE 5.25. Températures mesurées dans l'enceinte à vide de la S.E (TT931, TT932 et TT933) et sur la paroi de l'enceinte (TT930) pour différents débits.

Les mesures des températures de paroi le long de la S.E, réalisées pour différents essais, sont données par la figure 5.26. Pour chaque graphique, on inclut également la température de transition liquide-solide de l'azote pour une pression de 1 bar. L'évolution globale des températures suit la même tendance quel que soit le débit, la différence se jouant alors sur la valeur de stabilisation. Elle est également identique à celle observée précédemment dans le cas des essais avec un diaphragme de 15 mm. La face externe de la tuyauterie connaît un échauffement brutal lorsque la rupture de vide est initiée ; sa température diminue ensuite très rapidement et se stabilise finalement au bout de quelques dizaines de secondes. Les températures sont alors fixes jusqu'à la fin de l'essai. La réalisation de mesures avec cinq débits différents permet de mettre en évidence plusieurs modes de condensation de l'azote sur la tuyauterie de la S.E. Pour chaque débit, on indique dans la table 5.7 la phase de l'azote présente au niveau des thermomètres. Quel que soit le débit, la température extrêmement basse de l'hélium entrant dans la S.E provoque la solidification de l'azote et la persistance de la phase solide, à minima jusqu'au premier thermomètre TT921. Sur le reste de la S.E, on observe que pour les deux essais avec les débits les plus faibles, de 5 g.s^{-1} et 10 g.s^{-1} , les mesures de température indiquent la présence de liquide en contact direct avec la paroi. Avec un débit de 5 g.s^{-1} , les températures relevées sont suffisamment éloignées de la température de fusion de l'azote à 1 bar (63,2 K) pour envisager la présence d'un film majoritairement liquide au-delà du thermomètre TT921. À 10 g.s^{-1} , les valeurs mesurées sont proches de la température de changement de phase liquide/solide. L'instrumentation actuelle ne permet pas de savoir si un film uniquement liquide s'est formé sur la paroi, ou si l'on est en présence d'un mélange d'azote sous forme liquide et solide. Pour des débits encore supérieurs, les températures de paroi obtenues sont cette fois-ci toutes inférieures à la température de fusion, et ce sur l'ensemble de la S.E. Une couche de glace persiste donc tout le long de la tuyauterie et s'interpose entre la paroi et le film liquide.

Essais	TT921	TT922	TT923	TT924	TT925
5 g.s^{-1}	S	L	L	L	L
10 g.s^{-1}	S	S/L	S/L	S/L	S/L
20 g.s^{-1}	S	S	S	S	S
30 g.s^{-1}	S	S	S	S	S
50 g.s^{-1}	S	S	S	S	S

TABLE 5.7. – Phases de l'azote présentes sur la tuyauterie à l'emplacement de chaque thermomètre pour les différents essais. S pour la phase solide, L pour la phase liquide, S/L en cas de coexistence possible des phases liquide et solide.

Finalement, on retrouve les mêmes mécanismes de condensation pour les deux débits communs entre les essais sans diaphragme et avec un diaphragme de 15,3 mm. Ce comportement n'est pas surprenant une fois la pressurisation de l'enceinte terminée, puisque la pression finale et les températures de l'atmosphère d'azote sont alors similaires.

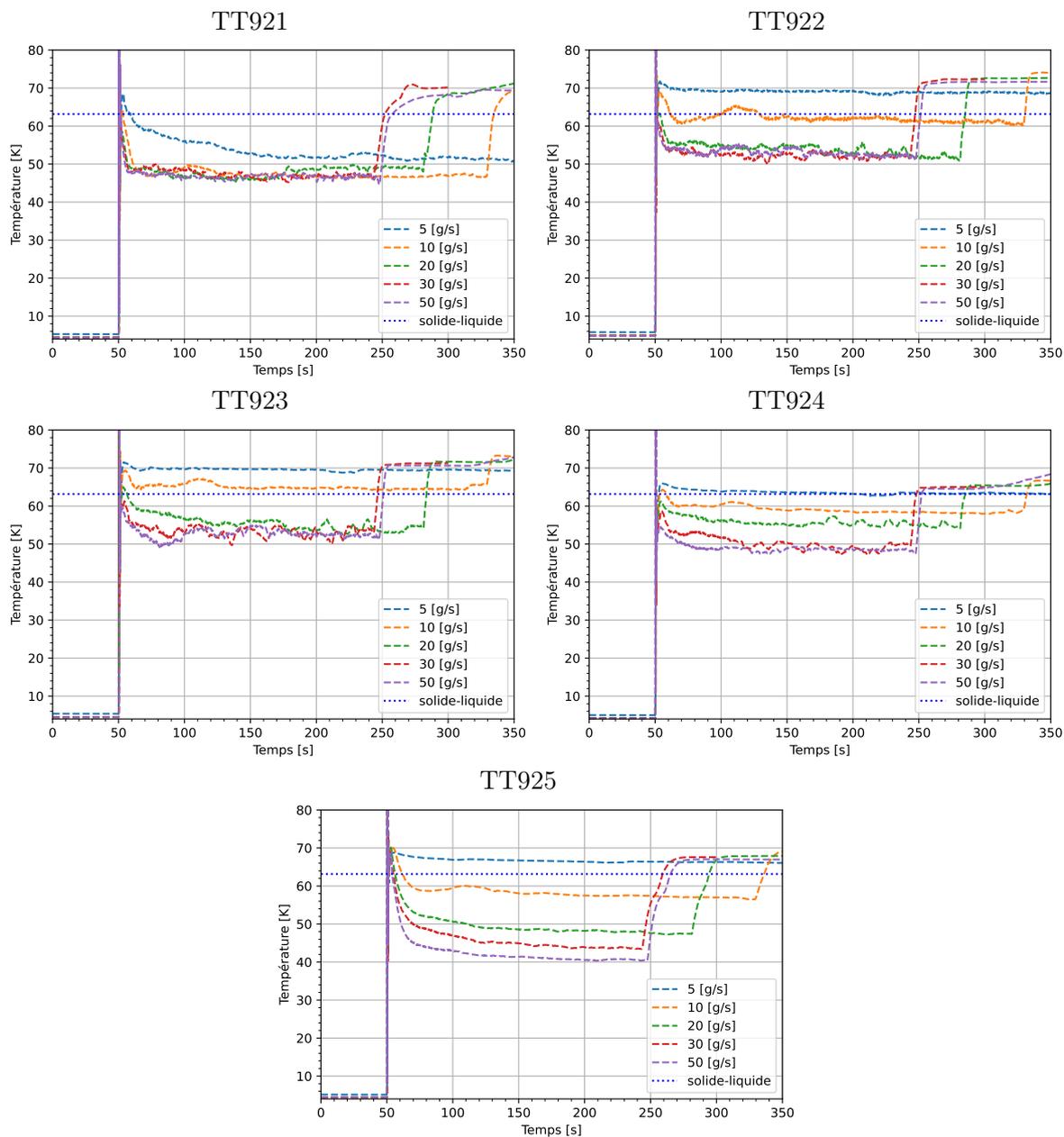


FIGURE 5.26. Températures mesurées sur la face externe de la tuyauterie hélium de la S.E pour différents débits.

Bilan sur la S.E et détermination de la densité de flux déposée

La puissance et la densité de flux moyenne équivalente reçues par l'écoulement en fonction du débit sont données par la figure 5.27. Pour plus de lisibilité, les différents essais sont répartis sur deux graphiques. L'essai avec un débit de $20 \text{ g}\cdot\text{s}^{-1}$ est présent sur les deux figures pour faciliter la comparaison des courbes obtenues. La figure 5.28 offre une vue focalisée sur les premiers instants qui suivent l'ouverture de la vanne de rupture de vide.

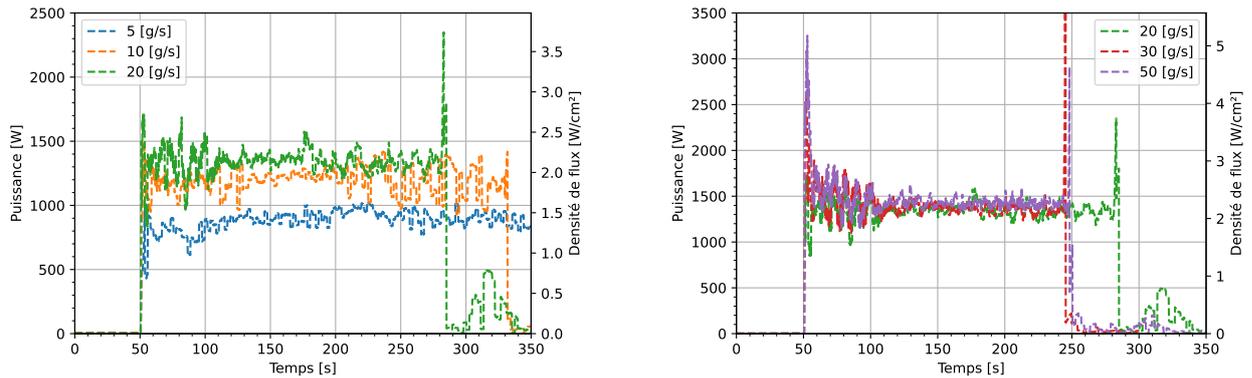


FIGURE 5.27. Puissance et densité de flux reçues par l'écoulement d'hélium supercritique suite à une rupture de vide sans diaphragme.

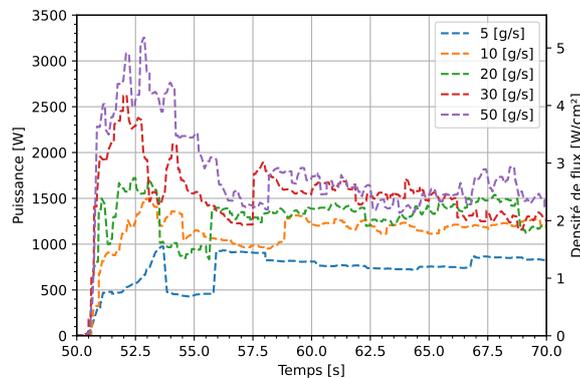


FIGURE 5.28. Puissance et densité de flux reçues par l'écoulement d'hélium supercritique suite à une rupture de vide sans diaphragme, zoom entre les instants $t = 50 \text{ s}$ et $t = 70 \text{ s}$.

À l'image des températures sur la paroi de la S.E, et comme pour les essais avec un diaphragme de 15,3 mm, la puissance reçue par l'écoulement d'hélium connaît un pic initial avant de se stabiliser. Seul le cas avec un débit de 5 g.s^{-1} ne suit pas cette évolution et présente un profil de puissance presque constant tout au long de l'essai. Pour les débits supérieurs, la stabilisation de la densité de flux échangée est rapide, moins de 8 s avec un débit de 50 g.s^{-1} . On regroupe dans la table 5.8 les valeurs de densités de flux reçues par les différents débits au moment du pic de puissance et une fois l'échange stabilisé. Ces deux valeurs augmentent avec l'accroissement du débit lorsque ce dernier est inférieur à 20 g.s^{-1} . Au-delà, l'impact d'une hausse du débit sur la densité de flux reçue en régime stationnaire devient faible. Cependant, elle affecte toujours le maximum atteint.

Densité de flux	Essai 5 g.s^{-1}	Essai 10 g.s^{-1}	Essai 20 g.s^{-1}	Essai 30 g.s^{-1}	Essai 50 g.s^{-1}
Maximale [W.cm^{-2}]	/	2,39	2,74	4,18	5,18
Stabilisée [W.cm^{-2}]	$1,39 \pm 0,42$	$1,91 \pm 0,43$	$2,13 \pm 0,39$	$2,16 \pm 0,24$	$2,27 \pm 0,26$

TABLE 5.8. – Densités de flux relevées pour les essais de rupture de vide sans diaphragme.

Pour les essais avec un débit de 10 g.s^{-1} et de 20 g.s^{-1} , les valeurs de flux mesurées sont du même ordre de grandeur que celles obtenues avec un diaphragme de 15,3 mm. On retrouve également les mêmes mécanismes de condensation de l'azote sur la tuyauterie de la S.E, ce qui suggère que l'impact de ce diaphragme sur la puissance échangée était faible. Avec un débit de 20 g.s^{-1} , le pic de flux mesuré est même plus important pour l'essai avec le diaphragme que celui sans (respectivement $3,13 \text{ W.cm}^{-2}$ et $2,74 \text{ W.cm}^{-2}$). Il s'avère difficile d'estimer la précision du bilan vis-à-vis de la valeur mesurée au moment où le pic de densité de flux est atteint. Il intervient aux instants où l'écoulement dans la boucle est le plus perturbé, avec la présence de fortes fluctuations du débit d'hélium entrant (figure 5.20) dans la S.E. Sur la figure 5.28, on remarque que le résultat donné par le bilan enthalpique présente lui aussi des variations, image des perturbations dans l'écoulement suite au déclenchement de la rupture de vide.

Malgré quelques difficultés à obtenir une mesure précise du maximum de densité de flux atteint, les bilans enthalpiques sur la zone d'essai et le groupe d'échangeurs HP2 et HP3, ainsi que le bilan sur le bain, confirment une nouvelle fois la puissance moyenne donnée par le bilan sur la S.E. Les résultats obtenus avec ces bilans sont donnés table 5.9. Les écarts entre les différents bilans sont plus élevés avec un débit de 5 g.s^{-1} et atteignent 200 W. Cela peut s'expliquer en partie par la moindre précision du débitmètre pour de faibles débits et la plus grande difficulté à obtenir des conditions stables dans la boucle. Pour cet essai, le bilan sur la S.E est comparé à celui sur la zone d'essai (figure 5.29).

Essais	Bilan bornes S.E	Bilan zone d'essai	Bilan HP2+HP3	Bilan bain ouvert
5 g.s ⁻¹	890 W	698 W	691 W	800 W
10 g.s ⁻¹	1197 W	1271 W	1264 W	1209 W
20 g.s ⁻¹	1415 W	1462 W	1444 W	1447 W
30 g.s ⁻¹	1459 W	1529 W	1514 W	1490 W
50 g.s ⁻¹	1513 W	1579 W	1551 W	1527 W

TABLE 5.9. – Comparaison des valeurs données par les différents bilans pour la puissance moyenne déposée sur la S.E.

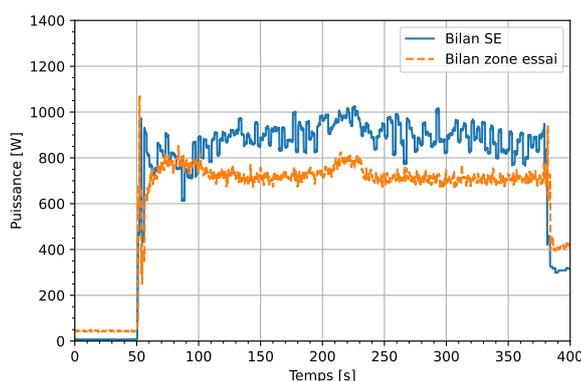


FIGURE 5.29. Comparaison entre le débit enthalpique aux bornes de la S.E et celui aux bornes de la zone d'essai suite à une rupture de vide sans diaphragme, pour un débit 5 g.s⁻¹ dans la S.E.

5.4.2. Reproductibilité des essais

Afin de s'assurer de la reproductibilité des mesures effectuées, un second essai de rupture de vide sans diaphragme, avec un débit d'hélium 20 g.s⁻¹, a été réalisé et comparé à l'essai présenté précédemment pour les mêmes conditions. Dans la suite de cette section, on différencie les deux cas grâce à leur date de réalisation. Ainsi, l'essai présenté dans la section précédente (section 5.4.1) a été réalisé le 2 mars 2023. Il est comparé avec l'essai du jour précédent, le premier mars 2023. Les conditions initiales pour ce second essai sont données par la table 5.10. Elles sont similaires à celles du premier essai, présentées initialement par la table 5.6 et rappelées dans la table 5.10. La seule différence significative concerne le débit dans la ligne de bypass, qui est plus élevé pour l'essai du premier mars, mais qui n'affecte en rien le déroulement du transitoire dans la S.E. Pour les deux essais, on retrouve les mêmes évolutions de débit, pression et température à l'intérieur de la boucle supercritique pendant la rupture de vide.

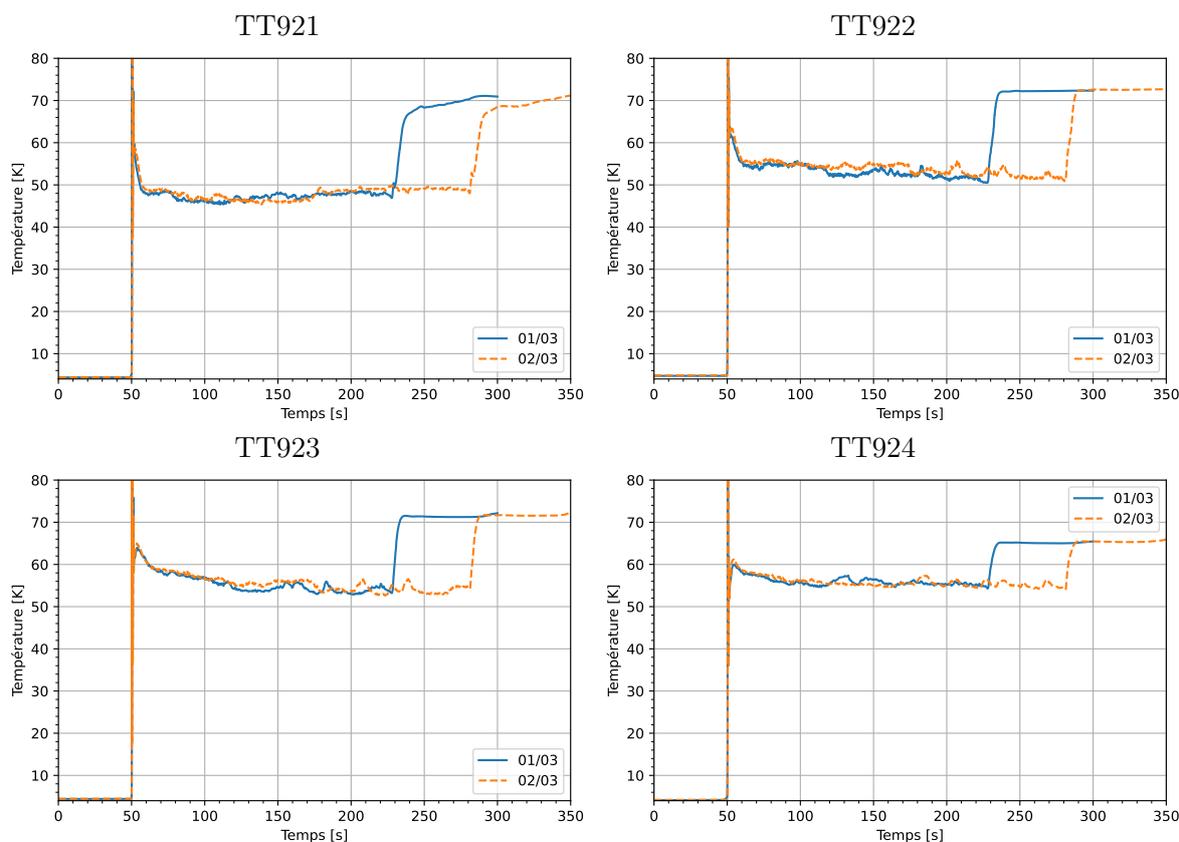
Reproductibilité des conditions dans l'enceinte à vide

Nous avons montré précédemment que pour une même température initiale de la S.E et en l'absence de diaphragme, la montée en pression et en température de l'atmosphère d'azote dans

Grandeurs	Essai du premier mars 2023	Essai du 2 mars 2023
FE920	20,32 g.s ⁻¹	20,3 g.s ⁻¹
FE910	72,7 g.s ⁻¹	57,8 g.s ⁻¹
PT980	2,88 bar	2,85 bar
Vitesse circulateur	9000 tr/min	9000 tr/min
Niveau du bain	71 %	71 %
TT930	90,7 K	92 K

TABLE 5.10. – Conditions initiales pour les essais de rupture de vide sans diaphragme du premier et du 2 mars.

l'enceinte (figures 5.24 et 5.25) est identique pour différents essais. C'est donc sur la reproductibilité des mesures de température de la face externe de la tuyauterie que s'est portée notre attention (figure 5.30). Pour un même thermomètre, la concordance des mesures entre les deux essais est très bonne. L'essai du premier mars est interrompu plus tôt que l'essai du 2 mars, ce qui explique pourquoi la hausse finale de la température intervient plus rapidement dans le premier cas⁵. D'autres essais de répétabilité, plus espacés en temps, ont également été réalisés et confirment la répétabilité de ces mesures.



5. La durée de l'essai n'est pas un critère de reproductibilité. Le gazomètre étant commun à plusieurs installations, le volume disponible peut varier d'un jour à l'autre en fonction de l'activité sur site.

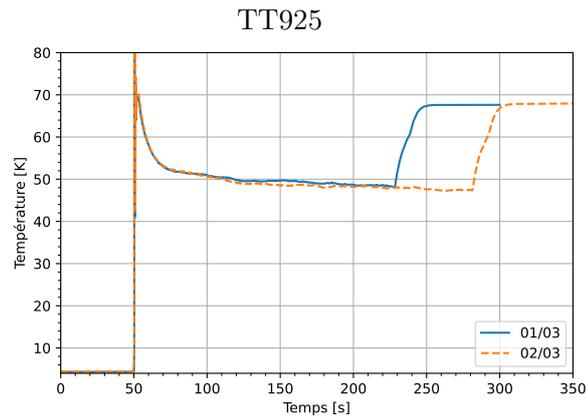


FIGURE 5.30. Températures mesurées sur la face externe de la tuyauterie hélium de la S.E pour deux essais réalisés dans les mêmes conditions.

Reproductibilité de la mesure de densité de flux reçue par le fluide

On évalue pour ce nouvel essai la puissance transmise au fluide par bilan sur la S.E. L'évolution de cette puissance et de la densité de flux correspondante est représentée sur la figure 5.31. Les

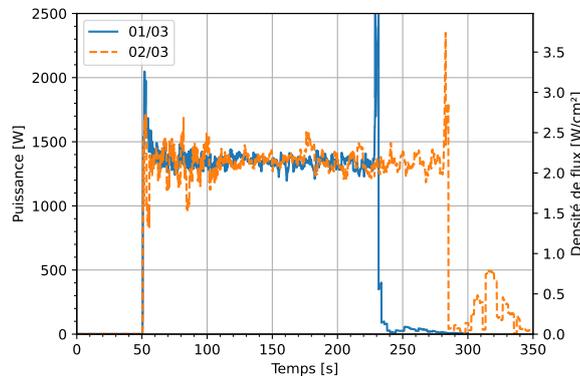


FIGURE 5.31. Puissance et densité de flux reçues par l'écoulement d'hélium supercritique mesurées pour deux essais réalisés dans les mêmes conditions.

deux courbes de puissance concordent. Une fois l'échange thermique stabilisé, la densité de flux obtenue pour ce second essai est de $2,12 \pm 0,22 \text{ W.cm}^{-2}$. Le flux stabilisé est donc le même pour les deux essais. Concernant la valeur au pic, elle est de $3,26 \text{ W.cm}^{-2}$ pour l'essai réalisé le premier mars, soit $0,5 \text{ W.cm}^{-2}$ de plus que le maximum mesuré le lendemain. Si la reproductibilité des mesures de flux est excellente une fois l'échange établi, la détermination du pic est sujette à une plus forte incertitude à cause des fluctuations dans l'écoulement qui affectent la précision du bilan en début d'essai.

5.4.3. Influence de la pression initiale de la boucle supercritique

Les essais présentés précédemment ont été réalisés avec une pression initiale de l'écoulement supercritique de l'ordre de 3 bar. L'étude bibliographique a mis en évidence que les mécanismes de convection forcée pour un écoulement de fluide supercritique vertical peuvent être complexes et difficiles à estimer. À proximité du point critique, les propriétés du fluide varient fortement et de la convection mixte peut apparaître dans l'écoulement (section 1.4.2). La conception de la boucle ne permet pas d'agir sur un grand nombre de paramètres dans l'écoulement, mis à part le débit et la pression de l'hélium supercritique avant la rupture de vide. La plage de variation de pression est également limitée, puisque le pic de pression doit rester en dessous de 9 bar pour garder une marge de sécurité acceptable vis-à-vis de l'intégrité de la boucle. La température d'entrée ne peut être ajustée avec la configuration actuelle d'HELIOS, puisqu'elle ne dépend que la température du bain et des pertes thermiques entre la sortie de l'échangeur HP1 et l'entrée de la S.E.

Pour obtenir un premier aperçu de l'influence des propriétés du fluide sur l'échange thermique au moment de la rupture du vide d'isolement, deux essais ont été menés avec une pression initiale en amont de la S.E (PT920) de 4,5 bar. Pour cela, la boucle est chargée en hélium supercritique par l'intermédiaire de la ligne HP, avec l'ouverture de la vanne CV941 (figure 3.8). Deux essais ont été réalisés pour ce nouveau niveau de pression, le premier pour un débit dans la S.E de 20 g.s^{-1} , le second avec 50 g.s^{-1} . Les conditions initiales de ces deux essais sont données table 5.11.

Grandeurs	Essai 20 g.s^{-1}	Essai 50 g.s^{-1}
FE920	$20,3 \text{ g.s}^{-1}$	$50,2 \text{ g.s}^{-1}$
FE910	$59,7 \text{ g.s}^{-1}$	$55,9 \text{ g.s}^{-1}$
PT980	4,48 bar	4,5 bar
Vitesse circulateur	9000 tr/min	9600 tr/min
Niveau du bain	74 %	74 %
TT930	99,5 K	96,5 K

TABLE 5.11. – Conditions initiales pour les essais de vide sans diaphragme et une pression initiale d'hélium supercritique de 4,5 bar.

Les résultats obtenus sont ensuite comparés aux mesures réalisées pour les cas de rupture de vide sans diaphragme, avec des débits d'hélium dans la S.E identiques et une pression initiale dans la boucle inférieure. Pour un débit de 20 g.s^{-1} , la comparaison est effectuée avec l'essai du premier mars 2023 dont les conditions initiales sont données table 5.10. Pour 50 g.s^{-1} , les résultats sont comparés avec l'essai correspondant à ce débit présenté section 5.4.1. Ses conditions initiales sont disponibles table 5.6.

Impact de la pression initiale sur les conditions dans l'écoulement d'hélium supercritique au sein de la S.E

L'augmentation de la pression dans la boucle améliore la stabilité de l'écoulement supercritique lors de l'essai de rupture de vide. Les fluctuations de pression mesurées en amont de la S.E sont considérablement réduites (figure 5.32), ce qui est également bénéfique vis-à-vis de la stabilisation du débit d'hélium supercritique.

