



N°d'ordre NNT : 2021LYSEI069

**THESE de DOCTORAT DE L'UNIVERSITE DE LYON**  
opérée au sein de  
**INSA LYON**

**Ecole Doctorale N°162**  
**Mécanique, Energétique, Génie Civil, Acoustique (MEGA)**

**Spécialité/ discipline de doctorat** : Thermique et Énergétique

Soutenue publiquement le 19/10/2021, par :

**Jean MULLER**

---

**Contribution à l'étude expérimentale d'un choc  
thermique au sein du dioxyde de carbone**

---

Devant le jury composé de

COLIN, Catherine	Professeur des Universités (INP Toulouse)	Présidente
DULUC, Marie-Christine	Maître de conférence-HDR (CNAM Paris)	Rapportrice
LAFON, Philippe	Ingénieur Chercheur HDR (EDF-Palaiseau)	Rapporteur
GRADECK, Michel	Professeur des Universités (Univ. Lorraine)	Examineur
CLAUSSE, Marc	Professeur des Universités (INSA-LYON)	Directeur de thèse
RULLIERE, Romuald	Maître de conférence (INSA-LYON)	Encadrant
RUYER, Pierre	Ingénieur de recherche (IRSN-Cadarache)	Invité

---

## Département FEDORA – INSA Lyon - Ecoles Doctorales

SIGLE	ECOLE DOCTORALE	NOM ET COORDONNEES DU RESPONSABLE
<b>CHIMIE</b>	<b><u>CHIMIE DE LYON</u></b> <a href="https://www.edchimie-lyon.fr">https://www.edchimie-lyon.fr</a> Sec. : Renée EL MELHEM Bât. Blaise PASCAL, 3e étage secretariat@edchimie-lyon.fr	<b>M. Stéphane DANIELE</b> C2P2-CPE LYON-UMR 5265 Bâtiment F308, BP 2077 43 Boulevard du 11 novembre 1918 69616 Villeurbanne <a href="mailto:directeur@edchimie-lyon.fr">directeur@edchimie-lyon.fr</a>
<b>E.E.A.</b>	<b><u>ÉLECTRONIQUE, ÉLECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE</u></b> <a href="https://edeea.universite-lyon.fr">https://edeea.universite-lyon.fr</a> Sec. : Stéphanie CAUVIN Bâtiment Direction INSA Lyon Tél : 04.72.43.71.70 secretariat.edeea@insa-lyon.fr	<b>M. Philippe DELACHARTRE</b> INSA LYON Laboratoire CREATIS Bâtiment Blaise Pascal, 7 avenue Jean Capelle 69621 Villeurbanne CEDEX Tél : 04.72.43.88.63 <a href="mailto:philippe.delachartre@insa-lyon.fr">philippe.delachartre@insa-lyon.fr</a>
<b>E2M2</b>	<b><u>ÉVOLUTION, ÉCOSYSTÈME, MICROBIOLOGIE, MODÉLISATION</u></b> <a href="http://e2m2.universite-lyon.fr">http://e2m2.universite-lyon.fr</a> Sec. : Sylvie ROBERJOT Bât. Atrium, UCB Lyon 1 Tél : 04.72.44.83.62 secretariat.e2m2@univ-lyon1.fr	<b>M. Philippe NORMAND</b> Université Claude Bernard Lyon 1 UMR 5557 Lab. d'Ecologie Microbienne Bâtiment Mendel 43, boulevard du 11 Novembre 1918 69 622 Villeurbanne CEDEX <a href="mailto:philippe.normand@univ-lyon1.fr">philippe.normand@univ-lyon1.fr</a>
<b>EDISS</b>	<b><u>INTERDISCIPLINAIRE SCIENCES-SANTÉ</u></b> <a href="http://ediss.universite-lyon.fr">http://ediss.universite-lyon.fr</a> Sec. : Sylvie ROBERJOT Bât. Atrium, UCB Lyon 1 Tél : 04.72.44.83.62 secretariat.ediss@univ-lyon1.fr	<b>Mme Sylvie RICARD-BLUM</b> Institut de Chimie et Biochimie Moléculaires et Supramoléculaires (ICBMS) - UMR 5246 CNRS - Université Lyon 1 Bâtiment Raulin - 2ème étage Nord 43 Boulevard du 11 novembre 1918 69622 Villeurbanne Cedex Tél : +33(0)4 72 44 82 32 <a href="mailto:sylvie.ricard-blum@univ-lyon1.fr">sylvie.ricard-blum@univ-lyon1.fr</a>
<b>INFOMATHS</b>	<b><u>INFORMATIQUE ET MATHÉMATIQUES</u></b> <a href="http://edinfomaths.universite-lyon.fr">http://edinfomaths.universite-lyon.fr</a> Sec. : Renée EL MELHEM Bât. Blaise PASCAL, 3e étage Tél : 04.72.43.80.46 infomaths@univ-lyon1.fr	<b>M. Hamamache KHEDDOUCI</b> Université Claude Bernard Lyon 1 Bât. Nautibus 43, Boulevard du 11 novembre 1918 69 622 Villeurbanne Cedex France Tél : 04.72.44.83.69 <a href="mailto:hamamache.kheddouci@univ-lyon1.fr">hamamache.kheddouci@univ-lyon1.fr</a>
<b>Matériaux</b>	<b><u>MATÉRIAUX DE LYON</u></b> <a href="http://ed34.universite-lyon.fr">http://ed34.universite-lyon.fr</a> Sec. : Yann DE ORDENANA Tél : 04.72.18.62.44 yann.de-ordenana@ec-lyon.fr	<b>M. Stéphane BENAYOUN</b> Ecole Centrale de Lyon Laboratoire LTDS 36 avenue Guy de Collongue 69134 Ecully CEDEX Tél : 04.72.18.64.37 <a href="mailto:stephane.benayoun@ec-lyon.fr">stephane.benayoun@ec-lyon.fr</a>
<b>MEGA</b>	<b><u>MÉCANIQUE, ÉNERGÉTIQUE, GÉNIE CIVIL, ACOUSTIQUE</u></b> <a href="http://edmega.universite-lyon.fr">http://edmega.universite-lyon.fr</a> Sec. : Stéphanie CAUVIN Tél : 04.72.43.71.70 Bâtiment Direction INSA Lyon mega@insa-lyon.fr	<b>M. Jocelyn BONJOUR</b> INSA Lyon Laboratoire CETHIL Bâtiment Sadi-Carnot 9, rue de la Physique 69621 Villeurbanne CEDEX <a href="mailto:jocelyn.bonjour@insa-lyon.fr">jocelyn.bonjour@insa-lyon.fr</a>
<b>ScSo</b>	<b><u>ScSo*</u></b> <a href="https://edsciencessociales.universite-lyon.fr">https://edsciencessociales.universite-lyon.fr</a> Sec. : Mélina FAVETON INSA : J.Y. TOUSSAINT Tél : 04.78.69.77.79 melina.faveton@univ-lyon2.fr	<b>M. Christian MONTES</