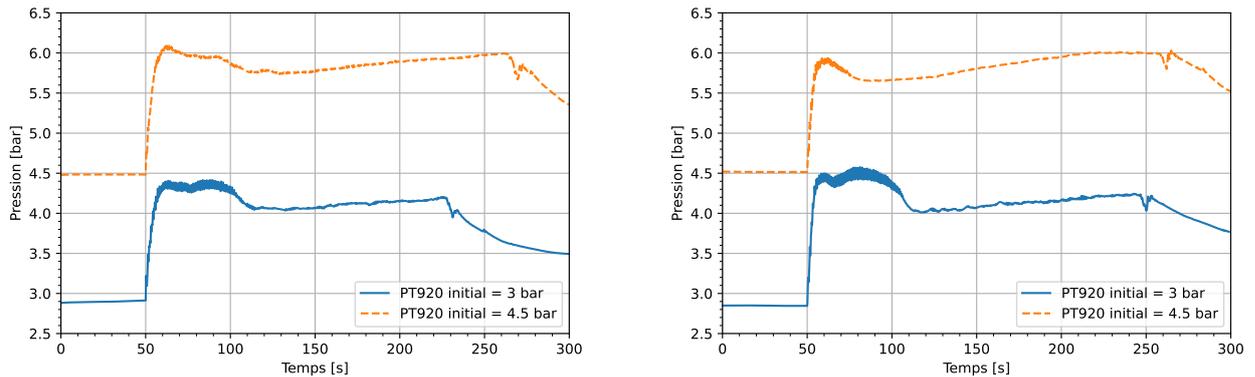


FIGURE 5.32. Influence de la pression initiale dans la boucle sur l'évolution de la pression PT920 en amont de la S.E. À gauche : pour un débit de 20 g.s^{-1} , à droite : pour un débit de 50 g.s^{-1} .

Une fois l'échange thermique stabilisé, la température de l'hélium mesurée en sortie de la S.E est un peu plus élevée pour les essais à plus haute pression (figure 5.33). Avec un débit de 50 g.s^{-1} (respectivement 20 g.s^{-1}), la sonde TT929 enregistre une température en sortie de la S.E plus chaude de 1 K (respectivement 0,5 K) que lorsque la pression initiale de la boucle est de 3 bar.

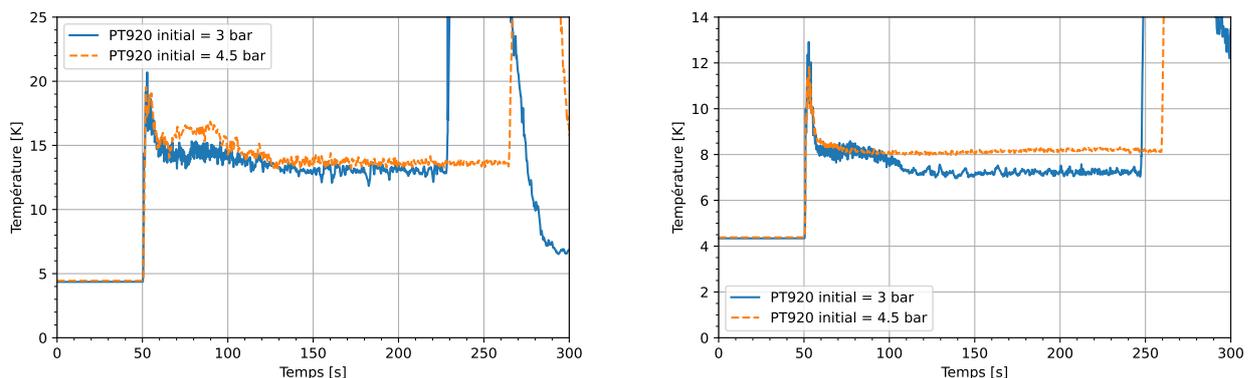


FIGURE 5.33. Influence de la pression initiale dans la boucle sur l'évolution de la température TT929 en sortie de la S.E. À gauche : pour un débit de 20 g.s^{-1} , à droite : pour un débit de 50 g.s^{-1} .

Impact de la pression initiale sur les conditions dans l'enceinte à vide de la S.E

Pour les deux débits, l'évolution de la pression et des températures dans le vide d'isolement de la S.E n'est pas influencée par la pression initiale de la boucle. Les températures de paroi sont également similaires, sauf pour la sonde TT925. Les figures 5.34 et 5.35 donnent une comparaison de ces températures en fonction de la pression dans la boucle, pour un débit de 20 g.s^{-1} et de 50 g.s^{-1} . Pour ce dernier thermomètre, l'élévation de la pression initiale de la boucle conduit à une hausse de la température mesurée de 6,5 K pour un débit de 20 g.s^{-1} , et de 8 K avec 50 g.s^{-1} . Ce phénomène, observé pour les deux débits testés, n'est à ce jour pas expliqué.

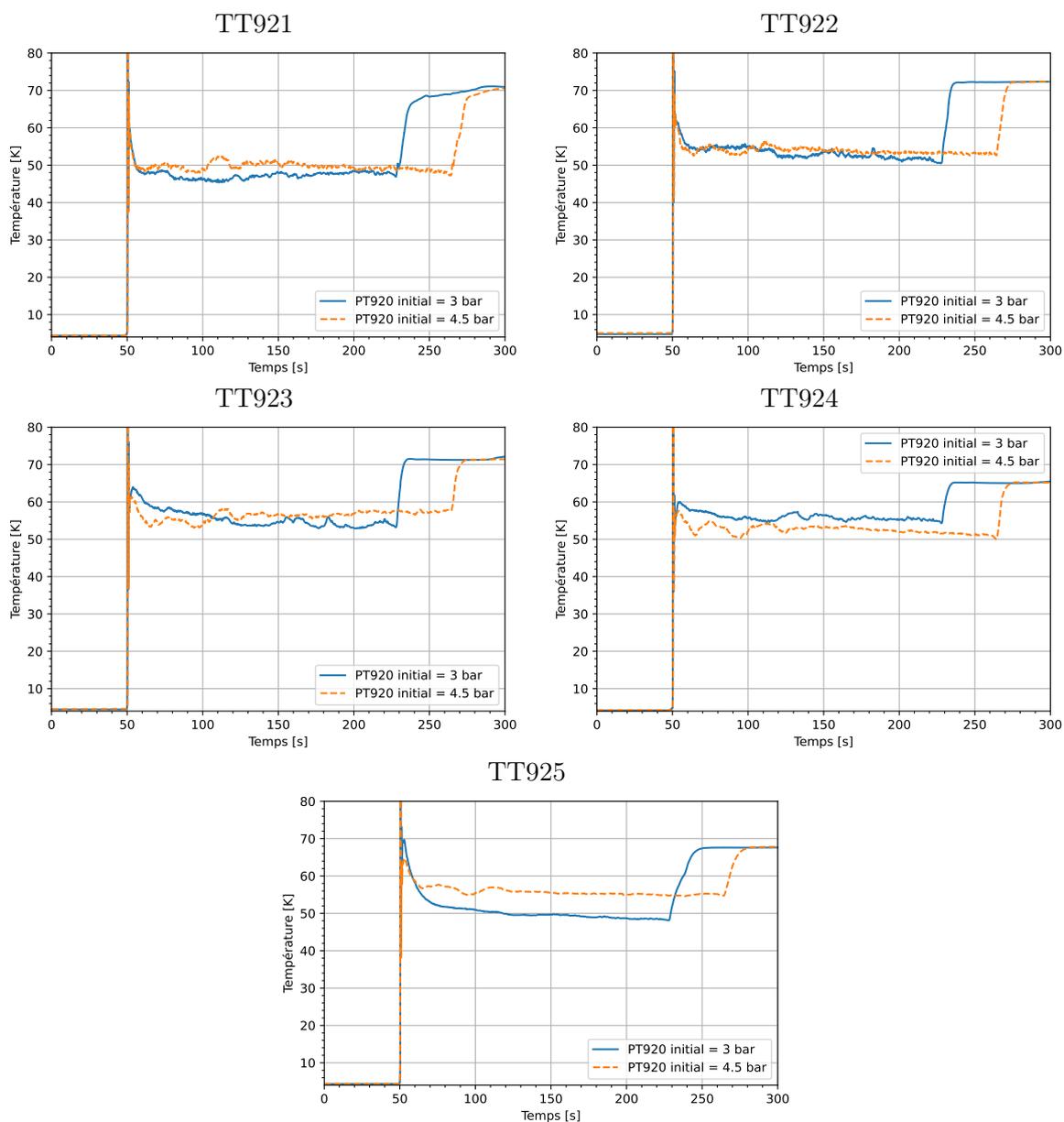


FIGURE 5.34. Comparaison des températures mesurées sur la tuyauterie d'hélium de la S.E en fonction de la pression initiale dans la boucle, pour un débit de 20 g.s^{-1} .

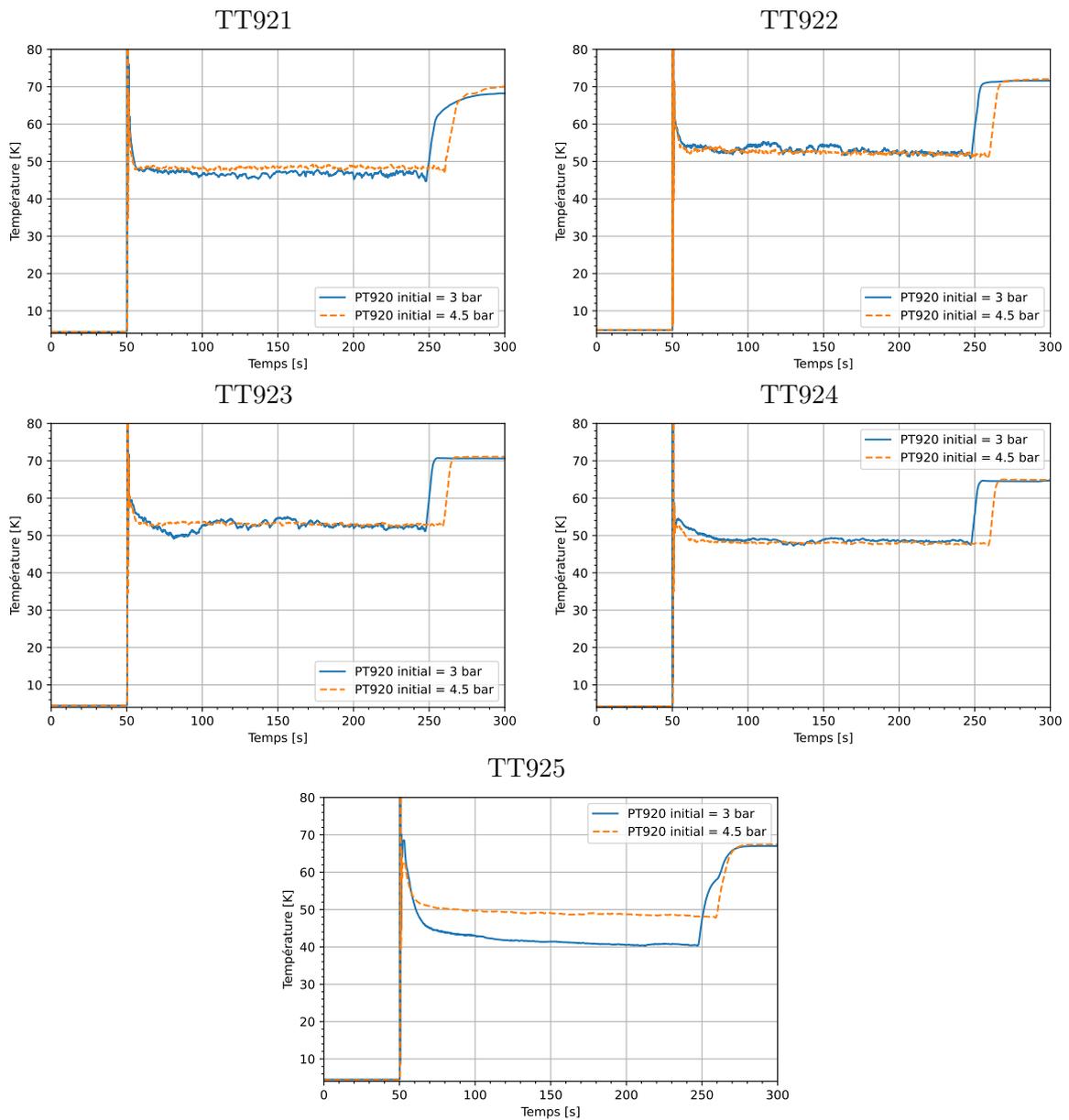


FIGURE 5.35. Comparaison des températures mesurées sur la tuyauterie d'hélium de la S.E en fonction de la pression initiale dans la boucle, pour un débit de 50 g.s^{-1} .

Impact de la pression initiale sur la densité de flux échangée

Le bilan enthalpique réalisé aux bornes de la S.E ne montre pas d'influence de l'augmentation de la pression initiale sur la densité de flux moyenne reçue par l'hélium. Les profils de puissance sont donnés par la figure 5.36. On retrouve des valeurs similaires à celles mesurées précédemment pour un même débit et une pression dans l'écoulement plus faible (table 5.8 et section 5.4.2). Les densités de flux maximales et stabilisées sont données pour chaque débit dans la table 5.12.

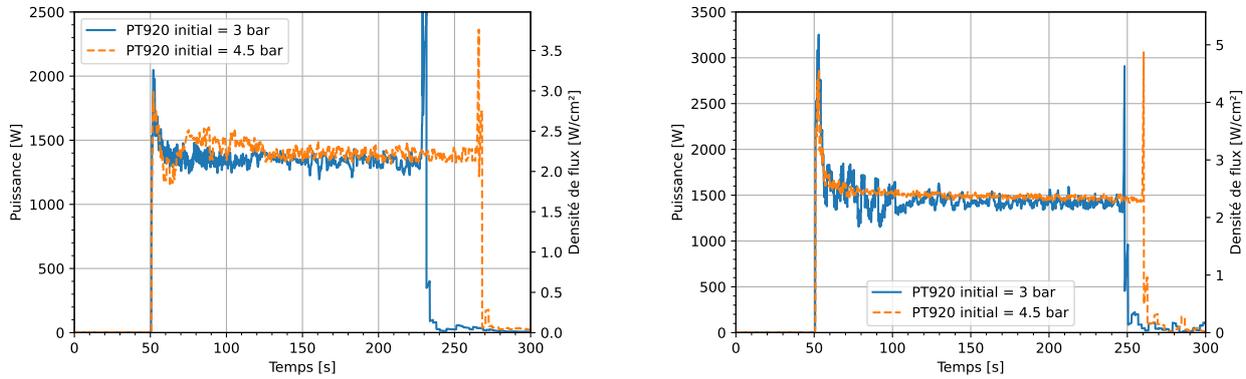


FIGURE 5.36. Influence de la pression initiale dans la boucle sur la puissance et la densité de flux reçue par l'hélium supercritique au travers de la S.E à rupture de vide. À gauche : pour un débit de 20 g.s^{-1} , à droite : pour un débit de 50 g.s^{-1} .

Densité de flux	Essai 20 g.s^{-1}	Essai 50 g.s^{-1}
Maximale [W.cm^{-2}]	2,99	4,57
Stabilisée [W.cm^{-2}]	$2,2 \pm 0,18$	$2,33 \pm 0,08$

TABLE 5.12. Densités de flux relevées pour les essais de rupture de vide sans diaphragme, avec une pression initiale dans la boucle supercritique de 4,5 bar.

La plus grande stabilité des conditions d'écoulement dans la boucle supercritique est visible sur la mesure de la densité de flux reçu par l'hélium. Les variations sur la puissance calculée sont moindres pour les essais avec la pression initiale la plus élevée. Les mesures effectuées ici ne montrent pas d'influence de la pression sur la densité de flux moyenne reçue, et la marge vis-à-vis de la pression maximale dans la boucle s'avère suffisante même avec une pression initiale de 4,5 bar. À l'avenir, si de futurs essais s'avéraient nécessaires, il pourrait être judicieux de privilégier cette configuration afin de limiter les instabilités hydrauliques dans la boucle.

5.4.4. Influence de la température de l'enceinte à vide

Avant chaque essai présenté précédemment, l'enceinte à vide de la S.E était thermalisée à 90 K grâce à un débit d'azote fourni par le réfrigérateur. Cette température est représentative de celle des écrans refroidis à l'azote, que l'on peut trouver sur certaines installations cryogéniques pour limiter les pertes thermiques par rayonnement. La présence de tels écrans n'est pas systématique⁶. Dans ces cas-là, le gaz chaud pénétrant dans le vide d'isolement peut se trouver en contact d'une part avec la tuyauterie froide où circule le fluide cryogénique, et d'autre part

6. Remplacement par un écran flottant de superisolant par exemple

avec les parois de l'enceinte à vide à la température ambiante.

Deux essais ont été réalisés avec une température initiale de l'enceinte à vide de la SE plus élevée, pour détecter une éventuelle influence de ce paramètre. Pour cela, une régulation sur la température de l'enceinte est appliquée grâce aux chauffages collés sur l'enceinte, utilisés normalement pour la phase de réchauffage d'après essai. Pour deux essais, la perte du vide d'isolement a été déclenchée pour une température initiale de l'enceinte mesurée à 250 K. Les deux essais concernés ont été réalisés dans les mêmes conditions, avec un débit dans la S.E de 20 g.s^{-1} et une pression initiale proche de 3 bar, de manière à s'assurer de la répétabilité de la mesure. Les résultats obtenus pour chacun d'entre eux sont similaires. Par conséquent, seuls les résultats du second essai, réalisé le 10 mars 2023, sont présentés ici. Les conditions initiales de ce test sont données table 5.13. Cet essai est comparé avec celui du 2 mars, déjà introduit précédemment et réalisé dans des conditions similaires à l'exception de la température de l'enceinte à vide, qui était alors de 92 K. Pour rappel, les conditions initiales de cet essai sont données table 5.6.

Grandeurs	Répétition essai 20 g.s^{-1}
FE920	$19,79 \text{ g.s}^{-1}$
FE910	$68,2 \text{ g.s}^{-1}$
PT980	2,83 bar
Vitesse circulateur	9000 tr/min
Niveau du bain	70 %
TT930	250 K

TABLE 5.13. – Conditions initiales pour l'essai de rupture de vide sans diaphragme avec TT930 régulé à 250 K.

Impact de la température initiale de l'enceinte sur les conditions dans le vide d'isolement de la S.E

La figure 5.37 montre l'évolution de la pression au sein de l'enceinte à vide de la S.E après l'ouverture de la vanne rapide. La pression remonte plus rapidement à la pression atmosphérique quand la température de l'enceinte est régulée à 250 K. Deux effets expliquent cette tendance. Tout d'abord, la température du gaz, mesurée par les trois thermomètres suspendus dans l'enceinte à vide (figure 5.38), est plus élevée que dans le cas où l'enceinte est initialement à 90 K. Le plus faible refroidissement du gaz au contact des parois de l'enceinte limite la diminution de son volume spécifique. De plus, avec une température initiale plus importante, on réduit la surface de l'enceinte suffisamment froide pour initier la condensation de l'azote. Le gaz non condensé participe alors à la hausse de pression.

Bien que l'atmosphère soit plus chaude dans la situation où la température initiale de l'enceinte est régulée à 250 K, on observe à l'inverse une chute des températures sur la face externe de la

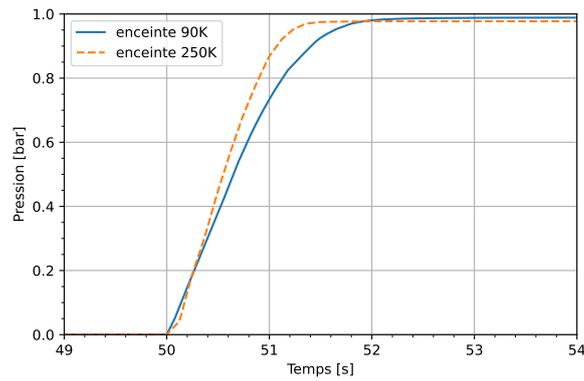


FIGURE 5.37. Influence de la température initiale des parois de l'enceinte à vide sur l'évolution de la pression dans le vide d'isolement de la S.E.

tuyauterie d'hélium (figure 5.39). Pour l'ensemble des thermomètres, à l'exception de TT925, la température mesurée lors des essais avec une enceinte chaude est de l'ordre de 10 K inférieure aux valeurs relevées quand la température initiale de l'enceinte est de 90 K (figure 5.30). Pour TT925, l'écart est plus faible et atteint 5 K en fin d'essai. La stabilisation des températures de paroi est également plus lente dans le cas d'une enceinte chaude. À ce jour, nous ne sommes pas en mesure de présenter une explication rigoureuse à cette observation.

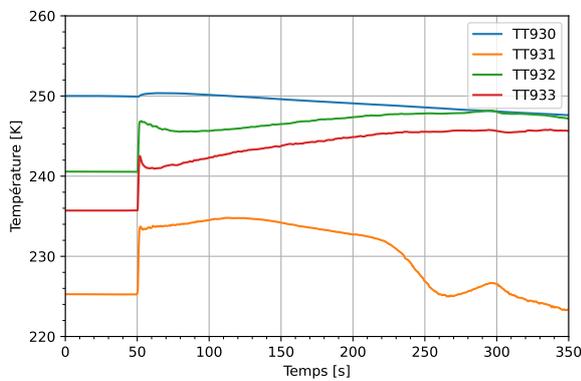


FIGURE 5.38. Influence de la température initiale de l'enceinte à vide sur l'évolution des températures mesurées dans le vide d'isolement de la S.E (TT931, TT932 et TT933) et sur la paroi de l'enceinte (TT930).

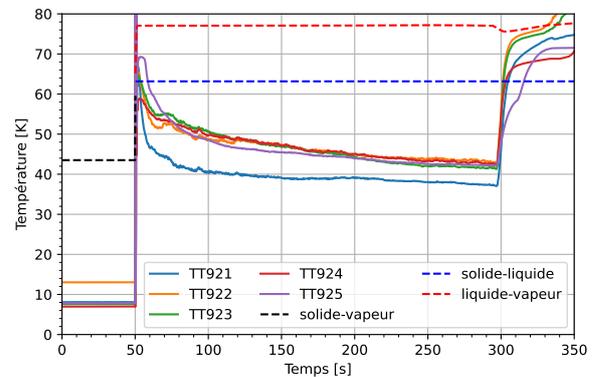


FIGURE 5.39. Influence de la température initiale de l'enceinte à vide sur l'évolution des températures mesurées sur la face externe de la tuyauterie hélium de la S.E.

Impact de la température initiale de l'enceinte sur la densité de flux déposée

L'évolution de la puissance calculée par bilan enthalpique sur la S.E et de la densité de flux équivalente est donnée par la figure 5.40. On constate qu'une fois l'échange thermique stabilisé, la puissance reçue par l'écoulement d'hélium supercritique est légèrement plus faible dans le cas de l'enceinte à vide la plus chaude. La valeur du pic reste du même ordre de grandeur quelle que soit la température de l'enceinte. Pour une enceinte à 250 K, la densité de flux maximale mesurée pour l'essai du 10 mars est de $3,03 \text{ W.cm}^{-2}$. Sa valeur moyenne sur les cinquante dernières secondes de l'essai est de $1,85 \pm 0,22 \text{ W.cm}^{-2}$. Pour l'essai du 3 mars, réalisé dans des conditions similaires, ces mêmes valeurs sont respectivement de $3,58 \text{ W.cm}^{-2}$ et $1,93 \pm 0,21 \text{ W.cm}^{-2}$.

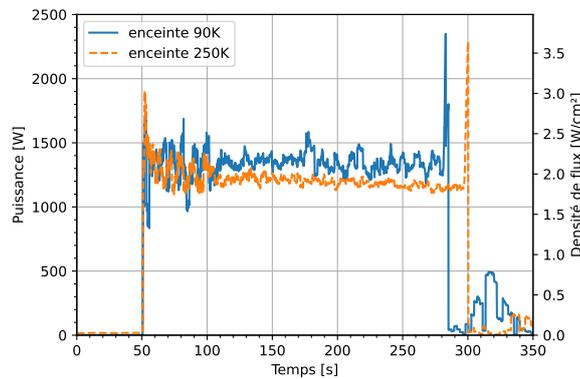


FIGURE 5.40. Influence de la température initiale des parois de l'enceinte à vide sur l'évolution de la pression dans le vide d'isolement de la S.E.

La puissance moyenne échangée dans la S.E, calculée au moyen des différents bilans enthalpiques sur la boucle et du bilan sur le bain, est donnée par la table 5.14. Les résultats obtenus confirment eux aussi une diminution du transfert thermique pour une enceinte à 250 K.

Essais	Bilan bornes S.E	Bilan zone d'essai	Bilan HP2+HP3	Bilan bain ouvert
20 g.s ⁻¹ 03/03	1256 W	1346 W	1333 W	1314 W
20 g.s ⁻¹ 10/03	1225 W	1286 W	1273 W	1261 W

TABLE 5.14. – Comparaison des valeurs données par les différents bilans pour la puissance moyenne déposée sur la S.E.

Le fait que l'on retrouve le même flux maximum, indépendamment de la température initiale de l'enceinte, pourrait s'expliquer par le fait que celui-ci survient pendant les premiers instants de la rupture de vide. L'azote entrant dans la S.E n'a alors pas encore eu le temps de se thermaliser au contact des parois de l'enceinte à vide. Nous ne connaissons pas la cause à l'origine de la diminution du flux échangé lorsque la température de l'enceinte passe de 90 K à 250 K. Au vu des observations

réalisées à la section précédente sur l'évolution des températures en paroi de la tuyauterie, une analyse plus poussée des phénomènes de condensation et de l'impact de la température sur celle-ci s'avèrerait nécessaire pour améliorer notre compréhension des phénomènes mis en jeu.

5.4.5. Estimation des coefficients d'échange

On se propose d'estimer les résistances caractéristiques de l'échange thermique entre l'atmosphère de l'enceinte à vide et l'écoulement d'hélium dans la boucle supercritique. Les résistances thermiques en présence sont représentées sur la figure 5.41.

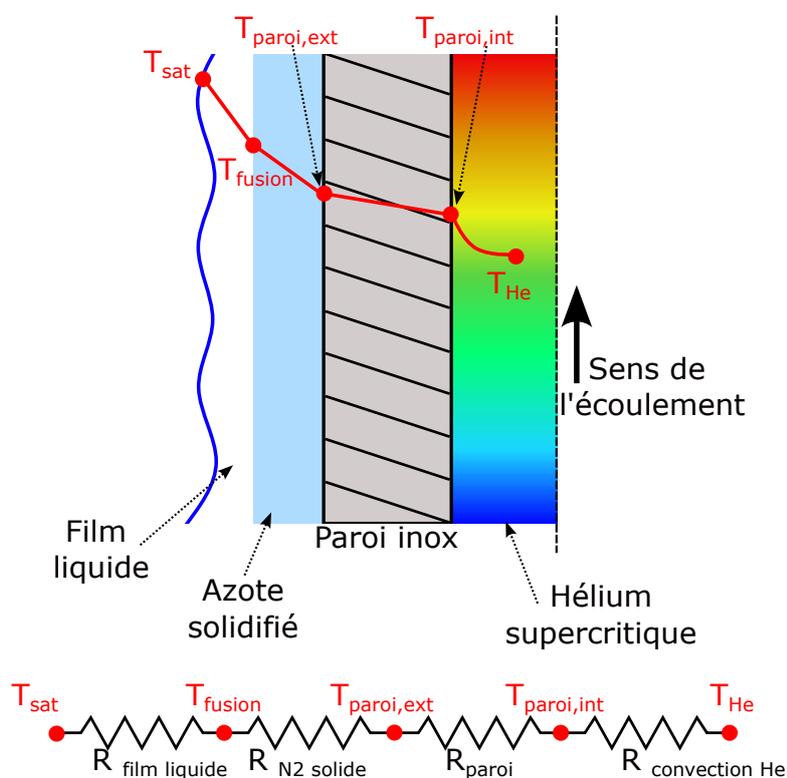


FIGURE 5.41. Vue schématique des résistances thermiques caractéristiques du transfert thermique entre l'atmosphère de l'enceinte à vide et la boucle supercritique.

Le calcul des différentes résistances fait appel à quelques hypothèses simplificatrices :

- L'estimation des différentes résistances est effectuée à partir des données mesurées *une fois que l'échange est stabilisé*. Le calcul ne s'applique donc pas au moment où le pic de densité de flux est mesuré.
- On suppose que la densité de flux est déposée par condensation, de manière uniforme.
- Le problème est considéré 1D, avec uniquement une conduction radiale.

- On suppose que la température à l'interface liquide/vapeur du film de condensation est à la température de saturation de l'azote. De même, on prend la température de fusion pour l'interface solide/liquide entre le film liquide et la couche de glace.
- On assimile à la température de paroi extérieure la température mesurée par les sondes collées au tube. Il est important de garder à l'esprit qu'il existe néanmoins un écart inconnu entre ces températures de sonde et les températures à la paroi.
- Pour les quelques essais où l'on peut penser que la température de paroi a dépassé la température de fusion de l'azote T_{fusion} , la couche d'azote solidifié disparaît et un film liquide est directement en contact avec la paroi en inox.

Les différentes résistances thermiques sont alors estimées avec la loi de conduction en géométrie cylindrique⁷. Dans ce système de coordonnées, la résistance thermique est donnée pour chaque constituant i par :

$$R_{th,i} = \frac{\ln\left(\frac{r_{ext,i}}{r_{int,i}}\right)}{2 \cdot \Pi \cdot \lambda_i \cdot H} \quad (5.1)$$

avec $r_{ext,i}$ et $r_{int,i}$ respectivement les rayons intérieur et extérieur de l'élément concerné. Pour chaque constituant, sa résistance thermique permet de relier la puissance échangée aux $\Delta T_{,i}$ à ses bornes selon :

$$\Delta T_{,i} = \dot{Q} \cdot R_{th,i} \quad (5.2)$$

À partir des mesures de température de paroi et du flux déposé, ainsi que des hypothèses sur les températures aux interfaces entre les différentes phases, il est possible de déterminer les différentes contributions à l'échange total. Une estimation des épaisseurs du film liquide et de la couche d'azote solidifié peut aussi être réalisée.

Cas de l'essai sans diaphragme, 50 g.s⁻¹ et 4,5 bar

On traite ici l'essai présenté section 5.4.3, pour lequel la rupture de vide est réalisée sans diaphragme, avec un débit dans la S.E de 50 g.s⁻¹ et une pression initiale dans la boucle de 4,5 bar. Les conditions initiales sont données table 5.11.

La densité de flux mesurée par cet essai est de $2,33 \pm 0,08$ W.cm⁻², soit une puissance échangée de $1,46 \pm 0,05$ kW. Les températures de la paroi mesurées pour cet essai sont relativement proches les unes des autres (figure 5.35). En conséquence, on considère que l'ensemble de la paroi a une température uniforme de 50 K. À cette température, la conductivité thermique de l'inox est de 5,08 W.m⁻¹.K⁻¹ [86]. Pour la valeur de flux mesurée expérimentalement, on trouve une température de la face interne de la paroi du tube de 44,4 K. Dans la gamme de températures rencontrée ici, la conductivité thermique de l'azote solidifié est de 0,2 W.m⁻¹.K⁻¹ [87], et celle de l'azote liquide de 0,16 W.m⁻¹.K⁻¹. On calcule une épaisseur de 0,22 mm pour la couche d'azote

7. Le diamètre externe de la tuyauterie d'hélium supercritique est de 23 mm, son diamètre interne de 20 mm.

solidifié, et de 0,26 mm pour le film liquide. Les différentes résistances thermiques par conduction, ainsi que les coefficients de transfert thermique (conductances thermiques surfaciques) associés sont données table 5.15. Le coefficient d'échange total lié à la condensation de l'azote, regroupant à la fois la conduction thermique au travers du film liquide et de la couche de glace, est de $744 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$.

Localisation	Résistance thermique [K.W^{-1}]	Coefficient d'échange [$\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$]
Film liquide	$9,6 \cdot 10^{-3}$	1440
Azote solidifié	$9 \cdot 10^{-3}$	1538
Paroi	$3,8 \cdot 10^{-3}$	3609

TABLE 5.15. – Résistances et coefficients d'échange thermique équivalents.

La prise en compte du coefficient d'échange par convection forcée est plus délicate, du fait de la variation de la température et des propriétés de l'hélium au fur et à mesure de son parcours dans la S.E. Du fait du fort débit utilisé pour cet essai, l'échauffement du fluide est ici limité, avec une température de sortie mesurée à 8,2 K. En prenant une température intermédiaire entre l'entrée et la sortie de la S.E, le coefficient d'échange moyen calculé est de $613 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$. En supposant le flux reçu par l'hélium uniforme, il est également possible d'opérer une discrétisation 1D le long de l'écoulement dans la S.E et de calculer en fonction de la variation en température de l'hélium l'évolution du coefficient d'échange. On calcule alors le coefficient $h_{He,j}$ associé à l'échange par convection forcée entre la paroi et l'hélium supercritique à la position j de chaque thermomètre selon :

$$h_{He,j} = \frac{\dot{q}}{T_{p,j} - T_{He,j}} \quad (5.3)$$

Les coefficients d'échange calculés sont regroupés dans la table 5.16. Elle contient aussi la température de l'hélium $T_{He,j}$ calculée à l'emplacement du thermomètre correspondant, ainsi que les coefficients d'échange, h_{DB} , h_{BC} et h_{BO} , estimés respectivement par les corrélations de Dittus Boelter (équation (1.45)), de Brassington et Cairns (équation (1.49)), et de Bogachev et al. (équation (1.45))⁸. On inclut également le critère $K = Gr_A/Re^2$, proposé par Bogachev et al. [57], ainsi que celui proposé par Brassington et Cairns [56] ($Gr/Re^{2,7}$) pour détecter l'apparition de la convection mixte dans l'échange thermique⁹. À partir de la discrétisation 1D de l'écoulement, on estime que le nombre de Reynolds varie le long de la S.E entre $7,8 \cdot 10^5$ à $1,2 \cdot 10^6$, et que la gamme du nombre de Prandtl est comprise entre 0,66 et 1,8.

8. Pour plus de détails sur ces corrélations, voir section 1.4.2 du chapitre 1

9. Pour rappel, Brassington et Cairns proposent le critère $Gr/Re^{2,7} > 2,4 \cdot 10^{-5}$ pour déterminer l'apparition d'une dégradation du transfert thermique en écoulement ascendant. Pour Bogachev et al., l'apparition de convection mixte conduit à une dégradation de l'échange thermique pour $3 \cdot 10^{-6} \leq K \leq 3 \cdot 10^{-4}$. Pour des valeurs supérieures de K, la convection mixte amplifie l'échange thermique en comparaison à la convection forcée seule.

Localisation	T_{He} [K]	h_{He}	h_{DB}	h_{BC}	h_{BO}	K	$Gr/Re^{2,7}$
TT921	5,3	596	1374	402	284	$1,3 \cdot 10^{-4}$	$4,9 \cdot 10^{-5}$
TT922	6,2	610	1746	520	288	$1,11 \cdot 10^{-4}$	$6,1 \cdot 10^{-5}$
TT923	6,7	619	2058	617	268	$8,30 \cdot 10^{-5}$	$6,3 \cdot 10^{-5}$
TT924	7,2	627	1899	591	231	$5 \cdot 10^{-5}$	$3 \cdot 10^{-5}$
TT925	7,8	636	1808	586	206	$3,1 \cdot 10^{-5}$	$1,60 \cdot 10^{-5}$

TABLE 5.16. – Estimations des coefficients d'échange par convection forcée le long de la S.E avec un débit de 50 g.s^{-1} .

Pour cet essai, le coefficient d'échange calculé à partir des données expérimentales pour la convection forcée est du même ordre de grandeur que celui associé à la condensation de l'azote (condensation liquide + solide). Les résultats donnés par la corrélation de Brassington et Cairns sont en accord avec les coefficients d'échange expérimentaux. À l'inverse, les corrélations de Dittus Boelter et de Bogachev et al. semblent peu adaptées à l'estimation du coefficient d'échange par convection forcée pour cet essai. La première donne une estimation bien au-dessus des valeurs mesurées, d'un facteur 3 environ. La seconde sous-estime le coefficient expérimental d'un facteur 2 à 3. La corrélation de Bogachev et al. n'avait été établie jusqu'à présent que pour des flux entre $6,09 \cdot 10^{-4}$ et $0,177 \text{ W.cm}^{-2}$, quand nous avons ici des flux de $2,33 \text{ W.cm}^{-2}$. Nos résultats permettent de penser que cette corrélation n'est plus adaptée pour des flux si élevés. Selon les deux critères K et $Gr/Re^{2,7}$, on est dans un régime d'écoulement où l'on s'attend à une dégradation du transfert thermique par rapport aux prédictions données par les corrélations de convection forcée, à cause de l'apparition de convection mixte. Cette affirmation est vérifiée si l'on se réfère à la corrélation de Dittus Boelter.

Cas de l'essai sans diaphragme, 10 g.s^{-1}

On traite ici l'essai de rupture de vide sans diaphragme, avec un débit de 10 g.s^{-1} (section 5.4.1). Ses conditions initiales sont données table 5.6. Pour ce cas, les températures de paroi sont très proches de la température de fusion de l'azote¹⁰, à l'exception de l'entrée de la S.E, plus froide. Pour les sondes TT922 à TT925, on suppose que la température de la paroi est à la température de fusion de l'azote (63,2 K) et qu'aucune couche de glace n'est alors formée. Pour TT921, on retient une température de paroi de 47 K. Les résistances thermiques et les coefficients d'échange obtenus pour la partie de la S.E sans formation de givre sont donnés dans la table 5.17. L'épaisseur du film liquide est alors estimée à 0,27 mm. Pour le début de la S.E, la couche de glace subsiste et son épaisseur est estimée à 0,39 mm au niveau de la sonde TT921. Les coefficients d'échange sur cette partie de la tuyauterie sont donnés table 5.18. Le coefficient d'échange global lié à la condensation (liquide et solide) est de $544 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$.

10. En supposant que l'écart observé pour les sondes TT924 et TT925 est représentatif de la variation de l'étalonnage de ces thermomètres

Localisation	Résistance thermique [K.W ⁻¹]	Coefficient d'échange [W.m ⁻² .K ⁻¹]
Film liquide	$1,17 \cdot 10^{-2}$	1180
Paroi	$3,3 \cdot 10^{-3}$	4231

TABLE 5.17. – Résistances et coefficients d'échange thermique équivalents pour la zone de la S.E avec une température externe de la paroi au-delà de la température de fusion.

Localisation	Résistance thermique [K.W ⁻¹]	Coefficient d'échange [W.m ⁻² .K ⁻¹]
Film liquide	$1,17 \cdot 10^{-2}$	1180
Azote solidifié	$1,37 \cdot 10^{-2}$	1008
Paroi	$4,2 \cdot 10^{-3}$	3266

TABLE 5.18. – Résistances et coefficients d'échange thermique équivalents pour la zone de la S.E avec une température externe de la paroi en dessous de la température de fusion.

La diminution du débit entraîne une montée en température de l'hélium en sortie de la S.E bien plus importante que pour le cas précédent. En supposant que la densité du flux échangé reste malgré tout constante le long de la S.E, les coefficients d'échange obtenus sont regroupés table 5.19. La température interne de la tuyauterie considérée est alors de 42 K pour la portion de tube recouverte par une épaisseur d'azote solidifié, et 59 K pour la seconde partie de la S.E, en contact direct avec le film liquide. Le nombre de Reynolds varie le long de la S.E entre $1,6 \cdot 10^5$ et $2,9 \cdot 10^5$. Le nombre de Prandtl évolue entre 0,7 et 2,9.

Localisation	T_{He} [K]	h_{He}	h_{DB}	h_{BC}	h_{BO}	K	$Gr/Re^{2,7}$
TT921	6,1	539	659	217	198	$7,18 \cdot 10^{-3}$	$5,09 \cdot 10^{-3}$
TT922	8,4	376	432	147	108	$6,70 \cdot 10^{-4}$	$2,50 \cdot 10^{-4}$
TT923	12,2	406	415	176	95	$1,40 \cdot 10^{-4}$	$5,00 \cdot 10^{-5}$
TT924	16,5	447	419	209	88	$5,00 \cdot 10^{-5}$	$2,00 \cdot 10^{-5}$
TT925	20,7	496	425	240	107	$2,00 \cdot 10^{-5}$	$1,00 \cdot 10^{-5}$

TABLE 5.19. – Estimations des coefficients d'échange par convection forcée le long de la S.E avec un débit 10 g.s^{-1} .

À l'entrée de la S.E, la persistance d'une couche d'azote solidifié isole la tuyauterie. La présence de cette résistance thermique supplémentaire à l'extérieur de la tuyauterie fait que le coefficient d'échange global lié à la condensation est du même ordre de grandeur que la convection forcée. Au-delà, la phase solide disparaît et seul persiste le film liquide, ce qui conduit à un accroissement de la conductance de la condensation. Le coefficient d'échange de la convection forcée est alors inférieur à celui de la condensation. Cette fois-ci, les coefficients d'échange calculés pour la convection forcée sont cohérents avec les prédictions données par la corrélation de Dittus Boelter. Les corrélations

de Brassington et Cairns, et de Bogachev et al., donnent toutes les deux une estimation inférieure aux valeurs expérimentales. Le coefficient K prédit une amplification du transfert thermique pour les thermomètres où la valeur du coefficient dépasse 10^4 , et une dégradation lorsque K passe sous ce seuil. Expérimentalement, on ne constate pas de variation importante du coefficient d'échange calculé à partir des données expérimentales. De même, aucun effet significatif n'est observé lorsque $Gr/Re^{2,7}$ est delà $2,4 \cdot 10^{-5}$, valeur à partir de laquelle l'apparition de convection mixte est attendue.

Conclusion sur l'estimation des coefficients d'échange

L'annexe H donne les coefficients d'échange calculés pour les essais de rupture de vide sans diaphragme pour un débit de 5, 20 et 30 g.s^{-1} . Pour les essais où le débit d'hélium dans la S.E est de 5 et 10 g.s^{-1} , la comparaison entre les différentes conductances calculées montre que le transfert de chaleur entre l'atmosphère de l'enceinte à vide et l'hélium supercritique est limité par la convection interne sur la majeure partie de la longueur de la S.E. Pour des débits supérieurs, la persistance d'une couche de glace d'azote sous le film liquide accroît suffisamment la résistance thermique pour que le coefficient d'échange global de la condensation externe soit du même ordre de grandeur que celui de la convection forcée interne. Ce phénomène s'observe aussi pour les deux essais à plus petits débits, mais uniquement en entrée de la S.E.

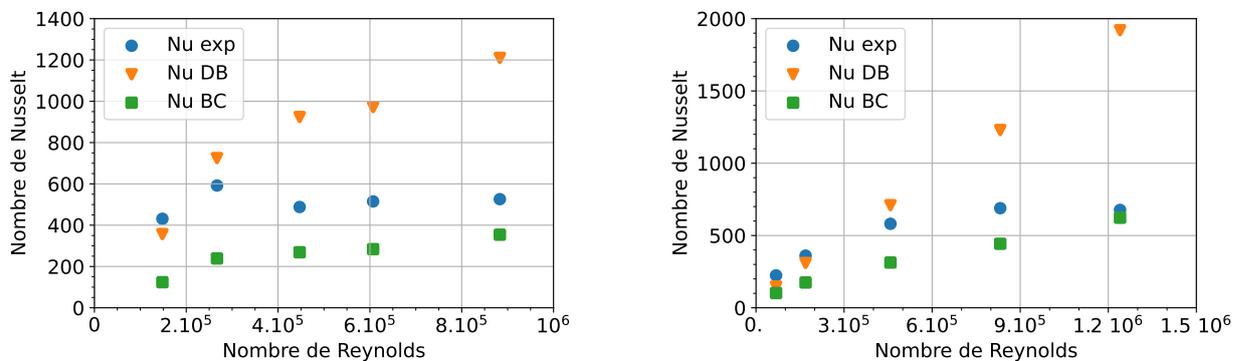


FIGURE 5.42. Nombres de Nusselt calculés à partir des données expérimentales, avec la corrélation de Dittus Boelter et la corrélation de Brassington et Cairns, en fonction du nombre de Reynolds. À gauche à la position du thermomètre TT921, à droite à la position du thermomètre TT925.

On observe une bonne concordance entre les coefficients d'échange calculés expérimentalement pour la convection forcée dans l'hélium et les prédictions de la corrélation de Dittus Boelter lorsque le débit dans la S.E est faible (5 et 10 g.s^{-1}). À partir d'un débit de 20 g.s^{-1} , l'écart entre les prédictions données par cette corrélation expérimentale ne fait que croître. À l'inverse, la corrélation de Brassington et Cairns donne de bons résultats pour un débit de 50 g.s^{-1} , mais

échoue à estimer correctement le coefficient d'échange pour des débits inférieurs. La figure 5.42 donne l'évolution des nombres de Nusselt estimés à partir des données expérimentales, à l'emplacement des sondes TT921 et TT925. Elle inclut également le nombre de Nusselt calculé avec la corrélation de Dittus Boelter aux mêmes localisations. Pour des nombres de Reynolds élevés, les nombres de Nusselt estimés à partir des mesures cessent de croître et se stabilisent.

5.5. Conclusion sur la campagne d'essais de rupture de vide

L'évolution de la densité de flux déposée sur la S.E au cours de la perte de vide d'isolement a été mesurée pour plusieurs tailles de brèche et différents débits d'hélium supercritique. Les différentes méthodes de bilan ont toujours montré une bonne concordance sur l'évaluation de la densité de flux. Pour la situation la plus défavorable correspondant au cas sans diaphragme, les conductances des différentes contributions au transfert thermique entre l'hélium supercritique et l'azote ont été estimées à partir des mesures expérimentales. Pour les faibles débits, il apparaît clairement que c'est l'échange convectif interne qui limite le flux échangé. Pour les débits supérieurs à 20 g.s^{-1} , les conductances associées aux films et couches créés par la condensation et celles associées à la convection forcée sont du même ordre de grandeur.

Chapitre 6.

Conclusion générale et perspectives

La connaissance du flux de chaleur échangé au cours d'un accident de perte du vide d'isolement est un enjeu majeur pour la sécurité des installations cryogéniques. Cette donnée est indispensable pour assurer un dimensionnement correct des organes de sécurité. La valeur du flux de chaleur déposé au fluide dans le cas d'une perte du vide d'isolement, n'avait été mesurée jusqu'à présent que dans le cas des réservoirs de stockage. La valeur retenue pour une décharge supercritique est de 2 W.cm^{-2} . L'objectif de ce travail de thèse a été d'évaluer la valeur de ce flux dans le cas où la perte du vide d'isolement a lieu autour d'une tuyauterie où circule de l'hélium supercritique. À notre connaissance, cette configuration n'avait encore jamais été étudiée.

Les premiers ordres de grandeur de puissances échangées dans ce scénario accidentel, estimés à la suite d'une étude bibliographique approfondie, ont montré la nécessité de modifier profondément la plateforme expérimentale **HELIOS**, présente au **DSBT**. Une section de tuyauterie dédiée à la réalisation d'essais de rupture de vide a été installée sur **HELIOS**. Le code de thermo-hydraulique **CATHARE** a été utilisé comme support à la définition du nouveau dimensionnement de l'installation. Un important travail de réflexion a aussi été mené sur les procédures de pilotage de la boucle **HELIOS** et du réfrigérateur qui lui est associé, afin de garantir le bon fonctionnement des installations consécutivement à des dépôts de puissance importants. Plusieurs méthodes de bilans ont été envisagées et appliquées pour mesurer le flux de chaleur reçu par le fluide et ont conduit à la mise en place d'une instrumentation spécifique.

Une première campagne a été menée à l'aide d'une **S.E** munie d'un chauffage électrique simulant une puissance déposée par rupture de vide. Cette série d'essais nous a permis de vérifier la pertinence du nouveau dimensionnement d'**HELIOS** et de son instrumentation. Les procédures de pilotage imaginées pour les configurations en bain ouvert et en bain fermé ont aussi pu être appliquées et validées, ainsi que les diverses méthodes de bilan mises au point pour retrouver la puissance reçue par l'hélium au passage de la **S.E**. Nous avons constaté un accord très satisfaisant entre le résultat des bilans et la puissance injectée par le chauffage électrique. Ces essais à puissance imposée ont aussi fourni des résultats qui ont été comparés aux prédictions données par le code **CATHARE**. La modélisation d'une boucle système complète, utilisant de l'hélium

à température cryogénique à l'aide de **CATHARE**, est une première à notre connaissance. La concordance entre la simulation et l'expérience s'est révélée très bonne. Les différentes tendances observées sur **HELIOS** ont bien été reproduites par le code, à la fois sur la boucle supercritique et le bain diphasique.

La **S.E** dédiée à l'étude d'une réelle perte de vide d'isolement a été utilisée au cours d'une seconde campagne expérimentale. C'est la première fois que des essais de ce type ont été réalisés autour d'une tuyauterie d'hélium supercritique circulant à température cryogénique. La nouvelle boucle **HELIOS** et la **S.E** à rupture de vide ont été exploitées avec succès. Elles ont permis la réalisation de nombreux essais successifs, au cours desquels le flux échangé a été mesuré pour plusieurs tailles de brèche et différents débits d'hélium supercritique. Pour les cas accidentels les plus sévères, les densités de flux relevées pour différents débits s'avèrent légèrement supérieures (jusqu'à $2,33 \text{ W.cm}^{-2}$) à celle retenue dans le cas des réservoirs d'hélium en décharge supercritique. Pour plusieurs essais, les conductances thermiques spécifiques aux différents mécanismes de transfert thermique mis en jeu au cours d'une rupture de vide ont été évaluées et comparées avec les corrélations classiquement utilisées. À hauts nombres de Reynolds, notre résultat s'écarte de celui prédit par la corrélation de Dittus Boelter.

Les perspectives de ce travail sont les suivantes :

- Les valeurs de flux mesurées au cours de cette thèse pourront être utilisées dans de futurs travaux relatifs à la sûreté d'installations cryogéniques possédant des circuits de tuyauterie. Contrairement au cas des réservoirs, la présence d'effet 1D dans une conduite rend l'utilisation d'un outil de calcul thermo-hydraulique indispensable pour appréhender correctement les phénomènes physiques présents lors d'une rupture de vide. Le code **CATHARE** a démontré sa capacité à modéliser des boucles systèmes avec de l'hélium cryogénique. Même si l'outil n'est pas encore validé pour l'hélium, il fournit déjà une base solide pour effectuer des premières modélisations de systèmes cryogéniques subissant une perte de leur vide d'isolement. Les modèles mis en place pourront être utilisés pour appréhender le comportement global d'une installation lorsque survient la perte du vide, mais aussi de vérifier la pertinence des différentes procédures de pilotage susceptibles de garder l'intégrité du dispositif vis-à-vis d'un tel évènement.
- Le code **CATHARE** n'est actuellement pas capable de modéliser la condensation solide qui se produit sur une tuyauterie. Pour modéliser l'ensemble des phénomènes physiques caractéristiques de la perte du vide d'isolement, la mise en place d'un modèle de condensation solide/liquide s'avère nécessaire. Si la déviation observée à fort débit entre le nombre de Nusselt expérimental et celui prédit par la corrélation de Dittus Boelter (corrélation par défaut du code) venait à être confirmée, un travail d'enrichissement des corrélations de convection forcée utilisées par **CATHARE** devra être entrepris.
- Le transfert thermique par condensation liquide est sensible à l'orientation de la tuyauterie

et des mesures du flux devront aussi être réalisées pour une tuyauterie horizontale. L'étude bibliographique laisse également apercevoir la possibilité d'une variation du flux échangé pour une tuyauterie verticale, en fonction du sens de l'écoulement (ascendant et descendant). Ces différentes configurations pourront être testées en réutilisant la S.E mise au point au cours de cette thèse. La S.E dispose également d'un second piquage sur son enceinte à vide pour réaliser des essais de perte de vide avec un jet d'azote arrivant parallèlement à la tuyauterie.

- Le diamètre des tuyauteries présentes sur d'autres installations cryogéniques peut être plus gros que celui utilisé pour la S.E. La longueur de la conduite soumise à la perte de vide au cours de nos essais est également courte par rapport à certaines lignes. L'impact du diamètre de la tuyauterie et de la longueur sur laquelle a lieu la rupture de vide devra faire l'objet d'une attention particulière.

Bibliographie

- [1] L. SERIO, « Challenges for Cryogenics at ITER, » *AIP Conference Proceedings*, t. 1218, avr. 2010. DOI : [10.1063/1.3422415](https://doi.org/10.1063/1.3422415).
- [2] F. MICHEL, D. HITZ, C. HOA et al., « Cryogenic Requirements for the JT-60SA Tokamak, » en, in *ADVANCES IN CRYOGENIC ENGINEERING : Transactions of the Cryogenic Engineering Conference - CEC, Volume 57*, Spokane, Washington, USA, 2012, p. 78-85. DOI : [10.1063/1.4706907](https://doi.org/10.1063/1.4706907).
- [3] V. LAMAISON, J. BEAUVISAGE, P. FEJOZ et al., « Conceptual Design of the JT-60SA Cryogenic System, » en, in *ADVANCES IN CRYOGENIC ENGINEERING : Transactions of the Cryogenic Engineering Conference - CEC*, Anchorage, Alaska, USA, 2014, p. 337-344. DOI : [10.1063/1.4860720](https://doi.org/10.1063/1.4860720).
- [4] S. BADGUJAR, M. BONNETON, M. CHALIFOUR et al., « Progress and Present Status of ITER Cryoline System, » *AIP Conference Proceedings*, t. 1573, n° 1, p. 848-855, jan. 2014, ISSN : 0094-243X. DOI : [10.1063/1.4860792](https://doi.org/10.1063/1.4860792).
- [5] S. BADGUJAR, M. BONNETON, N. SHAH et al., « Acceptance Plan and Performance Measurement Methodology for the ITER Cryoline System, » en, *Physics Procedia*, t. 67, p. 48-53, 2015, ISSN : 18753892. DOI : [10.1016/j.phpro.2015.06.009](https://doi.org/10.1016/j.phpro.2015.06.009).
- [6] E. ERCOLANI, P. GULLY, J.-M. PONCET, C. MEURIS et L. MIQUET, « Sécurité En Cryogénie, » *Techniques de l'ingénieur Froid industriel*, n° ref. article : be9814, 2015. DOI : [10.51257/a-v1-be9814](https://doi.org/10.51257/a-v1-be9814).
- [7] S. W. VAN SCIVER, *Helium Cryogenics* (International Cryogenics Monograph Series), 2nd ed. New York : Springer, 2012.
- [8] EW LEMMON, ML HUBER et MO McLINDEN, « Reference Fluid Thermodynamic and Transport Properties-Refprop Ver. 9.1, » *National Institute of Standards and Technology, Boulder, CO, USA*, 2013.
- [9] C. GIANESE, « Propriétés des fluides cryogéniques, » *Techniques de l'ingénieur Froid industriel*, n° ref. article : be9810, avr. 2015. DOI : [10.51257/a-v1-be9810](https://doi.org/10.51257/a-v1-be9810).
- [10] W. LEHMANN et G. ZAHN, « Safety Aspects for LHe Cryostats and LHe Transport Containers, » in *7.Internat.Cryogenic Engineering Conf., ICEC 7, London, July 4-7, 1978. Internat.Cryogenic Engineering Conferences, Vol.7. Guildford : IPC Science a.Technology Pr.1978.*, 1979, p. 569-79.

- [11] S. HARRISON, « Loss of Vacuum Experiments on a Superfluid Helium Vessel, » *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, t. 12, n° 1, p. 1343-1346, mars 2002, ISSN : 1558-2515. DOI : [10.1109/TASC.2002.1018651](https://doi.org/10.1109/TASC.2002.1018651).
- [12] E. ERCOLANI, A. GAUTHIER, P. GULLY et J. M. PONCET, *Cryogenic Safety - HSE Seminar (21-23 Septembre 2016) : Quantification of Heat Flux in Supercritical Helium - Indico*.
- [13] C. HEIDT, S. GROHMANN et M. SÜSSER, « Modeling the Pressure Increase in Liquid Helium Cryostats after Failure of the Insulating Vacuum, » in *ADVANCES IN CRYOGENIC ENGINEERING : Transactions of the Cryogenic Engineering Conference - CEC*, Anchorage, Alaska, USA, 2014, p. 1574-1580. DOI : [10.1063/1.4860894](https://doi.org/10.1063/1.4860894).
- [14] C. ZOLLER, « Experimental Investigation and Modelling of Incidents in Liquid Helium Cryostats, » thèse de doct., KIT, Karlsruhe / Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 2018. DOI : [10.5445/IR/1000082999](https://doi.org/10.5445/IR/1000082999).
- [15] C. WEBER, « Dynamic modelling of incidents for the protection of helium cryostats against excessive pressure, » thèse de doct., Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 2021.
- [16] C. WEBER, A. HENRIQUES, S. SCHIRLE et S. GROHMANN, « Measurement of Heat Flux in Multi-Layer Insulated Helium Cryostats after Loss of Insulating Vacuum, » in *IOP Conference Series : Materials Science and Engineering*, t. 755, 2020. DOI : [10.1088/1757-899X/755/1/012155](https://doi.org/10.1088/1757-899X/755/1/012155).
- [17] C. WEBER, A. HENRIQUES et S. GROHMANN, « Study on the Heat Transfer of Helium Cryostats Following Loss of Insulating Vacuum, » in *IOP Conference Series : Materials Science and Engineering*, t. 502, 2019. DOI : [10.1088/1757-899X/502/1/012170](https://doi.org/10.1088/1757-899X/502/1/012170).
- [18] N. GARCEAU, « Heat and Mass Transfer during a Sudden Loss of Vacuum in a Liquid Helium Cooled Tube, » thèse de doct., 2022.
- [19] N. GARCEAU, W. GUO et T. DODAMEAD, « Gas Propagation Following a Sudden Loss of Vacuum in a Pipe Cooled by He I and He II., » in *IOP Conference Series : Materials Science and Engineering*, t. 278, 2017. DOI : [10.1088/1757-899X/278/1/012068](https://doi.org/10.1088/1757-899X/278/1/012068).
- [20] N. GARCEAU, S. BAO, W. GUO et S. W. V. SCIVER, « The Design and Testing of a Liquid Helium Cooled Tube System for Simulating Sudden Vacuum Loss in Particle Accelerators, » *Cryogenics*, t. 100, p. 92-96, 2019, ISSN : 0011-2275. DOI : [10.1016/j.cryogenics.2019.04.012](https://doi.org/10.1016/j.cryogenics.2019.04.012).
- [21] N. GARCEAU, S. BAO et W. GUO, « Heat and Mass Transfer during a Sudden Loss of Vacuum in a Liquid Helium Cooled Tube – Part I : Interpretation of Experimental Observations, » *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 129, p. 1144-1150, fév. 2019, ISSN : 0017-9310. DOI : [10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.10.053](https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.10.053).

-
- [22] S. BAO, N. GARCEAU et W. GUO, « Heat and Mass Transfer during a Sudden Loss of Vacuum in a Liquid Helium Cooled Tube – Part II : Theoretical Modeling, » *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 146, p. 118 883, jan. 2020, ISSN : 00179310. DOI : [10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.118883](https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.118883).
- [23] N. GARCEAU, S. BAO et W. GUO, « Heat and mass transfer during a sudden loss of vacuum in a liquid helium cooled tube - Part III : Heat deposition in He II, » *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 181, p. 121 885, 2021, ISSN : 0017-9310. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2021.121885>.
- [24] R. C. DHULEY et S. W. VAN SCIVER, « Sudden Vacuum Loss in Long Liquid Helium Cooled Tubes, » *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, t. 25, n° 3, p. 1-5, juin 2015, ISSN : 1051-8223, 1558-2515. DOI : [10.1109/TASC.2014.2367156](https://doi.org/10.1109/TASC.2014.2367156).
- [25] R. C. DHULEY et S. W. V. SCIVER, « Propagation of Nitrogen Gas in a Liquid Helium Cooled Vacuum Tube Following Sudden Vacuum Loss – Part II : Analysis of the Propagation Speed, » *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 98, p. 728-737, 2016, ISSN : 0017-9310. DOI : [10.1016/j.ijheatmasstransfer.2016.03.077](https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2016.03.077).
- [26] R. C. DHULEY et S. W. VAN SCIVER, « Nitrogen Gas Propagation in a Liquid Helium Cooled Vacuum Tube Following a Sudden Vacuum Loss, » *IOP Conference Series : Materials Science and Engineering*, t. 171, p. 012 084, fév. 2017, ISSN : 1757-8981, 1757-899X. DOI : [10.1088/1757-899X/171/1/012084](https://doi.org/10.1088/1757-899X/171/1/012084).
- [27] S. MURALIDHARA, H. VAGHELA, P. PATEL, V. SHUKLA et K. CHOUKEKAR, « Dynamic simulation of loss of insulation vacuum event for ITER cryodistribution system, » *Cryogenics*, t. 110, p. 103 139, 2020, ISSN : 0011-2275. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.cryogenics.2020.103139>.
- [28] K. C. WU, D. P. BROWN, J. SONDERICKER et D. ZANTOPP, « An Experimental Study of Catastrophic Loss of Vacuum for RHIC Dipole in MAGCOOL, » n° CONF-930703-, déc. 1994.
- [29] H. SHAKEEL, H. WEI et J. POMEROY, « Measurements of Enthalpy of Sublimation of Ne, N₂, O₂, Ar, CO₂, Kr, Xe, and H₂O Using a Double Paddle Oscillator, » *The Journal of Chemical Thermodynamics*, t. 118, p. 127-138, mars 2018, ISSN : 00219614. DOI : [10.1016/j.jct.2017.11.004](https://doi.org/10.1016/j.jct.2017.11.004).
- [30] R A HAEFER, « Cryogenic Vacuum Techniques, » *Journal of Physics E : Scientific Instruments*, t. 14, n° 3, p. 273-288, mars 1981, ISSN : 0022-3735. DOI : [10.1088/0022-3735/14/3/002](https://doi.org/10.1088/0022-3735/14/3/002).
- [31] T MARSHALL et C GIRARD, « Modeling of Ice Formation and Condensation on a Cryogenic Surface, » *Fusion Engineering and Design*, t. 54, n° 3-4, p. 473-483, avr. 2001, ISSN : 09203796. DOI : [10.1016/S0920-3796\(00\)00569-X](https://doi.org/10.1016/S0920-3796(00)00569-X).

- [32] G. CARUSO et M. T. PORFIRI, « ICE Layer Growth on a Cryogenic Surface in a Fusion Reactor during a Loss of Water Event, » *Progress in Nuclear Energy*, t. 78, p. 173-181, jan. 2015, ISSN : 01491970. DOI : [10.1016/j.pnucene.2014.09.015](https://doi.org/10.1016/j.pnucene.2014.09.015).
- [33] A. H. PERSAD et C. A. WARD, « Expressions for the Evaporation and Condensation Coefficients in the Hertz-Knudsen Relation, » *Chemical Reviews*, t. 116, n° 14, p. 7727-7767, juill. 2016, ISSN : 0009-2665, 1520-6890. DOI : [10.1021/acs.chemrev.5b00511](https://doi.org/10.1021/acs.chemrev.5b00511).
- [34] J. P. DAWSON et J. D. HAYGOOD, « Cryopumping, » *Cryogenics*, t. 5, n° 2, p. 57-67, avr. 1965, ISSN : 0011-2275. DOI : [10.1016/S0011-2275\(65\)80002-9](https://doi.org/10.1016/S0011-2275(65)80002-9).
- [35] J. G. COLLIER et J. R. THOME, *CONVECTIVE BOILING AND CONDENSATION*, Third Edition. OXFORD : Clarendon Press, 1994.
- [36] R. MAREK et J. STRAUB, « Analysis of the evaporation coefficient and the condensation coefficient of water, » *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 44, n° 1, p. 39-53, 2001, ISSN : 0017-9310. DOI : [https://doi.org/10.1016/S0017-9310\(00\)00086-7](https://doi.org/10.1016/S0017-9310(00)00086-7).
- [37] G DAVEY, « Cryopumping in the transition and continuum pressure regions, » *Vacuum*, t. 26, n° 1, p. 17-22, 1976, ISSN : 0042-207X. DOI : [https://doi.org/10.1016/S0042-207X\(76\)80414-9](https://doi.org/10.1016/S0042-207X(76)80414-9).
- [38] M. BLAND, « The Cryopumping of Water Vapour in the Continuum Pressure Region, » *Cryogenics*, t. 15, n° 11, p. 639-643, nov. 1975, ISSN : 00112275. DOI : [10.1016/0011-2275\(75\)90094-6](https://doi.org/10.1016/0011-2275(75)90094-6).
- [39] T. COOK et G. DAVEY, « The Density and Thermal Conductivity of Solid Nitrogen and Carbon Dioxide, » *Cryogenics*, t. 16, n° 6, p. 363-369, juin 1976, ISSN : 00112275. DOI : [10.1016/0011-2275\(76\)90217-4](https://doi.org/10.1016/0011-2275(76)90217-4).
- [40] J.-M. DELHAYE, « Transferts de chaleur : ébullition ou condensation des corps purs, » *Techniques de l'ingénieur Physique énergétique*, n° ref. article : a1560, p. 27, 1990. DOI : [10.51257/a-v1-a1560](https://doi.org/10.51257/a-v1-a1560).
- [41] P. PANDAY, « Transfert en changement de phase - Condensation sur des surfaces lisses, » *Techniques de l'ingénieur Physique énergétique*, n° ref. article : be8238, jan. 2006. DOI : [10.51257/a-v1-be8238](https://doi.org/10.51257/a-v1-be8238).
- [42] I. G. SHEKRILADZE et V. I. GOMELAURI, « Theoretical Study of Laminar Film Condensation of Flowing Vapour, » *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 9, n° 6, p. 581-591, juin 1966, ISSN : 0017-9310. DOI : [10.1016/0017-9310\(66\)90092-5](https://doi.org/10.1016/0017-9310(66)90092-5).
- [43] D. HOMESCU et P. K. PANDAY, « Forced Convection Condensation on a Horizontal Tube : Influence of Turbulence in the Vapor and Liquid Phases, » *Journal of Heat Transfer*, t. 121, n° 4, p. 874-885, nov. 1999, ISSN : 0022-1481, 1528-8943. DOI : [10.1115/1.2826078](https://doi.org/10.1115/1.2826078).
- [44] V. GNIELINSKI, « New Equations for Heat and Mass Transfer in Turbulent Pipe and Channel Flow, » *International Chemical Engineering*, t. 16, n° 2, p. 359-368, 1976.

-
- [45] C. F. COLEBROOK, « TURBULENT FLOW IN PIPES, WITH PARTICULAR REFERENCE TO THE TRANSITION REGION BETWEEN THE SMOOTH AND ROUGH PIPE LAWS. », *Journal of the Institution of Civil Engineers*, t. 11, n° 4, p. 133-156, 1939. DOI : [10.1680/ijoti.1939.13150](https://doi.org/10.1680/ijoti.1939.13150).
- [46] S. GENIĆ, I. ARANDJELOVIĆ, P. KOLENDIĆ, M. JARIĆ, N. BUDIMIR et V. GENIĆ, « A Review of Explicit Approximations of Colebrook's Equation », *FME Transactions*, t. 39, n° 2, p. 67-71, 2011.
- [47] D. J. ZIGRANG et N. D. SYLVESTER, « Explicit Approximations to the Solution of Colebrook's Friction Factor Equation », *AIChE Journal*, t. 28, n° 3, p. 514-515, 1982. DOI : [10.1002/aic.690280323](https://doi.org/10.1002/aic.690280323).
- [48] J. W. DEAN, W. STEWART et J. K. HOFFER, « Temperature Profiles in a Long Gaseous-Helium-Cooled Tube », in *Advances in Cryogenic Engineering*, K. D. TIMMERHAUS, éd. Boston, MA : Springer US, 1978, p. 250-254, ISBN : 978-1-4613-4039-3. DOI : [10.1007/978-1-4613-4039-3_31](https://doi.org/10.1007/978-1-4613-4039-3_31).
- [49] D. DANAY et P. LUDTKE, « Friction Factors for Flow of Near-Critical Helium in Curved Tubes », *Cryogenics*, t. 18, n° 6, p. 345-348, 1978. DOI : [10.1016/0011-2275\(78\)90079-6](https://doi.org/10.1016/0011-2275(78)90079-6).
- [50] I. L. PIORO, R. B. DUFFEY et T. J. DUMOUCHEL, « Hydraulic Resistance of Fluids Flowing in Channels at Supercritical Pressures (Survey) », *Nuclear Engineering and Design*, t. 231, n° 2, p. 187-197, 2004, ISSN : 0029-5493. DOI : [10.1016/j.nucengdes.2004.03.001](https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2004.03.001).
- [51] X. FANG, Y. XU, X. SU et R. SHI, « Pressure Drop and Friction Factor Correlations of Supercritical Flow », *Nuclear Engineering and Design*, t. 242, p. 323-330, 2012, ISSN : 0029-5493. DOI : [10.1016/j.nucengdes.2011.10.041](https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2011.10.041).
- [52] F. W. DITTUS et L. M. K. BOELTER, « Heat Transfer in Automobile Radiators of the Tubular Type », *International Communications in Heat and Mass Transfer*, t. 12, n° 1, p. 3-22, 1930, ISSN : 0735-1933. DOI : [10.1016/0735-1933\(85\)90003-X](https://doi.org/10.1016/0735-1933(85)90003-X).
- [53] B. BAUDOY, G. DEFRESNE, P. DUTHIL et J.-P. THERMEAU, « Transfert de chaleur à basse température », *Techniques de l'ingénieur Froid industriel*, n° ref. article : be9812, p. 27, 2015. DOI : [10.51257/a-v1-be9812](https://doi.org/10.51257/a-v1-be9812).
- [54] P. GIARRATANO, V. ARP et R. SMITH, « Forced Convection Heat Transfer to Supercritical Helium », *Cryogenics*, t. 11, n° 5, p. 385-393, 1971. DOI : [10.1016/0011-2275\(71\)90038-5](https://doi.org/10.1016/0011-2275(71)90038-5).
- [55] P. J. GIARRATANO et M. JONES, « Deterioration of Heat Transfer to Supercritical Helium at 2.5 Atmospheres », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 18, n° 5, p. 649-653, 1975, ISSN : 0017-9310. DOI : [10.1016/0017-9310\(75\)90276-8](https://doi.org/10.1016/0017-9310(75)90276-8).
- [56] D. BRASSINGTON et D. CAIRNS, « Measurements of Forced Convective Heat Transfer to Supercritical Helium », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 20, n° 3, p. 207-214, 1977, ISSN : 0017-9310. DOI : [10.1016/0017-9310\(77\)90207-1](https://doi.org/10.1016/0017-9310(77)90207-1).

- [57] V. BOGACHEV, V. YEROSHENKO et L. YASKIN, « Measurements of Mixed Convection Heat Transfer to Upflow of Supercritical Helium in a Vertical Tube, » *Cryogenics*, t. 24, n° 5, p. 266-270, 1984, ISSN : 0011-2275. DOI : [10.1016/0011-2275\(84\)90156-5](https://doi.org/10.1016/0011-2275(84)90156-5).
- [58] V. BOGACHEV, V. YEROSHENKO, O. SNYITINA et L. YASKIN, « Measurements of Heat Transfer to Supercritical Helium in Vertical Tubes under Forced and Mixed Convection Conditions, » *Cryogenics*, t. 25, n° 4, p. 198-201, 1985, ISSN : 0011-2275. DOI : [10.1016/0011-2275\(85\)90136-5](https://doi.org/10.1016/0011-2275(85)90136-5).
- [59] I. L. PIORO, H. F. KHARTABIL et R. B. DUFFEY, « Heat Transfer to Supercritical Fluids Flowing in Channels—Empirical Correlations (Survey), » *Nuclear Engineering and Design*, 11th International Conference on Nuclear Energy, t. 230, n° 1, p. 69-91, mai 2004, ISSN : 0029-5493. DOI : [10.1016/j.nucengdes.2003.10.010](https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2003.10.010).
- [60] R. B. DUFFEY et I. L. PIORO, « Experimental Heat Transfer of Supercritical Carbon Dioxide Flowing inside Channels (Survey), » *Nuclear Engineering and Design*, t. 235, n° 8, p. 913-924, 2005, ISSN : 0029-5493. DOI : [10.1016/j.nucengdes.2004.11.011](https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2004.11.011).
- [61] B. LAGIER, « Etude thermohydraulique expérimentale et numérique d'une boucle d'hélium supercritique en convection forcée soumise à des pulses périodiques de chaleur, » thèse de doct., Université de Grenoble, mars 2014.
- [62] C HOA, B ROUSSET, B LACROIX et al., « Experimental Characterization of the ITER TF Structure Cooling in HELIOS Test Facility, » *IOP Conference Series : Materials Science and Engineering*, t. 101, p. 012 148, déc. 2015, ISSN : 1757-8981, 1757-899X. DOI : [10.1088/1757-899X/101/1/012148](https://doi.org/10.1088/1757-899X/101/1/012148).
- [63] S VARIN, M PONCET, J ANDRÉ et al., « Characterization of the Venturi Flowmeters for the Control of ITER Magnets, » *IOP Conference Series : Materials Science and Engineering*, t. 502, n° 1, p. 012 166, 2019. DOI : [10.1088/1757-899X/502/1/012166](https://doi.org/10.1088/1757-899X/502/1/012166).
- [64] C. HOA, M. BON-MARDION, P. BONNAY et al., « Investigations of Pulsed Heat Loads on a Forced Flow Supercritical Helium Loop - Part A : Experimental Set Up, » *Cryogenics*, t. 52, n° 7-9, p. 340-348, 2012. DOI : [10.1016/j.cryogenics.2012.02.004](https://doi.org/10.1016/j.cryogenics.2012.02.004).
- [65] P. EMONOT, A. SOUYRI, J. GANDRILLE et F. BARRÉ, « CATHARE-3 : A New System Code for Thermal-Hydraulics in the Context of the NEPTUNE Project, » *Nuclear Engineering and Design*, S0029549311004018, mai 2011, ISSN : 00295493. DOI : [10.1016/j.nucengdes.2011.04.049](https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2011.04.049).
- [66] R. PRÉA, P. FILLION, L. MATTEO, G. MAUGER et A. MEKKAS, « CATHARE-3 V2.1 : The new industrial version of the CATHARE code, » in *ATH'20 - Advances in Thermal Hydraulics 2020*, Palaiseau, France, oct. 2020, <https://www.ans.org/pubs/proceedings/article-49142/>.

-
- [67] D. BESTION, « The Physical Closure Laws in the CATHARE Code, » *Nuclear Engineering and Design*, t. 124, n° 3, p. 229-245, déc. 1990, ISSN : 00295493. DOI : 10.1016/0029-5493(90)90294-8.
- [68] D. BESTION, F. BARRE et B. FAYDIDE, « Methodology, Status and Plans for Development and Assessment of Cathare Code, » Nuclear Regulatory Commission, Washington, DC (United States). Div. of Systems Technology; Nuclear Energy Agency, 75 - Paris (France); SCIENTECH, Inc., Boise, ID (United States), rapp. tech. NUREG/CP-0159; NEA/CSNI/R-(97)4; CONF-961192-, juill. 1997.
- [69] F. BARRE, M. PARENT et B. BRUN, « Advanced Numerical Methods for Thermohydraulics, » *Nuclear Engineering and Design*, t. 145, n° 1-2, p. 147-158, nov. 1993, ISSN : 00295493. DOI : 10.1016/0029-5493(93)90064-G.
- [70] F. BARRE et M. BERNARD, « The CATHARE Code Strategy and Assessment, » *Nuclear Engineering and Design*, t. 124, n° 3, p. 257-284, déc. 1990, ISSN : 00295493. DOI : 10.1016/0029-5493(90)90296-A.
- [71] D. TENCHINE, R. BAVIERE, P. BAZIN et al., « Status of CATHARE Code for Sodium Cooled Fast Reactors, » *Nuclear Engineering and Design*, t. 245, p. 140-152, avr. 2012, ISSN : 00295493. DOI : 10.1016/j.nucengdes.2012.01.019.
- [72] G. MAUGER, N. TAUVERON, F. BENTIVOGLIO et A. RUBY, « On the Dynamic Modeling of Brayton Cycle Power Conversion Systems with the CATHARE-3 Code, » *Energy*, t. 168, p. 1002-1016, fév. 2019, ISSN : 03605442. DOI : 10.1016/j.energy.2018.11.063.
- [73] G. MAUGER et N. TAUVERON, « Modeling of a Cold Thermal Energy Storage for the Flexibility of Thermal Power Plants Coupled to Brayton Cycles, » *Nuclear Engineering and Design*, t. 371, p. 110950, jan. 2021, ISSN : 0029-5493. DOI : 10.1016/j.nucengdes.2020.110950.
- [74] G.-M. MOREAU, Kc. LE THANH, C.-H. BACHELET et D. DURI, « Toward the Chill-down Modeling of Cryogenic Upper-Stage Engines under Microgravity Conditions Using the Thermal-Hydraulic Code COMETE, » in *EUCASS 2015 - 6th European Conference for Aeronautics and Space Sciences*, Cracovie, Poland, juin 2015.
- [75] M ISHII, *Thermo-Fluid Dynamic Theory of Two-Phase Flow*. Paris : Eyrolles, 1975.
- [76] *Cryogenics Material Properties*, <https://trc.nist.gov/cryogenics/materials/materialproperties.htm>.
- [77] « Industrial-Process Control Valves - Part 2-1 : Flow Capacity - Sizing Equations for Fluid Flow under Installed Conditions, » International Electrotechnical Committee, rapp. tech. IEC 60534-2-1.
- [78] L. MATTEO, « Modélisation unidimensionnelle du comportement d'une pompe rotodynamique en fonctionnement normal et accidentel., » thèse de doct., 2019.

- [79] R. M. MANGLIK et A. E. BERGLES, « Heat Transfer and Pressure Drop Correlations for the Rectangular Offset Strip Fin Compact Heat Exchanger, » *Experimental Thermal and Fluid Science*, Aerospace Heat Exchanger Technology, t. 10, n° 2, p. 171-180, fév. 1995, ISSN : 0894-1777. DOI : [10.1016/0894-1777\(94\)00096-Q](https://doi.org/10.1016/0894-1777(94)00096-Q).
- [80] *Chauffage THERMOCOAX*, <https://www.thermocoax.com>.
- [81] *VAT Group AG*, <https://www.vatvalve.com>.
- [82] J. LIENHARD et R. EICHHORN, « Peak Boiling Heat Flux on Cylinders in a Cross Flow, » *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 19, n° 10, p. 1135-1142, 1976. DOI : [10.1016/0017-9310\(76\)90146-0](https://doi.org/10.1016/0017-9310(76)90146-0).
- [83] *Cernox®*, <https://lakeshore.com/products/categories/overview/temperature-products/cryogenic-temperature-sensors/cernox>.
- [84] *Transmetteurs de Pression Keller*, <https://keller-druck.com/fr/produits/transmetteurs-depression>.
- [85] B. JAGER, G. BON MARDION, G. CLAUDET et M. DESMARIS, « Thermal Buffer Made of He I at Constant Volume, » *Cryogenics*, t. 25, n° 10, p. 578-582, oct. 1985, ISSN : 00112275. DOI : [10.1016/0011-2275\(85\)90179-1](https://doi.org/10.1016/0011-2275(85)90179-1).
- [86] B. BAUDOUY, G. DEFRESNE, P. DUTHIL et J.-P. THERMEAU, « Propriétés des matériaux à basse température, » *Techniques de l'ingénieur Froid industriel*, n° ref. article : be9811, p. 22, 2014. DOI : [/10.51257/a-v1-be9811](https://doi.org/10.51257/a-v1-be9811).
- [87] D. SAGMILLER et J. HARTWIG, « Survey of Cryogenic Nitrogen Thermomechanical Property Data Relevant to Outer Solar System Bodies, » *Earth and Space Science*, t. 7, n° 9, e2019EA000640, sept. 2020, ISSN : 2333-5084, 2333-5084. DOI : [10.1029/2019EA000640](https://doi.org/10.1029/2019EA000640).
- [88] I. E. IDEL'CIK, *Mémento Des Pertes de Charge, Coefficients de Pertes de Charge Singulières et de Pertes de Charge Par Frottement* (Collection Du Centre de Recherches et d'essais de Chatou). Paris : Eyrolles, 1969.
- [89] O. ANDERSSON et A. INABA, « Thermal Conductivity of Crystalline and Amorphous Ices and Its Implications on Amorphization and Glassy Water, » *Physical Chemistry Chemical Physics*, t. 7, n° 7, p. 1441-1449, mars 2005, ISSN : 1463-9084. DOI : [10.1039/B500373C](https://doi.org/10.1039/B500373C).

Annexe A.

Calcul du débit sonique entrant dans la section d'essai aux premiers instants de la rupture de vide

Avant l'ouverture de la vanne rapide à l'origine de la rupture de vide, la pression dans la S.E est de l'ordre de 10^{-5} mbar. Le débit d'azote entrant dans l'enceinte à vide est donc sonique au cours des premiers instants suivant l'ouverture de la vanne. Les conditions génératrices de l'écoulement sont la pression et la température atmosphérique (1 bar, 290 K). À partir des relations de Saint-Venant, on établit que le débit est sonique tant que la pression dans l'enceinte ne dépasse pas 528 mbar. Le débit sonique est calculé selon :

$$\dot{m}_{sonique} = \frac{P \cdot S}{\sqrt{T}} \sqrt{\frac{\gamma}{r}} \left(\frac{\gamma + 1}{2} \right)^{-\frac{\gamma + 1}{2(\gamma - 1)}} \quad (\text{A.1})$$

avec S la section de passage minimale du fluide. Si aucun diaphragme n'est installé, celle-ci est la section interne de la vanne rapide (50 mm de diamètre interne). Le débit alors calculé selon l'équation (A.1) est de 460 g.s^{-1} , soit une vitesse de 316 m.s^{-1} à température et densité soniques. La différence de section entre la ligne de rupture de vide et l'enceinte à vide provoque une chute de la vitesse du gaz arrivant dans la S.E. En supposant que le déflecteur installé dans l'enceinte répartit équitablement l'azote de chaque côté de la S.E, la vitesse maximale de l'azote dans l'enceinte passe à seulement $4,5 \text{ m.s}^{-1}$.

Lorsqu'un diaphragme est installé dans la ligne de rupture de vide, la section utilisée pour le calcul du débit sonique est celle de l'orifice. Dans cette situation, il convient d'ajouter à l'équation (A.1) un facteur correspondant au coefficient de débit du diaphragme. Ce coefficient tient compte dans le calcul du débit sonique des frottements et de la contraction des lignes de courant au passage de l'orifice. À l'aide de [88], on détermine que ce coefficient est de 0,62 pour le diaphragme de 3 mm de diamètre, et de 0,65 pour le diaphragme de 15,3 mm. Les débits soniques calculés pour chacun de ces diaphragmes sont respectivement de 1 g.s^{-1} et 28 g.s^{-1} .

Annexe B.

PID d'HELIOS

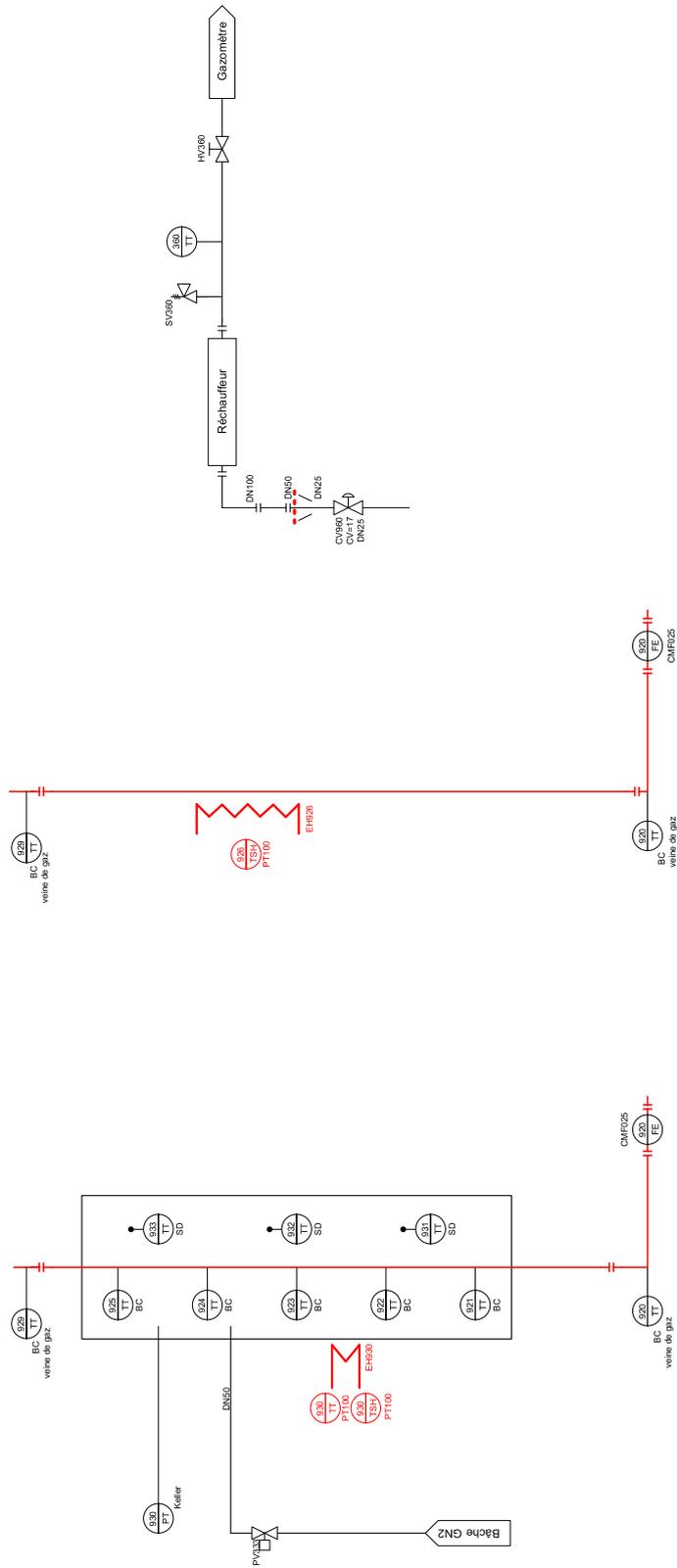


FIGURE B.2. PID des sections d'essai électrique et à rupture de vide, ainsi que de la ligne de décharge du bain

Annexe C.

Positions des sondes de température dans la S.E à rupture de vide

La figure C.1 donne la position des différents thermomètres collés sur la tuyauterie d'hélium et installés dans l'enceinte de la S.E à rupture de vide. La localisation de chaque sonde est donnée par rapport à la bride supérieure. En bleu, on indique la longueur de la manchette de découplage thermique. Elle correspond à la distance entre le dernier thermomètre (TT925) et la fin de la tuyauterie soumise à la perte de vide.

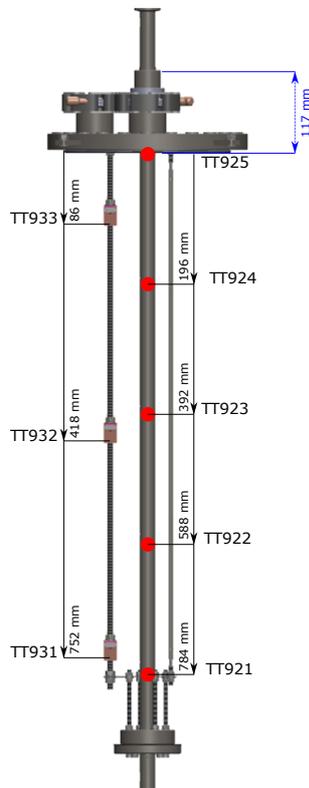


FIGURE C.1. Position de chaque thermomètre installé dans la S.E à rupture de vide

Annexe D.

Détermination des pertes thermiques et correction des mesures de température

Les pertes statiques déposées sur la boucle sont déterminées avec la méthode développée dans [61]. Cette méthode permet à la fois de calculer la perte statique sur les différents tronçons de la boucle supercritique et de déterminer la présence d'un éventuel offset sur la mesure d'un thermomètre.

La boucle supercritique dispose de thermomètres placés en série. L'apport de chaleur au fluide dû à la perte statique sur un tronçon entre deux thermomètres peut être déterminé par bilan enthalpique :

$$\dot{Q}_{perte1 \rightarrow 2} = \dot{m} (h_2 - h_1) \quad (D.1)$$

Avec h_1 et h_2 l'enthalpie du fluide déterminée d'après les conditions de l'écoulement (pression et température), respectivement à la position du 1^{er} et 2^e thermomètre. Cependant, la mesure d'un thermomètre n'est jamais parfaite et est soumise à une erreur plus ou moins importante. Pour de faibles variations de température (quelques Kelvin), il est supposé que l'erreur de mesure est principalement due à un offset. Si la mesure d'un thermomètre présente effectivement un offset, l'écart d'enthalpie mesuré devient :

$$(h_2 - h_1) = \frac{\dot{Q}_{perte1 \rightarrow 2}}{\dot{m}} + \Delta h_{offset} \quad (D.2)$$

Connaissant les valeurs du débit pour les différents points de mesure, il est possible de tracer la variation d'enthalpie mesurée entre deux thermomètres en fonction de l'inverse du débit. La pente de la régression linéaire fournit alors la perte statique sur le tronçon concerné, tandis que l'ordonnée à l'origine donne accès à l'offset de mesure des thermomètres.

Au premier abord, on ne connaît pas la part de chaque thermomètre dans l'offset obtenu. Pour cela, il nous faut disposer d'un thermomètre de référence, dont on suppose connaître parfaitement la température. On choisit généralement un thermomètre positionné directement en sortie

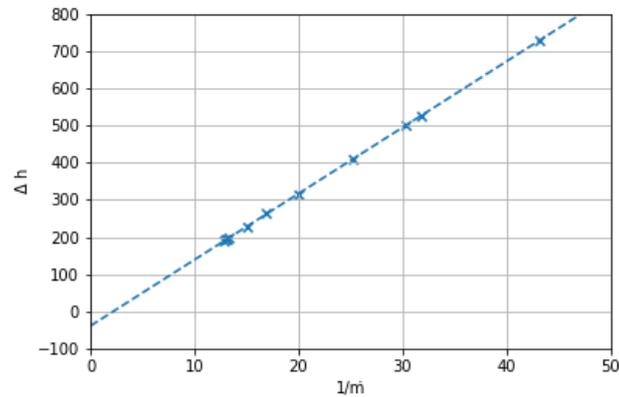


FIGURE D.1. Variations de l'enthalpie entre les thermomètres 2TT959 et 1TT980 en fonction de l'inverse du débit

des échangeurs, où la température de l'hélium supercritique est très proche de celle du bain (température du liquide à saturation), avec seulement quelques dizaines de mK d'écart. À partir de cette référence et en progressant de thermomètre en thermomètre suivant le sens de l'écoulement, on peut corriger successivement l'écart de mesure associé à chaque sonde.

Deux configurations de la boucle peuvent être utilisées pour la détermination des pertes. La première consiste à garder la boucle en condition isochore et à assurer la circulation du fluide avec le circulateur. La perte sur la ligne d'alimentation en amont de CV941 n'est ainsi pas prise en compte et n'influe pas sur le thermomètre 1TT950. Dans ce cas, la méthode décrite ci-dessus ne peut par contre pas être appliquée pour les sondes positionnées en aval du circulateur, puisque la variation d'enthalpie prend en compte le travail du circulateur. Pour estimer la perte statique du circulateur et recalibrer les thermomètres situés après ce dernier, le circulateur est éteint et la mise en circulation de l'hélium est assurée par le réfrigérateur via les lignes de charge et de décharge de la boucle.

Les valeurs des pertes calculées pour la première et la seconde campagne sont données respectivement par les tables D.1 et D.2. Pour chaque campagne, les pertes ont été relevées à quatre reprises, tout au long de la période où se sont déroulés les essais. Les données contenues dans chaque table correspondent à la valeur moyenne des différentes estimations. L'écart maximal avec la perte moyenne est également donné.

	2TT989	1TT950	1TT959	2TT950	TT920	TT929	2TT959	TT980
Pertes [W]	2,7		13,4		0,66		17,2	
Écarts [%]	9,3		8,2		7,6		1,5	

TABLE D.1. – Estimations des pertes thermiques au cours de la première campagne

	2TT989	1TT950	1TT959	2TT950	TT920	TT929	2TT959	TT980
Pertes [W]	2,7		13,3		1,2		16,8	
Écarts [%]	12,1		5,3		5,3		2	

TABLE D.2. – Estimations des pertes thermiques au cours de la seconde campagne

La table D.3 donne la correction appliquée à chaque thermomètre, déduite de l'offset donné par la régression. Seules les sondes dont la mesure a été utilisée pour déterminer une puissance sont concernées.

	2TT989	1TT950	1TT959	2TT950	TT920	TT929	2TT959	TT980
Correction [K]	0	0,012	0	0,019	0	0	-0,0628	-0,0538

TABLE D.3. – Correction appliquée aux thermomètres

Annexe E.

Pilotage de l'installation 400W - HELIOS

E.1. Mise en froid

La mise en froid d'HELIOS est effectuée en même temps que celle de la station 400W (figure E.1). La descente en température est pilotée par le réfrigérateur. Comme la masse à refroidir est bien plus importante dans le réfrigérateur que dans la boucle, la température dans HELIOS suit rapidement la même évolution que la température au bout froid de la 400W.

La mise en froid comporte deux phases. La première est le refroidissement depuis la température ambiante jusqu'à 80 K. Ce premier palier se déroule sur deux jours afin de refroidir de façon très progressive les installations et d'éviter les chocs thermiques sur les échangeurs. Pour ce faire, de l'hélium gaz est mis en circulation dans la boîte froide grâce aux compresseurs et est refroidi à l'azote liquide dans les échangeurs NEF5 et NEF6. La mise en froid de 80 K à 4,5 K constitue la seconde étape et dure une journée. Une fois la première goutte de liquide apparue, il s'ensuit une phase de remplissage des bains d'HELIOS et de la 400W.

Tout au long de la mise en froid, le circulateur d'HELIOS est à l'arrêt. Un débit d'hélium est maintenu dans la boucle grâce à la 400W par l'intermédiaire des lignes de remplissage et de purge. Ces deux lignes sont connectées à la boucle par deux piquages situés proche l'un de l'autre, entre lesquels vient s'intercaler la vanne CV950. Tant que le circulateur n'est pas démarré, cette vanne reste close. La vanne CV949 est maintenue dans une position fixe pendant que la vanne CV941 règle la pression de la boucle supercritique à une valeur entre la pression de la ligne BP et celle de la ligne HP. L'hélium s'écoule alors naturellement dans la boucle depuis la HP avant d'être rejeté dans le bain. La vanne CV940 est également ouverte et règle le débit total de la ligne HP pour permettre la mise en froid de la ligne connectant la HP et le bain d'HELIOS.

Il est possible de démarrer le circulateur une fois que le niveau de liquide dans le bain est suffisant

pour recouvrir totalement les échangeurs. Avant le démarrage, la pression en amont du circulateur est amenée à une valeur supérieure à la pression critique pour ne pas passer dans le domaine diphasique et voir apparaître de la cavitation. La température du fluide en entrée du circulateur doit aussi être inférieure à 10 K pour garantir une densité suffisante et éviter tout décrochage. Lorsque ces conditions sont atteintes, la vanne CV950 est ouverte à son maximum. L'ouverture est suivie immédiatement de la mise en route du circulateur. Une fois le débit établi et le circuit thermalisé, la pression dans la boucle peut être ajustée grâce aux vannes CV941 et CV949.

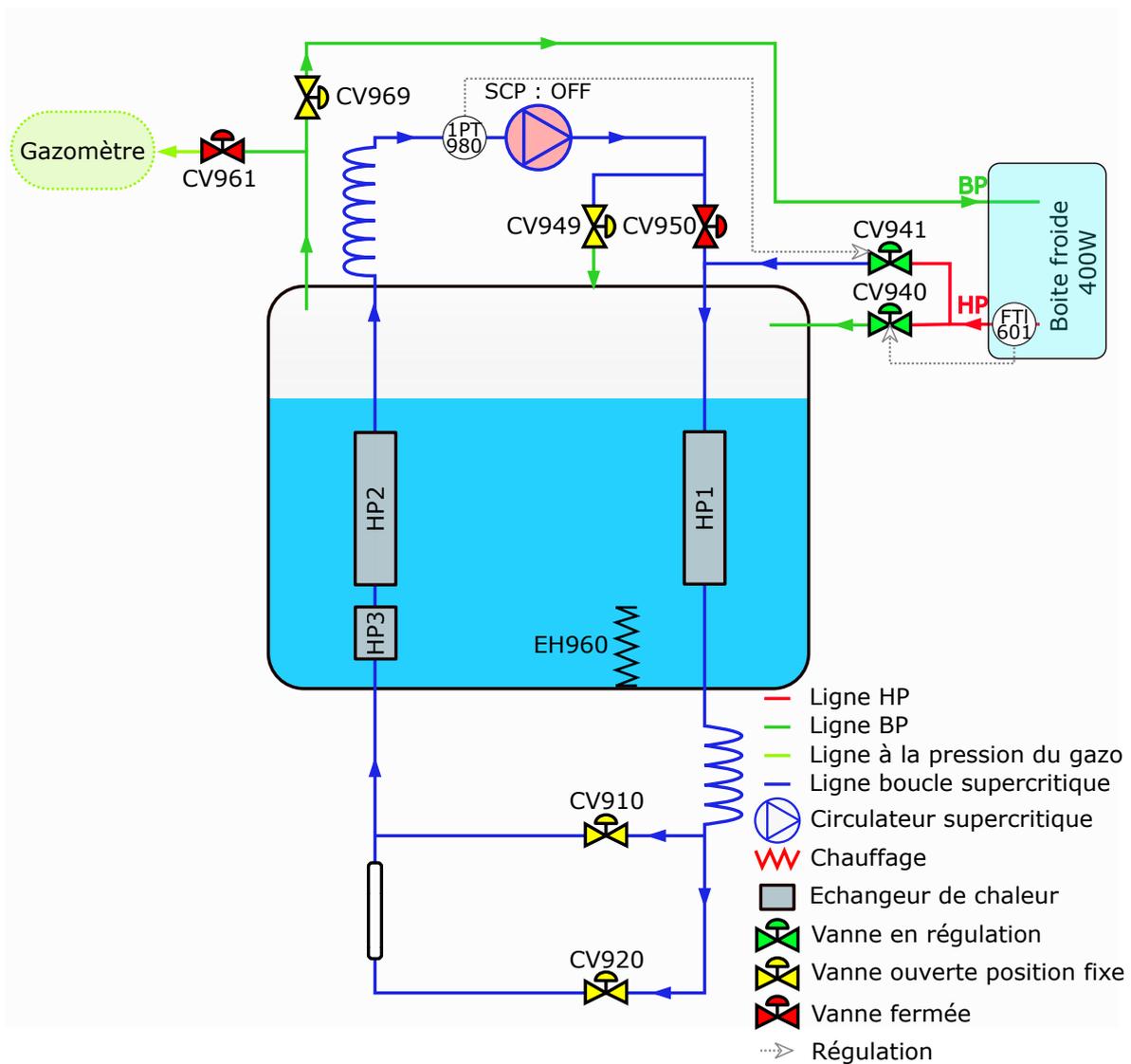


FIGURE E.1. Mise en froid d'HELIOS

E.2. Pilotage élémentaire de la station 400W

À 4,5 K, la station 400W fonctionne en mode réfrigérateur (figure E.2). La connexion au bain d'HELIOS, par l'intermédiaire de la ligne de transfert sous vide, permet d'évacuer la puissance déposée sur la boucle.

L'automate de la 400W ajuste la vitesse du compresseur à vis de 200 kW, l'ouverture de la vanne de bypass et le remplissage de la capacité afin de garder la pression en amont et en aval des compresseurs à respectivement 1,05 et 16 bar. Le débit total entrant dans la boîte froide est mesuré par le débitmètre FEb150 et régulé par la vanne CV155. La vanne CV158 régule la pression mesurée par le capteur PTb233 placé sur la portion de la ligne HP alimentant le bain d'HELIOS. Le débit sur cette ligne est quant à lui piloté par l'automate d'HELIOS, par l'intermédiaire de la vanne CV940. Des seuils d'ouverture minimum sont programmés dans l'automate pour ces trois vannes, afin d'éviter des interruptions de débit en cas de perturbation des conditions dans le réfrigérateur.

Il est primordial que la température TTb130 en sortie de turbine ne passe pas en dessous de 8,5 K. À des températures inférieures, la formation de gouttelettes de liquide pourrait endommager les pales de la turbine. La température TTb130 est régulée par la vanne CV156. Si elle devient trop faible, la vanne se referme. À l'inverse, la vanne s'ouvre lorsque la température est supérieure à la consigne. La vanne CV156 ne régule pas en dessous d'un seuil minimum de 5 % d'ouverture afin de ne pas stopper la turbine, ni même de trop la ralentir au risque d'atteindre des zones de vitesses de rotation où apparaissent des instabilités mécaniques. L'ouverture maximale est fixée à 60 %. L'objectif de ce seuil supérieur est de permettre une plus grande réactivité de la régulation, en évitant de grandes valeurs d'ouvertures où la vanne n'influe presque pas le débit.

Le niveau de liquide dans le pot NS1 est régulé par l'intermédiaire du chauffage NCR22. Le remplissage n'est possible que si la température en amont de la vanne CV155 est inférieure à 7,5 K ; au delà la détente ne produit pas de liquide. Le débit passant dans ce bain est égal au débit total entrant dans la boîte froide auquel se soustrait celui détourné vers HELIOS. La quantité de liquide produit dans le pot NS1 dépend donc également de ces deux variables.

En fonctionnement à 4,5 K, le circuit **Très Basse Pression (TBP)** de la boîte froide et la **PAL** ne sont pas utilisés. Cette portion du réfrigérateur est isolée par la fermeture des vannes CV171 et CV159.

E.3. Configuration de repli

Cet état (figure E.3) correspond à celui dans lequel se trouve la boucle une fois mise en froid, circulateur démarré, lorsqu'aucun essai n'est en cours. Pour les raisons évoquées précédemment, ce mode de fonctionnement limite les besoins en puissance de réfrigération et permet un fonction-

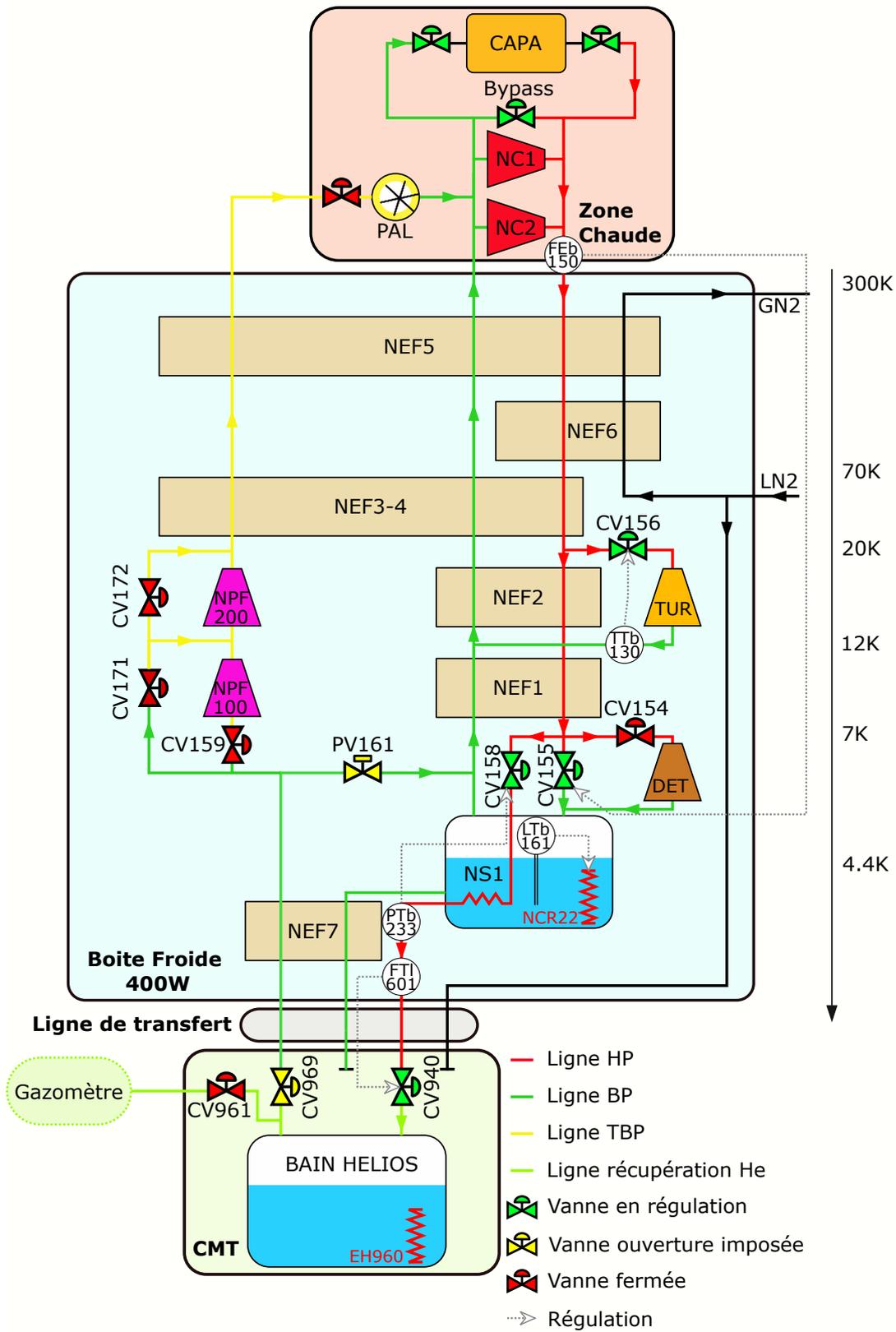


FIGURE E.2. Régulations sur la station 400W

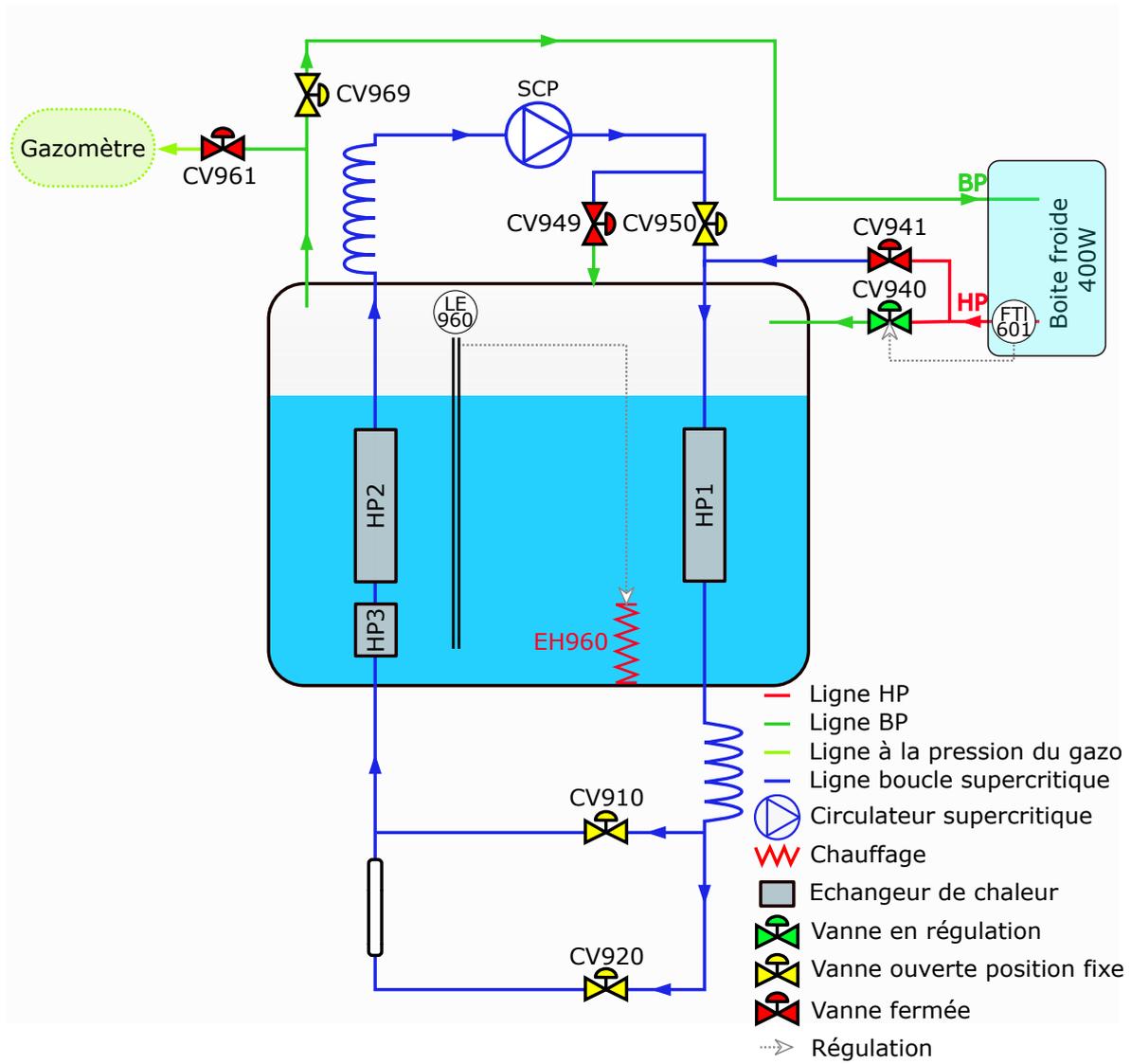


FIGURE E.3. La boucle HELIOS en configuration de repli

nement stable d'HELIOS et de la station 400W. Cette phase sert de point de départ pour amener la boucle aux conditions initiales des différents essais.

Le circulateur a au préalable été démarré et la pression en amont ajustée grâce à une régulation sur la vanne CV941 ou CV949 (la régulation de la pression PT980 est disponible sur les deux vannes, avec une vanne qui assure la régulation et l'autre en position fixe). La vitesse du circulateur est alors maintenue constante et la boucle passée en configuration isochore avec la fermeture des vannes CV941 et CV949. La vitesse du circulateur reste inférieure à 5000 tr/min pour limiter la puissance de réfrigération demandée au réfrigérateur. La vanne CV950 est ouverte à son maximum. L'ouverture des vannes CV910 et CV920 est ajustée manuellement de manière à garantir un débit suffisant sur la ligne de bypass et dans la section d'essai. Une régulation de ces débits par l'automate est également possible, mais les conditions dans la boucle étant stables dans cette configuration, celle-ci n'a été que peu utilisée. Pour la première campagne d'essai avec la S.E électrique, le chauffage est gardé constamment éteint en dehors des essais. Pour la seconde campagne, l'enceinte à vide est connectée au groupe de pompage afin de maintenir un vide secondaire¹.

Le bain d'HELIOS est déconnecté du système de récupération d'hélium (CV961 fermée) et est couplé à la station 400W. La vanne CV940 régule le débit total provenant de la 400W, mesuré par le débitmètre Coriolis FTI601. Ce débit doit être suffisant pour que la quantité de liquide formée lors de la détente compense les pertes thermiques reçues par la boucle et le bain et permette la régulation de niveau. Celle-ci est assurée par le chauffage du bain qui évapore l'excès de liquide. Le débit soutiré à la 400W par la vanne CV940 doit tout de même rester raisonnable, pour ne pas dépasser la puissance de réfrigération disponible et pénaliser le remplissage du bain NS1. Les vapeurs froides retournent au 400W via la ligne BP. La vanne CV969 est ouverte à son maximum, si bien que la pression du bain ne varie que très peu autour de 1,15 bar.

Au cours de la seconde campagne, la température de l'enceinte à vide de la S.E mesurée par la sonde TT930 (figure 3.19) est régulée au cours de cette phase. L'enveloppe de l'enceinte à vide peut être refroidie ou réchauffée, respectivement grâce au serpentin de thermalisation où circule de l'azote liquide en provenance de la station 400W et aux chauffages électriques collés à l'extérieur de la S.E. Le débit d'azote liquide est contrôlé par le biais d'une vanne interne au réfrigérateur, tandis qu'une alimentation électrique pilotable ajuste la puissance de chauffage.

1. Pression mesurée en entrée de pompe à vide dans la gamme 10^{-5} mbar.

E.4. Réalisation des essais en configuration bain ouvert : décharge des vapeurs d'hélium

On décrit ici le protocole utilisé pour la réalisation d'essai sur **HELIOS** avec le bain en position dite "ouverte" pour chaque campagne d'essai. La séquence d'essai se déroule en trois étapes : le passage d'**HELIOS** de sa configuration de repli en équilibre avec le 400W à un état « prêt pour l'essai », la réalisation de l'essai en lui même, ainsi que la récupération de la boucle à la fin de l'essai et la remise en configuration de repli. Entre la première campagne et la seconde campagne, les protocoles diffèrent légèrement du fait de l'utilisation de deux **S.E** distinctes. Quand cela est nécessaire, une distinction entre les deux campagnes d'essais sera faite dans la description du pilotage de l'installation qui s'en suit.

E.4.1. Étape 1 : passage de la configuration de repli à l'état « prêt pour l'essai »

La boucle est initialement dans sa configuration de repli avec son bain connecté à la station 400W. La vanne CV961 est à ce moment toujours fermée et isole le bain du système de récupération d'hélium (E.3). Dans ce mode de fonctionnement, la pression du bain est de l'ordre de 1,15 bar.

Afin de connecter le bain d'**HELIOS** au circuit de récupération des vapeurs d'hélium, la pression interne du bain doit au préalable être abaissée à 1 bar. Le pompage du bain à une pression inférieure à 1,15 bar ne peut être effectué avec les compresseurs à vis du réfrigérateur, puisque leur pression d'admission est de 1,05 bar. Pour cela, il est nécessaire de recourir au circuit **TBP** de la station 400W et à sa **PAL**. La faible différence de pression entre le bain et la pression en amont des compresseurs à vis permet de se passer des compresseurs froids.

Avant de commencer la phase de pompage du bain, la régulation de niveau est désactivée. La dépressurisation du bain cause momentanément une hausse de la hauteur de liquide mesurée par les sondes de niveau. Cette augmentation n'est pas due à un volume de liquide plus important dans la cuve, mais à l'accroissement du volume de gaz sous forme de bulles dans le liquide (niveau gonflé). L'extinction du chauffage du bain EH960 évite ainsi à la régulation d'évaporer trop de liquide en réaction à un volume de liquide trop élevé seulement en apparence. Le pompage débute avec la connection de la **PAL** au bain via l'ouverture de la vanne CV171 (figure E.4). Au même moment, la vanne PV161 se ferme pour éviter de pomper sur le bain NS1. À partir de ce moment, l'ensemble des vapeurs provenant du bain d'**HELIOS** transite par le circuit **TBP** de la 400W et passe au travers de la **PAL**. Les compresseurs froid, inutilisés, sont bypassés. La vanne de bypass CV172 est maintenue à pleine ouverture tandis que la vanne CV159 en amont du premier compresseur reste fermée. La pression en amont de la **PAL** est de l'ordre de 100 mbar. La perte de charge se fait presque exclusivement dans la vanne juste en amont de la pompe. Cette vanne garde une ouverture fixe tout le long de la phase de dépressurisation. La régulation du

débit traversant la PAL est assurée manuellement en jouant sur l'ouverture de la vanne CV171. Il est important que ce débit reste raisonnable (de l'ordre de 14 g.s^{-1}), afin de ne pas surcharger les deux compresseurs à vis.

Durant la première partie du pompage, le bain continue d'être alimenté en hélium par la station 400W afin de compenser la vaporisation du liquide. La régulation est identique à la configuration de repli, avec la vanne CV940 qui régule le débit fourni par la ligne HP et la vanne CV158 en régulation de pression. Le circulateur est accéléré à la vitesse souhaitée et les ouvertures des vannes CV910 et CV920 sont réglées afin d'obtenir les débits souhaités pour l'essai. Cette consigne d'ouverture n'est pas régulée en fonction d'une grandeur physique et est maintenue constante tout au long de l'essai. Ce choix est justifié par les variations très brusques des conditions dans la boucle au cours du pulse, qui pourraient mener à des problèmes de stabilité de la régulation. Les ouvertures correspondantes aux valeurs de débit souhaitées ont été déterminées au préalable pour atteindre rapidement les conditions souhaitées.

Avec la diminution de la pression dans le bain, le ΔP aux bornes de la vanne en amont de la PAL décroît également et le débit au travers de la pompe chute. Lorsque ce débit n'est plus capable de compenser le débit de vapeur produit par le flash dans la vanne CV940, le bain ne peut être dépressurisé d'avantage. Pour terminer le pompage, l'alimentation du bain est coupée et HELIOS se retrouve alors déconnecté de la HP du réfrigérateur². Lorsque la pression du bain atteint 1 bar, HELIOS est aussi isolé de la ligne BP du réfrigérateur avec la fermeture de la vanne CV969, tandis que la vanne CV961 est immédiatement ouverte pour relier le bain au gazomètre. Le fonctionnement de la boucle est alors indépendant de celui du réfrigérateur et les vapeurs froides sont évacuées vers le gazomètre. Il s'ensuit une phase de stabilisation de quelques minutes, afin de s'assurer que les essais débutent depuis un état stable. Le débit de vapeur transféré au gazomètre se stabilise et n'est alors dû qu'aux pertes thermiques et à la puissance injectée par le circulateur.

Dans le cas de la seconde campagne, la S.E doit également être conditionnée afin d'être prête pour le début de l'essai. L'enceinte à vide de la S.E est isolée de la ligne de pompage par fermeture d'une vanne manuelle, afin de protéger les pompes à vide primaire et secondaire de la pressurisation rapide du circuit. La régulation de température appliquée à la paroi de l'enceinte à vide de la S.E est également coupée ; les chauffages sont éteints et la circulation d'azote liquide est coupée.

2. Pour la première campagne, l'alimentation du bain est coupée via la fermeture de la vanne CV158 de la station 400W à cause d'une fuite sur la ligne de connexion avec la CMT, et la vanne CV940 est maintenue ouverte à 50 %. Pour la seconde campagne, la vanne CV940 est fermée pour déconnecter le bain de la HP.

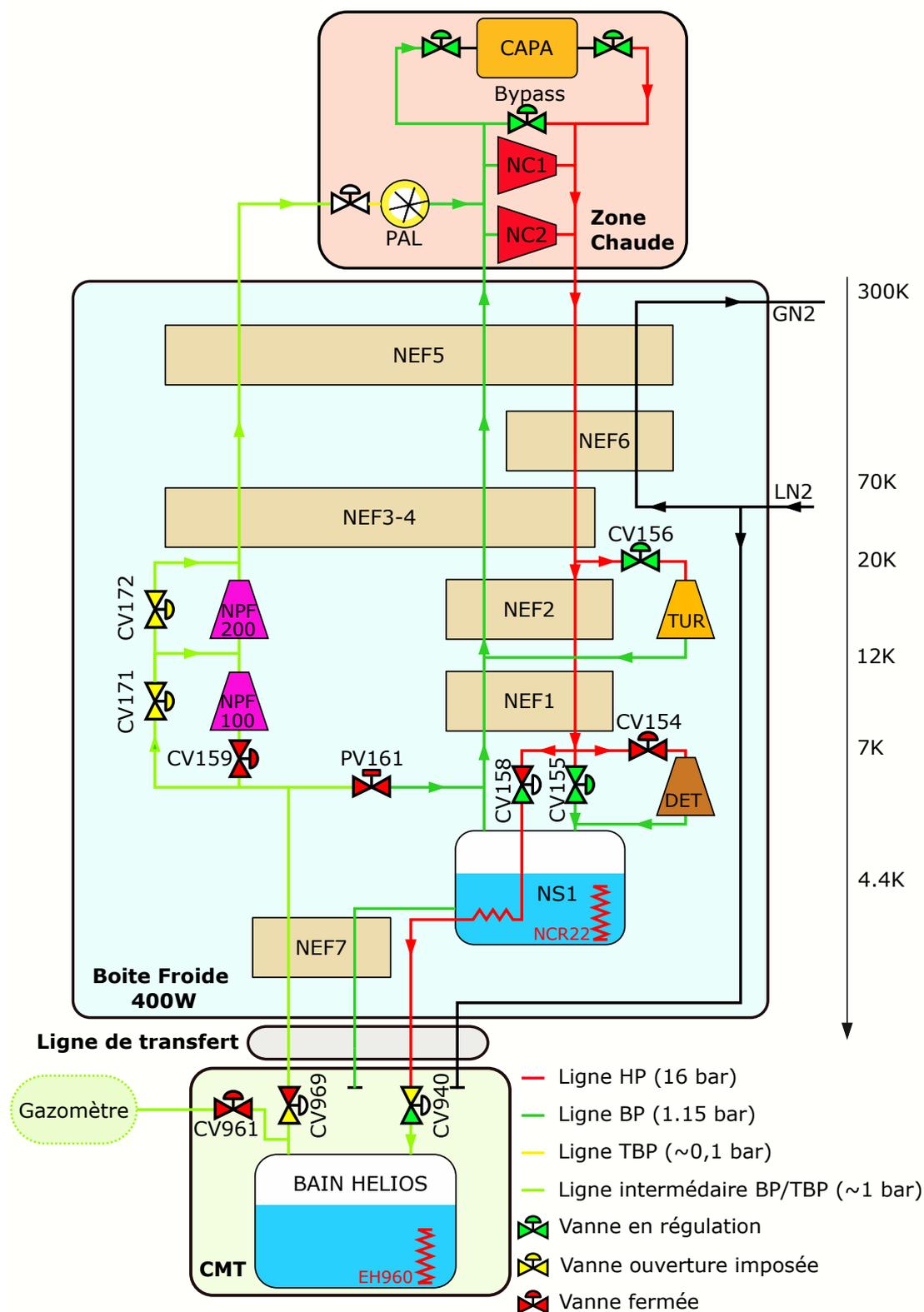


FIGURE E.4. Contrôle de la 400W et de la boucle lors de la phase de pompage du bain d'HELIOS

E.4.2. Étape 2 : Réalisation de l'essai

Cas de la première campagne, section d'essai électrique

La phase d'application de la puissance thermique dans la section d'essai est lancée dès que les conditions dans la boucle supercritique et dans le bain sont stables. Sur signal de l'opérateur, l'automate active le chauffage conformément à la consigne de puissance renseignée. Une consigne de durée du pulse est également fournie pour couper automatiquement le dépôt de puissance une fois ce temps écoulé. La durée de chauffage est déterminée de manière à ce que le volume de vapeur transféré au circuit de récupération ne dépasse pas, une fois réchauffé, le volume disponible dans le gazomètre. Tout au long du pulse, les vannes de la boucle conservent leur position et le circulateur reste à vitesse constante.

Cas de la seconde campagne, section d'essai à rupture de vide

Pour la seconde campagne, la séquence d'essai n'a pas été automatisée. Une fois les conditions dans HELIOS stabilisées, la vanne rapide de rupture de vide est ouverte et le transitoire de rupture de vide débute. La puissance déposée étant inconnue, un des opérateurs doit effectuer un contrôle visuel du niveau de remplissage de la bache du gazomètre. La vanne de rupture de vide est maintenue ouverte tant que le gazomètre est en capacité de recueillir du gaz. À la fin de l'essai, le dépôt de puissance sur la boucle supercritique est stoppé par la fermeture de la vanne CV920, puis de la vanne de rupture de vide³. Comme pour la première campagne, la position des vannes et le régime du circulateur sont maintenus constants tout au long de l'essai.

E.4.3. Étape 3 : Fin de l'essai et remise en configuration de repli

Au cours de l'essai, le rejet d'un fort débit de vapeur d'hélium entraîne de la perte de charge dans le circuit de récupération et une montée en pression du bain. Une fois l'apport de puissance sur la boucle supercritique terminé, la vanne CV961 est maintenue ouverte le temps que la pression dans le bain redescend à environ 1 bar. La vanne est alors fermée pour déconnecter HELIOS du gazomètre. L'ensemble des vannes du bain demeurent fermées le temps que la pression de la cuve remonte à la pression de la BP. Au cours de la pressurisation du bain, le circulateur est ralenti à sa vitesse en position de repli. Lors de la première campagne, on joue sur l'ouverture des des deux vannes CV910 et CV920 afin de garantir un débit suffisant le maintien en froid des différentes lignes. Pour la seconde campagne, il est impératif de laisser la vanne CV920 fermée pour assurer le réchauffement et le pompage de la S.E. Seule l'ouverture de la vanne CV910 est ajustée dans ce cas. Lorsque la pression du bain atteint 1,15 bar, la vanne CV969 est ouverte à 100 %. L'alimentation du bain est progressivement rétablie avec l'ouverture de la vanne CV158. Cette vanne est remise en régulation de pression une fois la ligne d'alimentation d'HELIOS thermalisée. La

3. Il est préférable de fermer en premier la vanne CV920 afin de couper l'alimentation de la S.E en hélium supercritique. On limite ainsi la formation de glace d'azote une fois que l'enceinte à vide de la S.E est de nouveau isolée de la bache d'azote.

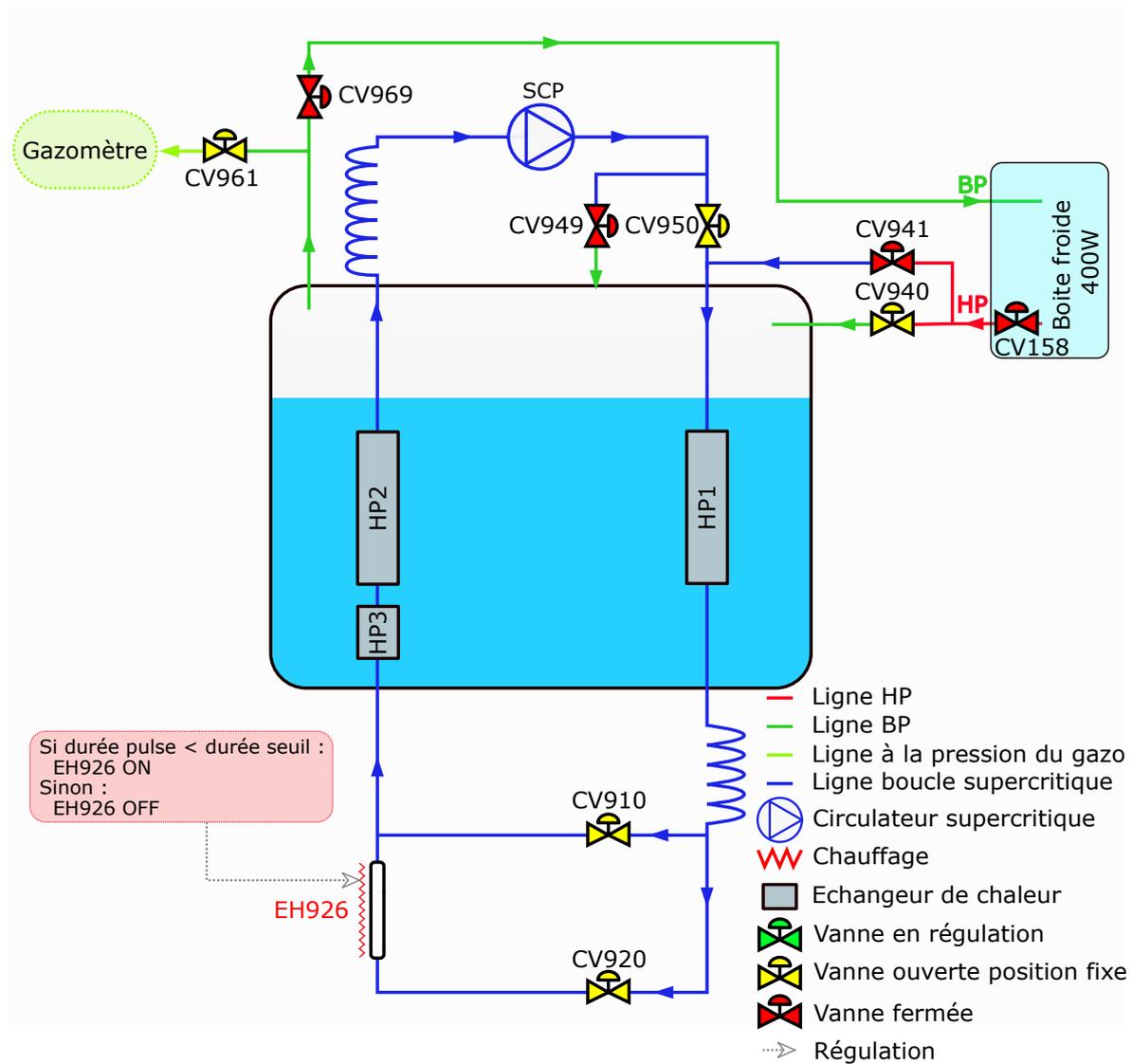


FIGURE E.5. La boucle HELIOS en configuration bain ouvert avec la section d'essai électrique au cours de la première campagne d'essai

régulation de débit de la vanne CV940 est aussi réactivée, à un niveau garantissant à la fois le remplissage du bain et le bon fonctionnement de la station 400W.

Pour remettre en pompage l'enceinte de la S.E à rupture de vide, l'azote condensé doit être évaporé. Pour cela, les chauffages collés sur la virole de l'enceinte sont activés pour réchauffer la paroi. La température mesurée par la sonde TT930 collée à l'extérieur de l'enceinte à vide peut alors monter jusqu'à 300 K. Il est important de monter haut en température afin d'évaporer l'ensemble de l'azote condensé dans des temps raisonnables. L'intérieur de la S.E ne dispose pas de chauffage et le transfert thermique avec les parois chaudes de l'enceinte n'a lieu que par convection naturelle. Pour améliorer l'échange, une bouteille d'hélium permet d'injecter de l'hélium gazeux dans l'enceinte de la S.E pour servir de gaz d'échange. Le pompage ne peut débuter que lorsqu'il ne reste plus de condensat. Pour cela, la durée de la phase de réchauffage est de l'ordre de 6 h⁴. Une fois le liquide entièrement évaporé, le pompage dans l'enceinte à vide de la S.E peut être lancé. Si nécessaire, la circulation d'azote liquide pour la thermalisation de l'enceinte peut être lancée une fois que le niveau de vide mesuré atteint 10^{-5} mbar.

E.5. Réalisation des essais en configuration bain fermé : montée en pression isochore du bain

Au cours des essais en configuration bain fermé, HELIOS est déconnectée de la station 400W et reste isolée tout au long de l'essai. La séquence se déroule selon les mêmes étapes que les essais en bain ouvert : le passage d'HELIOS de sa configuration de repli en équilibre avec le 400W à un état « prêt pour l'essai », la réalisation de l'essai, et pour finir la remise de la boucle en configuration de repli une fois l'essai terminé.

La configuration bain fermé n'a été utilisée qu'au cours de la première campagne, pour les essais de mise au point avec la S.E électrique. Seul ce cas est traité ici, mais le pilotage de l'installation détaillé ici peut facilement être réutilisé pour réaliser des essais de rupture de vide.

E.5.1. Étape 1 : passage de la configuration de repli à l'état « prêt pour application du chauffage dans la section d'essai »

La boucle HELIOS est initialement connectée à la station 400W et maintenue dans sa configuration de repli. Avant de commencer la mise en condition, la hauteur de liquide dans le bain d'HELIOS doit être légèrement supérieure au niveau auquel on souhaite débuter l'essai bain

4. Ce temps pourra-être réduit dans le futur avec l'ajout d'un chauffage sur le fond bombé de l'enceinte à vide. Du fait du positionnement vertical de l'enceinte, l'azote liquide coule et s'accumule dans le fond bombé et dans le volume compris entre le soufflet et le tuyau d'hélium. Avec la faible conductivité thermique de l'inox, cette zone est particulièrement délicate à réchauffer. Il s'est également révélé plus difficile que prévu de réchauffer les extrémités de la S.E. L'ajout d'un chauffage sur les portions de tuyauterie d'hélium en amont et en aval de la S.E pourrait être une solution pour améliorer le réchauffage de ces zones.

fermé. Cette précaution permet d'éviter un niveau trop faible au moment de l'isolement du bain, qu'il serait alors impossible de compenser sans mettre fin à la séquence d'essai.

Le débit entrant dans le bain, régulé par la vanne CV940, est augmenté de manière à accroître la puissance de réfrigération disponible. Le circulateur est alors accéléré de sa vitesse en position de repli jusqu'à la vitesse de rotation souhaitée pour l'essai. L'accroissement du débit au travers de la CV940 assure une production de liquide suffisante dans le bain d'HELIOS pour compenser le surplus d'énergie déposé par le circulateur. La régulation du niveau par le chauffage du bain peut ainsi continuer. Cependant, en privilégiant l'alimentation d'HELIOS, le débit disponible pour le bain NS1 diminue et le niveau de liquide dans le pot commence à chuter. Le reste de la mise en condition de la boucle doit donc s'effectuer avant l'assèchement du bain de la 400W.

Les débits dans la section d'essai et dans la ligne de bypass sont réglés manuellement, en ajustant la consigne d'ouverture des vannes CV920 et CV910. Une fois la pression de la boucle et les débits stabilisés, le bain d'HELIOS est déconnecté du réfrigérateur. La première étape consiste à désactiver la régulation du niveau et éteindre le chauffage du bain EH960. Le bain est alors isolé de la ligne HP du réfrigérateur en coupant l'arrivée d'hélium. Dès que la ligne d'alimentation du bain est purgée et que le débit de vapeur froide retournant vers la 400W se stabilise, la vanne CV969 est fermée. HELIOS est alors totalement déconnecté de la station 400W.

E.5.2. Étape 2 : Réalisation de l'essai

La pressurisation du bain commence dès la fermeture de la vanne CV969. Pour éviter une dérive trop importante des conditions dans la boucle, la phase d'injection de puissance via le cordon chauffant de la S.E est immédiatement lancée.

Le chauffage est activé par l'automate sur signal de l'opérateur. Le profil de la charge thermique appliquée est toujours un créneau. La puissance de chauffage est au préalable renseignée à l'automate. Afin d'éviter les suppressions ou une décharge trop brutale du bain pressurisé, la fin du pulse est gérée par l'automate. Pour cela, l'opérateur indique également à l'automate une pression seuil P_{seuil} . Lorsque la pression mesurée par le capteur 1PT960 dépasse la valeur de P_{seuil} , l'automate coupe automatiquement l'alimentation du chauffage de la section d'essai. Il active simultanément la réouverture de la vanne CV969 avec une ouverture fixée à 25 %.

E.5.3. Étape 3 : Fin de l'essai et remise en configuration de repli

Une fois la phase de chauffage terminée, l'ouverture automatique de la vanne CV969 permet la décharge progressive du bain d'HELIOS depuis la pression seuil jusqu'à 1,15 bar. Le taux d'ouverture de la vanne est choisi de manière à ce que le débit de retour vers la 400W ne dépasse $20 \text{ g}\cdot\text{s}^{-1}$ lorsque le bain est pressurisé à 1.8 bar. Cette méthode a pour avantage d'être simple à mettre en œuvre puisqu'aucune régulation PID n'est nécessaire. La décharge du bain s'effectue d'elle

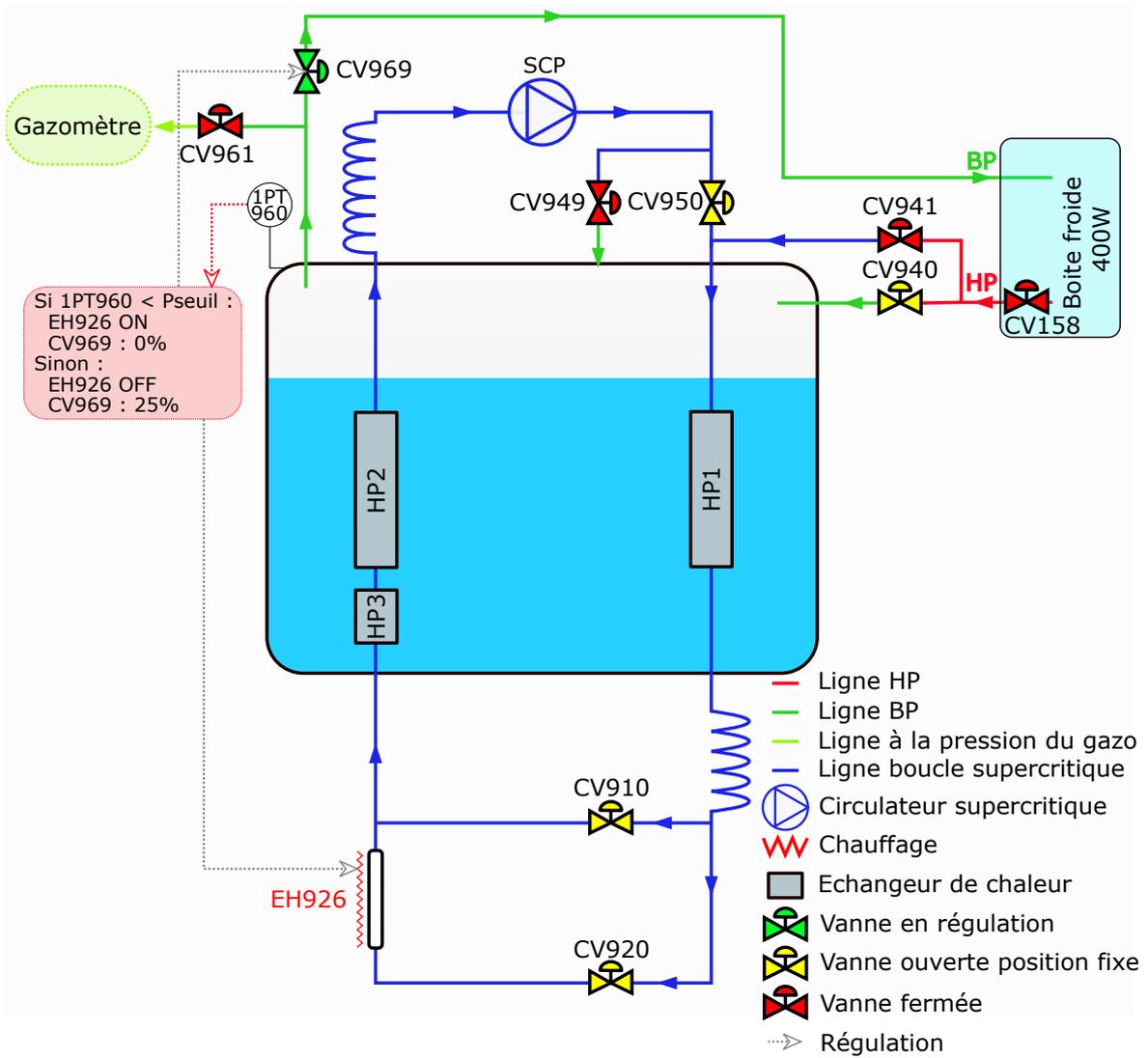


FIGURE E.6. La boucle HELIOS en configuration bain fermé

même, avec un débit maximum prévisible de façon fiable. Ce débit est également indépendant de la puissance injectée, il ne dépend que de la pression finale du bain (P_{seuil}) et du taux d'ouverture de la vanne imposée par l'automate. La phase de décharge du bain est donc identique pour les différents essais.

Pour accélérer la dépressurisation du bain, le circulateur est ralenti dès la fin du pulse jusqu'à sa vitesse de rotation en configuration de repli. Si besoin, la position des vannes CV910 et CV920 est modifiée pour garantir un débit suffisant dans les deux branches du circuit supercritique.

Une fois le bain revenu à la pression de la ligne BP, la vanne CV158 est réouverte. La vanne CV940 est maintenue en ouverture fixe à 50 %, le temps que la ligne d'alimentation du bain soit de nouveau thermalisée et que le débit se stabilise. Elle est ensuite remise en régulation sur le débit mesuré par FTI601. La régulation du niveau du bain par le chauffage EH960 est réactivée.

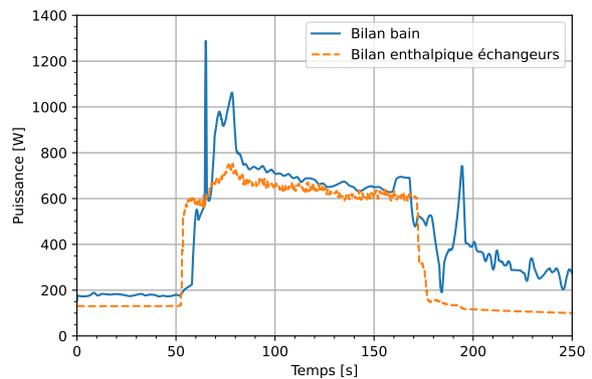
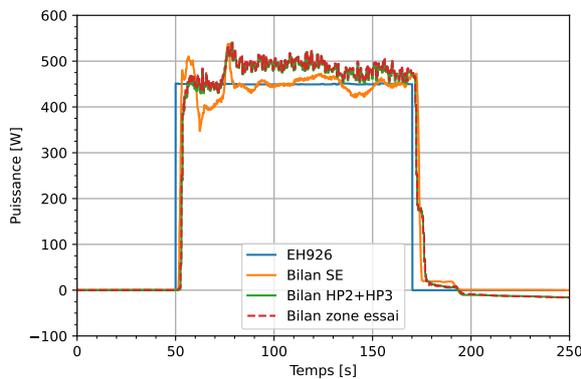
La décharge du bain d'HELIOS provoque une chute importante du niveau de liquide. Le retour de vapeurs froides engendré est bénéfique à la production de liquide dans le bain du réfrigérateur. La 400W est donc configurée au cours de la décharge de manière à produire le plus de liquide possible. Cette réserve de liquide est ensuite utilisée pour rétablir le niveau dans le bain d'HELIOS, en permettant de tirer d'avantage de débit de la 400W. Une fois que le niveau souhaité est atteint dans HELIOS, le débit régulé par CV940 est ajusté de manière à conserver un niveau fixe et la boucle est de nouveau dans sa configuration de repli. Le niveau dans le bain de la boîte froide peut alors être refait si nécessaire.

Annexe F.

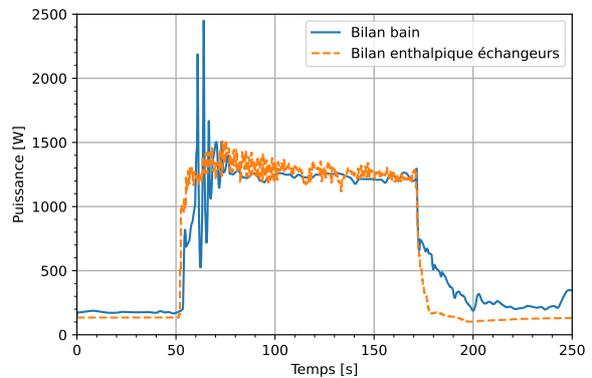
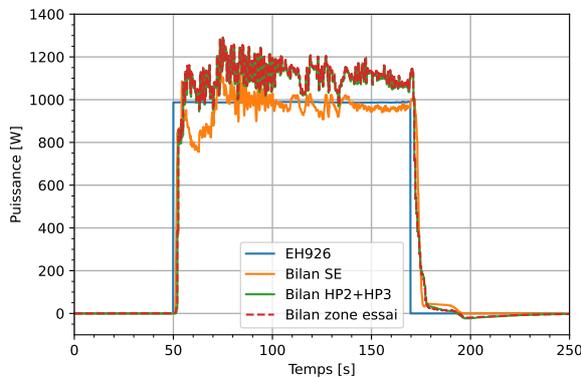
Courbes de puissances calculées aux cours de la première campagne expérimentale

F.1. Essais en configuration bain ouvert

Essai 1

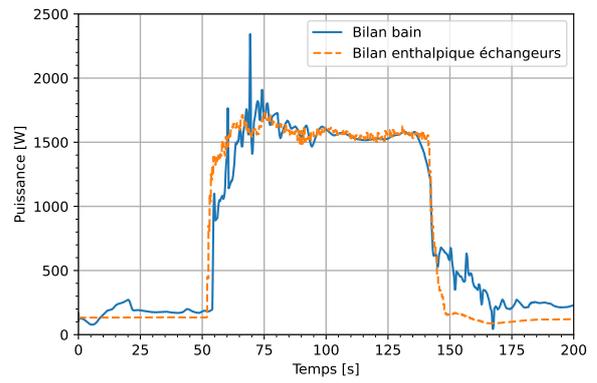
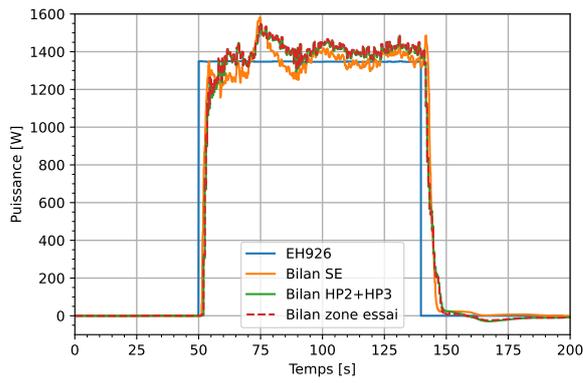


Essai 2

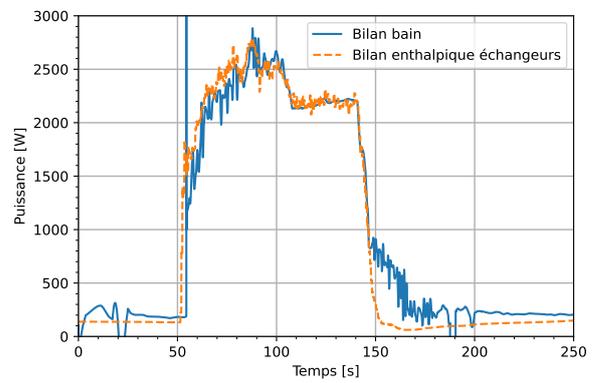
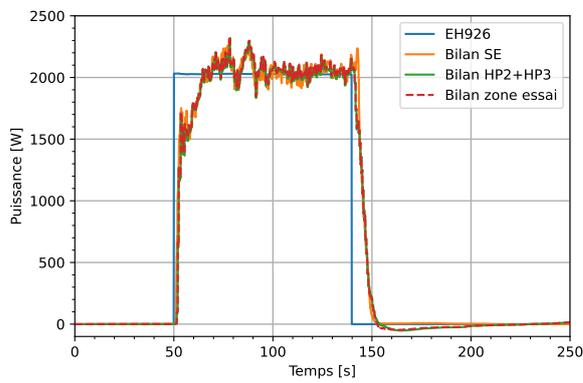


Essai 3

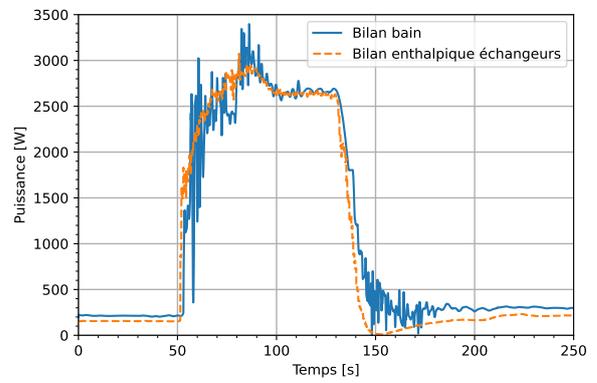
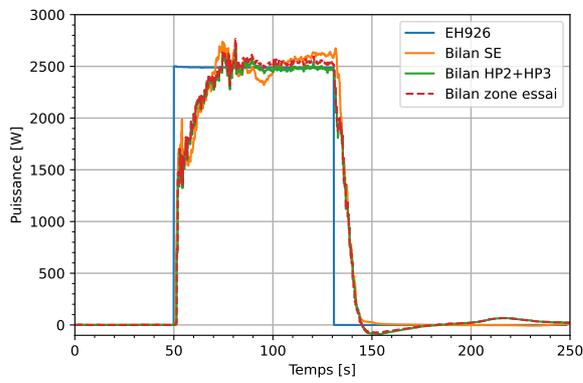
Annexe F. Courbes de puissances calculées aux cours de la première campagne expérimentale



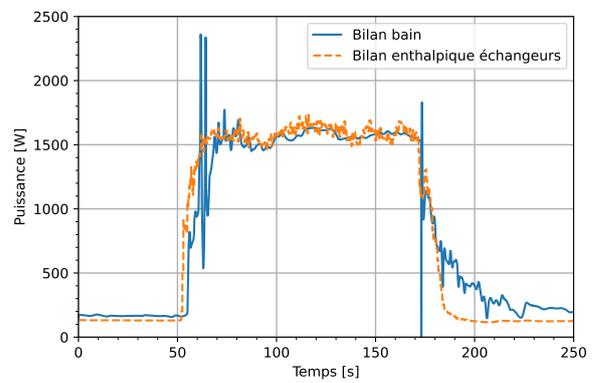
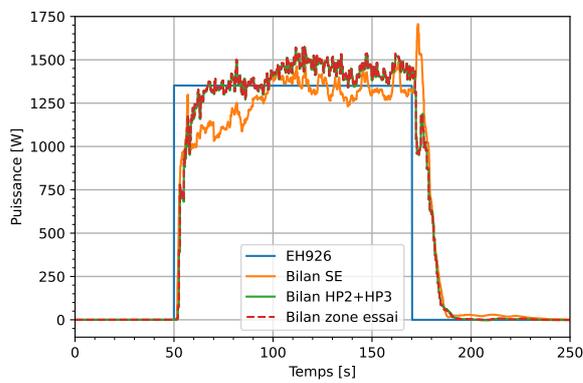
Essai 4



Essai 5



Essai 6



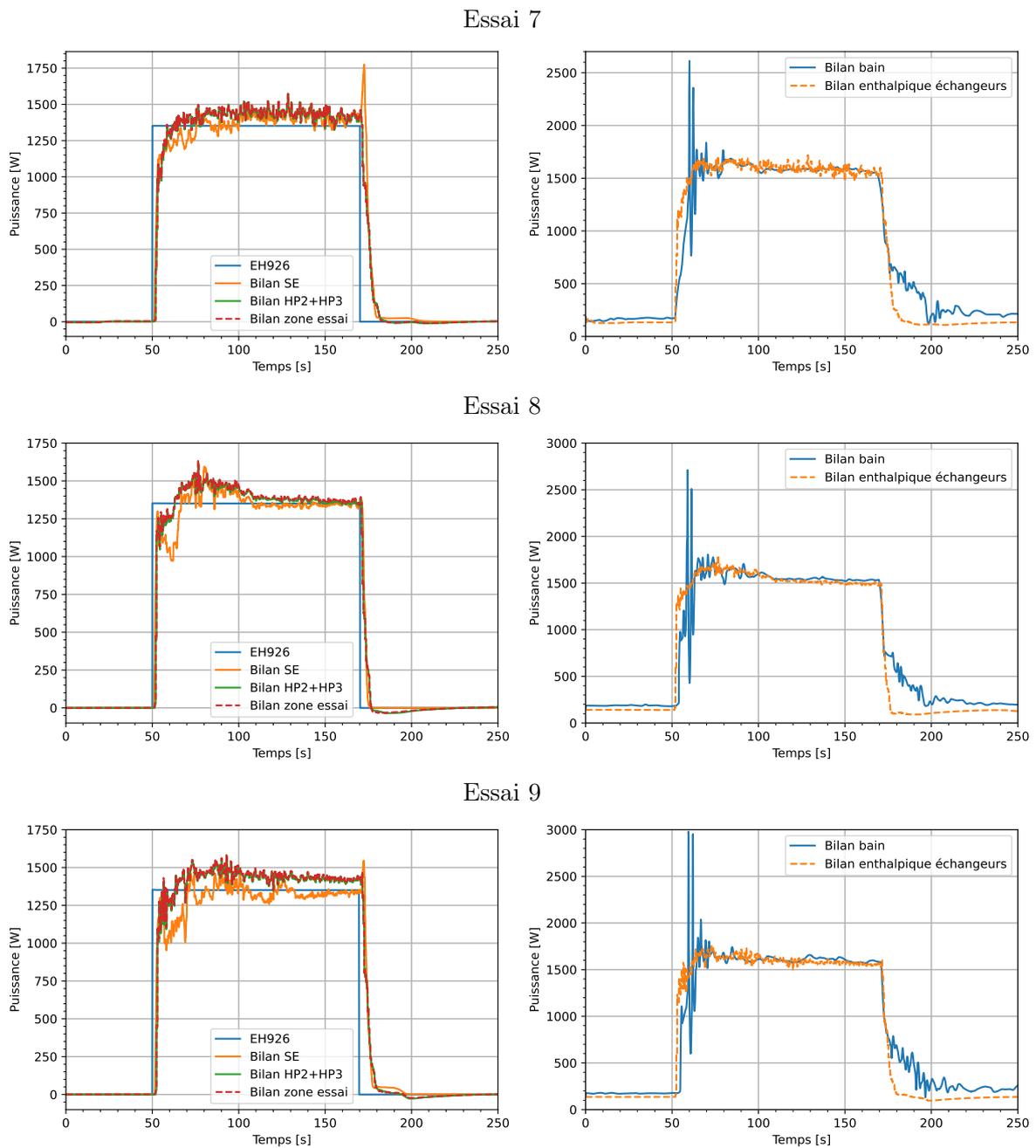
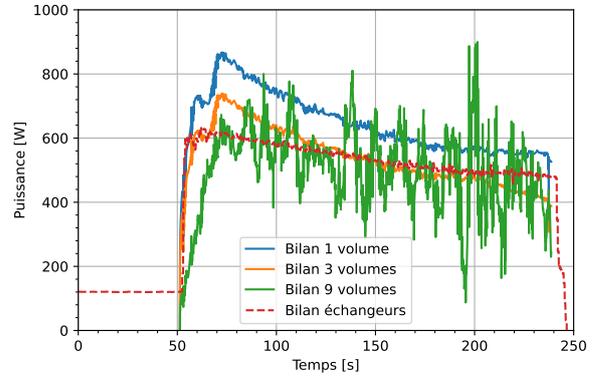
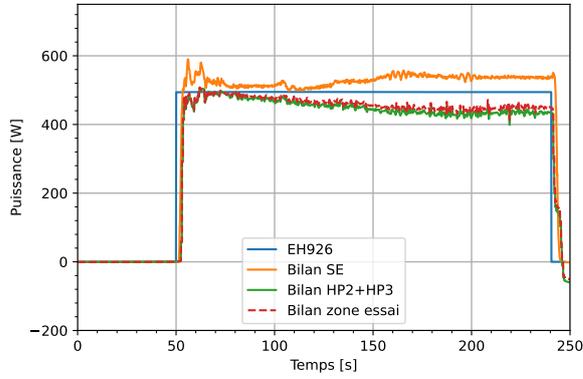


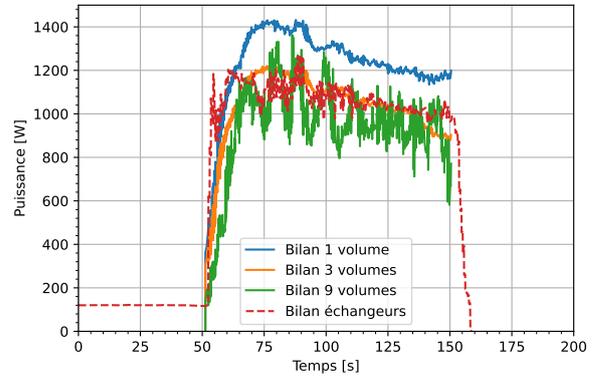
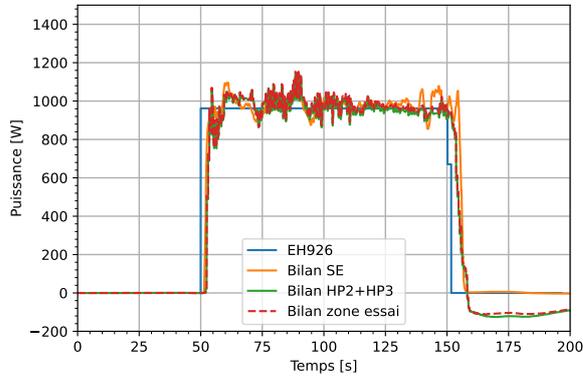
FIGURE F.1. Bilans des essais réalisés sur la boucle en configuration bain ouvert au cours de la 1^{re} campagne expérimentale. À gauche : estimation de la puissance déposée au fluide par le chauffage de la S.E donnée par les différents bilans enthalpiques mis en place sur la boucle - À droite : puissance échangée entre le bain et la boucle supercritique calculée par bilan enthalpique aux bornes des échangeurs et bilan sur le bain en système fermé

F.2. Essais en configuration bain fermé

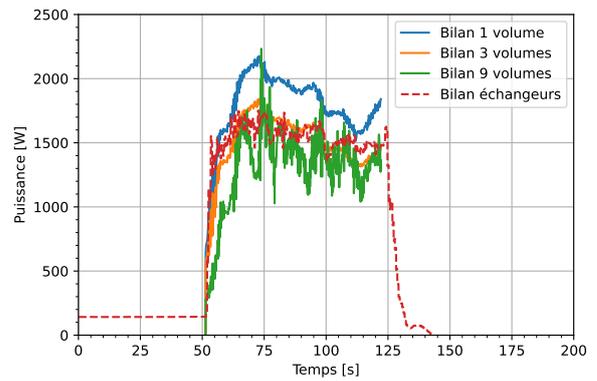
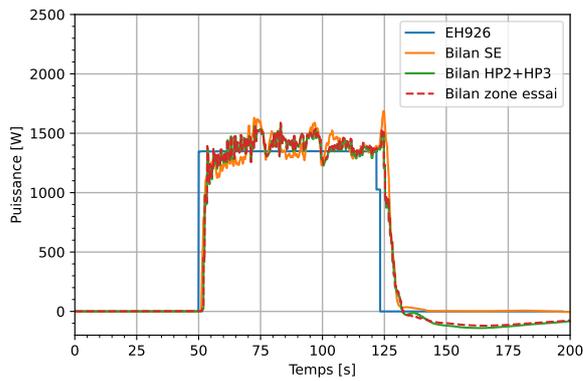
Essai 1



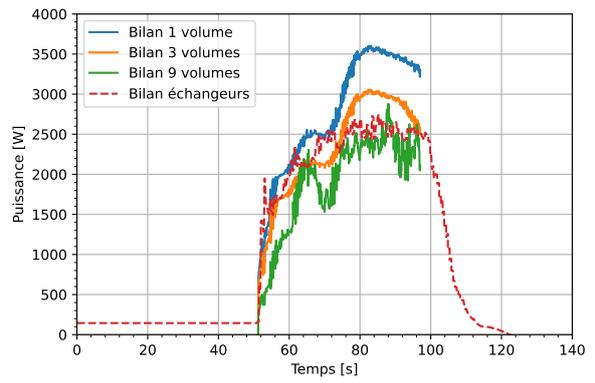
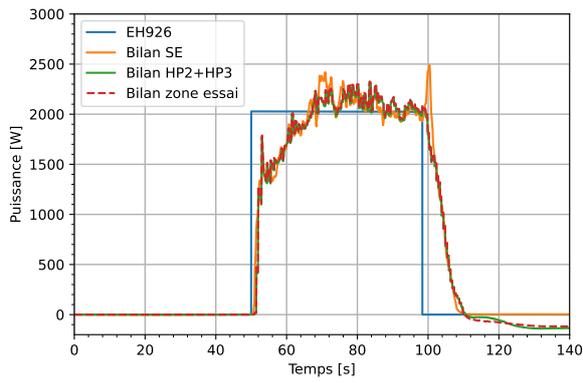
Essai 2



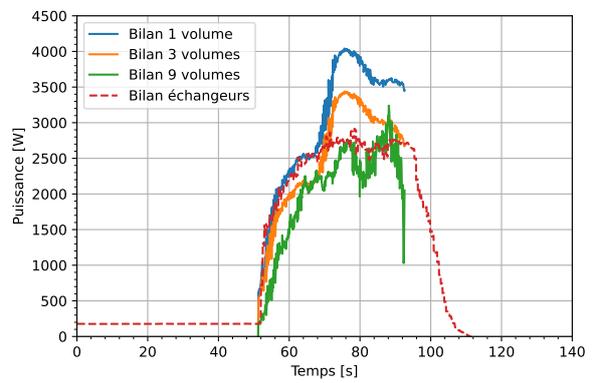
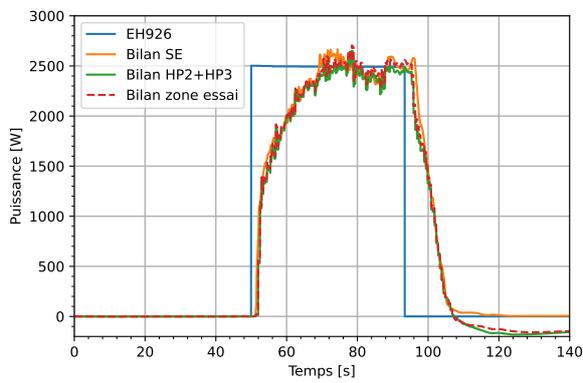
Essai 3



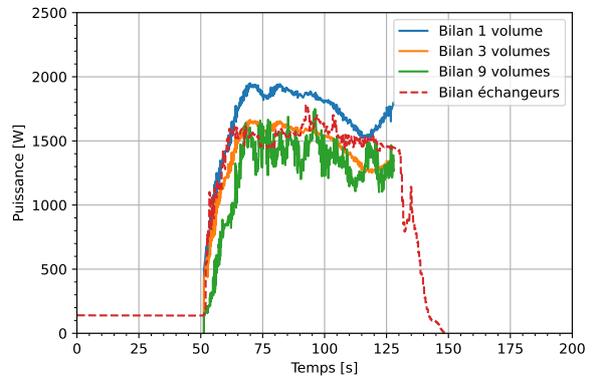
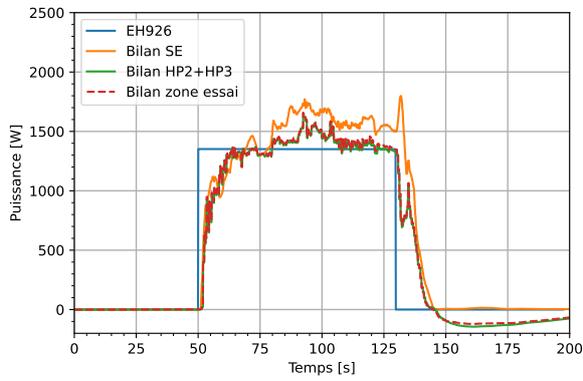
Essai 4



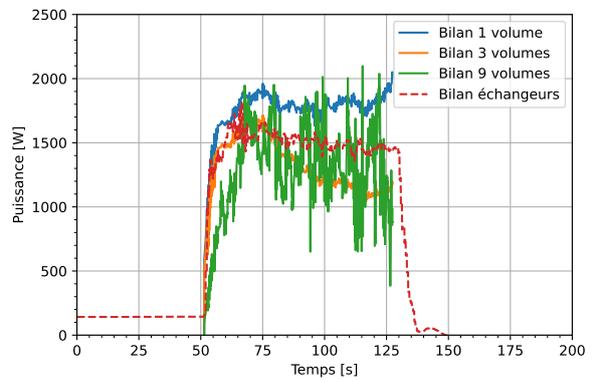
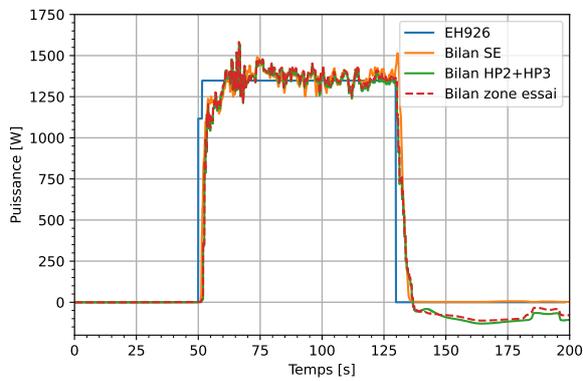
Essai 5



Essai 6



Essai 7



Essai 8

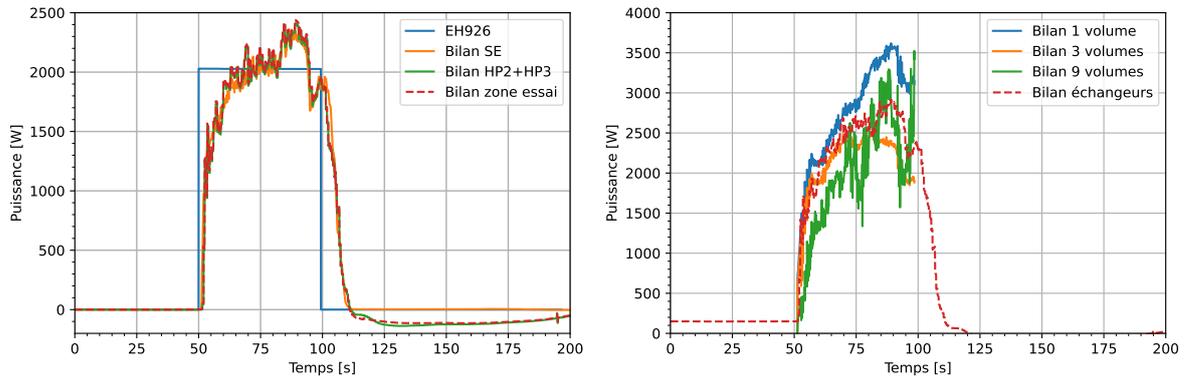


FIGURE F.2. Bilans des essais réalisés sur la boucle en configuration bain fermé au cours de la 1^{re} campagne expérimentale. À gauche : estimation de la puissance déposée au fluide par le chauffage de la S.E donnée par les différents bilans enthalpiques mis en place sur la boucle - À droite : puissance échangée entre le bain et la boucle supercritique calculée par bilan enthalpique aux bornes des échangeurs et bilan sur le bain en système fermé

Annexe G.

Estimation de la densité de flux déposée à l'hélium par l'intermédiaire du débit de condensation

Lors des essais de rupture de vide réalisés avec un diaphragme de 3 mm, on observe une stabilisation de la pression dans l'enceinte et du flux thermique échangé, alors que le débit d'azote entrant dans la S.E est encore sonique. Ces conditions, qui n'ont pas été réunies pour les essais suivants, offrent la possibilité d'estimer la puissance déposée dans la boucle supercritique par l'intermédiaire du débit de condensation.

Une fois la pression du point triple franchi dans l'enceinte à vide (figure 5.5), un film de liquide se forme par dessus la couche d'azote solidifié. La pression dans l'enceinte ne varie que très faiblement, si bien qu'elle peut être considéré comme fixe un intervalle de temps courts. La température de la tuyauterie est également stable. Dans cette situation, la puissance déposée par la condensation de l'azote est constante et l'ensemble du gaz pénétrant dans l'enceinte à vide se condense au contact du film liquide formée sur la tuyauterie d'hélium.

La pression dans l'enceinte à vide est suffisamment faible pour que le débit d'azote au travers du diaphragme soit encore sonique. Le coefficient de débit du diaphragme n'a pas été caractérisé expérimentalement mais a été déterminé par calcul à 0,62. Avec ce coefficient et en considérant des conditions génératrices de l'écoulement à 1 bar et 290 K, le débit d'azote est estimé à 1 g.s^{-1} . La température au col de l'orifice est alors de 242 K (voir annexe A). La puissance déposée par condensation compte deux contributions : l'échange par chaleur latente, dû à la transition de l'azote de la phase vapeur vers la phase liquide, mais aussi le refroidissement de la vapeur par chaleur sensible, depuis sa température initiale jusqu'à la température de saturation. Pour une pression dans l'enceinte de la S.E de 260 mbar, la chaleur latente H_L de l'azote est de 211 kJ.kg^{-1} . Pour une même pression, la variation d'enthalpie de l'azote gazeux pour passer de 242 K à sa température de saturation est $\Delta h_{vap,azote}$ est de 182 kJ.kg^{-1} . En supposant l'égalité

entre débit entrant $\dot{m}_{entrant,azote}$ et débit condensé \dot{m}_{cond} , la puissance déposée par la condensation s'écrit :

$$\begin{aligned}\dot{Q}_{cond} &= \dot{m}_{cond} \cdot (H_L + \Delta h_{vap,azote}) \\ &= \dot{m}_{entrant,azote} \cdot (H_L + \Delta h_{vap,azote})\end{aligned}\tag{G.1}$$

Le dépôt de puissance calculé avec cette approche est de 398 W, dont presque la moitié est due à l'échange par chaleur sensible avec l'azote gazeux. On remarque que la valeur de cette puissance théorique est inférieure à la puissance mesurée expérimentalement (environ 530 W aux instants qui nous intéressent). De plus, le thermomètre TT930 collé sur la paroi de l'enceinte, indique qu'en réalité une partie du flux échangé par chaleur sensible sert à réchauffer la partie supérieure de l'enceinte (figure 5.6) et ne participe donc pas au dépôt de puissance mesurée expérimentalement sur la S.E.

La condensation liquide mène à l'accumulation d'azote liquide au fond de l'enceinte. Pour expliquer le surplus de puissance mesurée expérimentalement, une hypothèse avancée est la vaporisation d'une partie de ce liquide au contact des parois plus chaude de l'enceinte. Ce débit de vaporisation se recondense ensuite sur la tuyauterie froide. Ainsi, même si la partie supérieure de l'enceinte profite d'un apport d'énergie de la part de l'azote encore chaud pénétrant dans la S.E, sa partie inférieure transfère une partie de son énergie à la boucle supercritique au travers de la recondensation de l'azote.

En conclusion, l'enceinte à vide de la S.E est le siège de phénomènes d'accumulation et de rémission de matière, couplés à des interactions thermiques entre les différents constituants de la S.E. Dans le cas où le débit de gaz entrant dans l'enceinte de la S.E est limité, la revaporisation d'une partie des condensats au contact des parois chaudes peut constituer une source d'entrée de chaleur non négligeable. Avec l'instrumentation actuelle de la S.E, ce flux thermique additionnel ne peut être quantifié expérimentalement, seule l'approche théorique peut fournir un ordre de grandeur. Une caractérisation expérimentale du coefficient de débit du diaphragme réduirait également l'incertitude vis à vis du débit entrant.

Annexe H.

Calcul des coefficients d'échange pour les essais de rupture de vide

On calcule ici les différents coefficients d'échange thermique pour les essais de rupture de vide, sans diaphragme, avec un débit d'hélium supercritique dans la S.E de 5, 20 et 30 g.s⁻¹. Ces essais sont introduits à la section 5.4.1 du chapitre 5. Les conditions initiales de chacun d'entre eux sont données par la table 5.6 de cette même section. De même, les flux pris en compte pour réaliser nos estimations correspondent aux valeurs de flux une fois l'échange stabilisé (table 5.8). La méthode utilisée pour déterminer les différentes résistances thermiques et les coefficients d'échange associés est décrite à la section 5.4.5.

H.1. Essai sans diaphragme avec un débit de 5 g.s⁻¹

On considère ici que la température de la paroi extérieure est de 69 K, à l'exception de la zone de la sonde TT921, où la température mesurée est de 51 K. Au delà de 63,2 K, on dépasse la température de fusion de l'azote et la couche de glace ne peut plus exister. La condensation liquide prend alors place directement sur la tuyauterie. Les coefficients d'échange liés à la conduction dans la paroi et dans le film liquide dans ce cas sont donnés par la table H.1.

Localisation	Résistance thermique [K.W ⁻¹]	Conductance thermique [W.m ⁻² .K ⁻¹]
Film liquide	$9,44 \cdot 10^{-3}$	1466
Paroi	$2,9 \cdot 10^{-3}$	4729

TABLE H.1. – Résistances et coefficients d'échange thermique équivalents avec un débit 5 g.s⁻¹, avec une température externe de la paroi au delà de la température de fusion

Pour l'entrée de la S.E, où la paroi est toujours suffisamment froide pour conserver une épaisseur d'azote solidifié, il convient de prendre également la conduction dans cette couche additionnelle. Les coefficients d'échange correspondant sont donnés table H.2. La conductance thermique surfacique englobant à la fois la conduction dans la couche de glace et dans le film liquide est de

460 W.m⁻².K⁻¹.

Localisation	Résistance thermique [K.W ⁻¹]	Coefficient d'échange [W.m ⁻² .K ⁻¹]
Film liquide	1,61 · 10 ⁻²	859
Azote solidifié	1,39 · 10 ⁻³	993
Paroi	3,8 · 10 ⁻³	3609

TABLE H.2. – Résistances et coefficients d'échange thermique équivalentes avec un débit 5 g.s⁻¹, avec une température externe de la paroi en dessous de la température de fusion

Une estimation des coefficients d'échange par convection forcée, en supposant que la densité de flux reçue par l'hélium est identique tout le long de la S.E est donnée table H.3. À partir d'un calcul de conduction dans la paroi en inox, la température de la face interne de la tuyauterie où circule l'hélium est prise égale à 66 K lorsque la température externe est de 69 K, et à 48 K pour la sonde TT921. Le nombre de Reynolds dans l'écoulement est compris entre 6,3 · 10⁴ et 1,5 · 10⁵. Le nombre de Prandtl varie entre 0,7 et 3,3.

Localisation	T _{He} [K]	h _{He}	h _{DB}	h _{BC}	h _{BO}	K	Gr/Re ^{2,7}
TT921	6,8	340	282	97,8	118	1,21 · 10 ⁻²	5,49 · 10 ⁻³
TT922	11,6	253	238	97,8	78	8,64 · 10 ⁻⁴	3,56 · 10 ⁻⁴
TT923	17,8	286	241	126	73	1,97 · 10 ⁻⁴	7,98 · 10 ⁻⁵
TT924	24,3	330	248	153	71	7,39 · 10 ⁻⁵	2,89 · 10 ⁻⁵
TT925	30,6	388	254	177	71	3,66 · 10 ⁻⁵	1,33 · 10 ⁻⁵

TABLE H.3. – Estimations des coefficients d'échange par convection forcée le long de la S.E avec un débit 5 g.s⁻¹

H.2. Essai sans diaphragme avec un débit de 20 g.s⁻¹

On considère ici une température de paroi uniforme à 53 K. Il est toutefois probable que la température de la paroi soit un peu plus élevée au niveau de la sonde TT924, qui, si l'on prend en compte les écarts observés entre les thermomètres au cours de la mise en froid (table 5.1), est plutôt de l'ordre de 60 K. Les coefficients d'échange par conduction au travers de la paroi en inox, de la couche d'azote solidifié et du film liquide est donnée par la table H.4.

Localisation	Résistance thermique [K.W ⁻¹]	Coefficient d'échange [W.m ⁻² .K ⁻¹]
Film liquide	1,05 · 10 ⁻²	1316
Azote solidifié	7,6 · 10 ⁻³	1821
Paroi	3,8 · 10 ⁻³	3609

TABLE H.4. – Résistances et coefficients d'échange thermique équivalents avec un débit 20 g.s⁻¹

L'estimation des coefficients d'échange par convection forcée dans l'hélium supercritique à l'emplacement de chaque thermomètre collé sur la tuyauterie est donnée par la table H.5, en supposant une température de la paroi interne de 48 K. La variation du nombre de Reynolds dans l'écoulement d'hélium est estimée entre $3,4 \cdot 10^5$ et $5,7 \cdot 10^5$, et celle du nombre de Prandtl entre 0,7 et 2,7.

Localisation	T_{He} [K]	h_{He}	h_{DB}	h_{BC}	h_{BO}	K	$Gr/Re^{2,7}$
TT921	5,8	506	958	279	243	$1,77 \cdot 10^{-3}$	$1,16 \cdot 10^{-3}$
TT922	6,6	516	962	292	176	$5,48 \cdot 10^{-4}$	$3,34 \cdot 10^{-4}$
TT923	8	534	771	267	137	$1,35 \cdot 10^{-4}$	$4,60 \cdot 10^{-5}$
TT924	10	562	733	290	120	$4,80 \cdot 10^{-5}$	$1,40 \cdot 10^{-5}$
TT925	12,1	594	726	320	148	$2,30 \cdot 10^{-5}$	$6,00 \cdot 10^{-6}$

TABLE H.5. – Estimations des coefficients d'échange par convection forcée le long de la S.E avec un débit 20 g.s⁻¹

H.3. Essai sans diaphragme avec un débit de 30 g.s⁻¹

La température de paroi est prise uniforme à 50 K. Les coefficients d'échange par conduction au travers de la paroi en inox, de la couche d'azote solidifié et du film liquide sont donnés par la table H.6. L'estimation des coefficients d'échange par convection forcée dans l'hélium supercritique à l'emplacement de chaque thermomètre collé sur la tuyauterie est donnée par la table H.7, en supposant une température de la paroi interne de 45 K. Le nombre de Reynolds est compris entre $5 \cdot 10^5$ et $8,7 \cdot 10^5$, et le nombre de Prandtl entre 0,65 et 2,7.

Localisation	Résistance thermique [K.W ⁻¹]	Coefficient d'échange [W.m ⁻² .K ⁻¹]
Film liquide	$1,04 \cdot 10^{-2}$	1335
Azote solidifié	$9,7 \cdot 10^{-3}$	1426
Paroi	$3,8 \cdot 10^{-3}$	3609

TABLE H.6. – Résistances et coefficients d'échange thermique équivalents avec un débit 30 g.s⁻¹

Localisation	T_{He} [K]	h_{He}	h_{DB}	h_{BC}	h_{BO}	K	$Gr/Re^{2,7}$
TT921	5,3	547	1033	302	264	$5,52 \cdot 10^{-4}$	$2,32 \cdot 10^{-4}$
TT922	6,1	558	1709	496	245	$3,70 \cdot 10^{-4}$	$4,10 \cdot 10^{-4}$
TT923	6,6	566	1349	408	187	$1,47 \cdot 10^{-4}$	$9,10 \cdot 10^{-5}$
TT924	7,5	579	1131	373	152	$5,60 \cdot 10^{-5}$	$2,20 \cdot 10^{-5}$
TT925	8,6	596	1063	383	155	$2,60 \cdot 10^{-5}$	$9,00 \cdot 10^{-6}$

TABLE H.7. – Estimations des coefficients d'échange par convection forcée le long de la S.E avec un débit 30 g.s⁻¹

Annexe I.

Discussion sur l'impact de la présence d'eau dans la S.E à rupture de vide

Lors de l'ouverture de la S.E après l'arrêt de la seconde campagne expérimentale, nous avons constaté la présence d'une petite quantité d'eau restée piégée dans l'enceinte à vide. L'impact de cette contamination accidentelle doit donc être estimé, afin de s'assurer que les densités de flux mesurées précédemment soient tout de même représentatives d'une rupture de vide à l'azote avec une tuyauterie propre, sans dépôt susceptible d'isoler thermiquement la surface et de limiter le flux échangé.

Des précautions ont pourtant été mises en place tout au long de la campagne expérimentale afin d'éviter une contamination de la S.E par l'air extérieur (tirage au vide des lignes avant connexion au circuit de rupture de vide, rinçage de la bache à l'azote). Malgré l'installation de chauffages collés sur la face externe de l'enceinte à vide, les extrémités de la SE ne peuvent être chauffée au delà de 273 K. Une fois qu'elle a pénétré dans la S.E, l'eau ne peut alors plus être évacuée jusqu'au réchauffage complet d'HELIOS et de la station 400W. On suspecte que l'apport est dû à une mauvaise étanchéité de deux soupapes vis à vis de l'air extérieur. Ces soupapes sont installées sur la bache azote et la ligne de rupture de vide. La pression relative pour ouvrir ces soupapes est faible. Elles se sont d'ailleurs fréquemment ouvertes lors de la phase de remplissage de la bache azote pour la première, et lors du réchauffage de la S.E pour la deuxième. Dans ce dernier cas, la quantité importante de gaz condensé entraînait une remontée rapide de la pression dans l'enceinte, menant à l'évacuation d'une partie de l'azote par la soupape. Même en présence d'un débit sortant, de la rétro diffusion d'air est possible et peut mener au cours du temps à une accumulation d'humidité dans la S.E.

La quantité d'eau contenue dans l'enceinte de la S.E a été estimée à l'aide de deux seringues graduées (figure I.1), utilisées pour récolter le liquide. La quantité d'eau ainsi récupérée est de 9 ml. On concède que la précision de cette méthode d'évaluation du volume est discutable. En effet, une partie de l'eau n'a pas pu être récupérée (adhérence à la paroi). Pour cette raison, on



FIGURE I.1. Quantité d'eau récupérée dans l'enceinte de la S.E après la seconde campagne d'essai

prendra pour les calculs un volume de 15 ml, pour assurer une marge de sécurité vis à vis du liquide qui n'a pas pu être récupéré. La vanne rapide étant restée fermée tout au long de la phase de réchauffage de l'installation jusqu'au démontage de la S.E, il est raisonnable de considérer que le volume d'eau ayant pu s'évaporer est négligeable.

I.0.1. Estimation de l'influence de l'eau sur la densité de flux mesurée

Impact lié à la condensation de l'eau

La condensation de l'eau va mener à un dépôt de chaleur sur la section d'essai, principalement dû à son passage de l'état gazeux à l'état solide. Dans cette section, on fait l'hypothèse que toute l'eau est rentrée dans l'enceinte à vide au cours d'un même essai (hypothèse d'une accumulation d'humidité dans la bache). Ce cas est peu crédible, mais c'est celui où l'apport de chaleur par la condensation de la vapeur d'eau est maximal.

Par calcul, on estime que l'énergie dégagée par la solidification de 15 ml d'eau dégage 40 kJ. Comme cette énergie est transmise à l'hélium supercritique tout au long de l'essai, cela représente une puissance additionnelle de 200 W pour une rupture de vide de 200 s. Il s'agit là d'une valeur minimale, puisqu'en réalité il faut aussi prendre en compte la variation d'enthalpie de la glace entre sa formation et la température de la tuyauterie. Au cours des différents essais, aucun surplus de puissance attribuable à la condensation d'eau n'a été identifié. La répétition d'essais dans des mêmes conditions donnent également des variations de la puissance mesurée inférieures à cette valeur. Ces observations vont donc bien dans le sens d'une accumulation continue de cette eau.

Impact de la formation d'une couche de glace d'eau sur la paroi de la tuyauterie d'hélium

Une fois qu'elle a pénétré dans la SE, l'eau va se condenser sur une des parois froides, soit sur la tuyauterie où circule l'hélium, soit sur la surface interne de l'enceinte à vide. Ce dernier cas est le plus favorable, puisque l'épaisseur de glace d'eau ne modifie en rien l'échange thermique avec l'écoulement d'hélium. Si la glace condense sur la tuyauterie, la formation d'une épaisseur de glace ajoute une résistance supplémentaire qui affecte la mesure de la densité de flux. En supposant que les 15 ml d'eau se sont condensés de manière uniforme et uniquement sur la tuyauterie, la couche de glace ainsi formée aura une épaisseur de 0,4 mm.

L'estimation des propriétés thermiques de la couche de glace n'est pas aisée. Pour cause, la glace d'eau existe sous différentes phases dont les domaines d'existence dépendent de la température et de la pression. Or les conditions dans l'enceinte à vide varient énormément au cours du temps passant du vide et du froid extrême pendant les phases de repli, à une température et une pression proche des conditions atmosphériques durant les phases de réchauffage. Pour calculer la résistance thermique induite par la présence d'une éventuelle couche de glace formée sur l'ensemble de la tuyauterie, on choisit d'utiliser la conductivité thermique de la glace à 273 K, soit $2 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$. Cette valeur est plus faible que celles mesurées pour de la glace sous forme cristalline à 50 K, qui est alors de l'ordre de $10 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$, mais elle reste ainsi du même ordre de grandeur que les valeurs obtenues dans le cas où la glace formée reste sous forme amorphe. Des valeurs de conductivité thermique de la glace d'eau pour différentes phases sont disponibles dans [89].

Le diamètre externe de la tuyauterie d'hélium est de 23 mm. En considérant une longueur de 1 m, une épaisseur de la couche de glace d'eau de 0,4 mm et une conductivité de $2 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$, le calcul de la résistance thermique pour une géométrie cylindrique donne une valeur de $0,0014 \text{ K.W}^{-1}$. Pour une densité de flux de $2,3 \text{ W.cm}^{-2}$, le gradient de température induit par la présence de cette résistance thermique est de 2 K, ce qui est faible au vu des variations de températures observées au cours d'un essai.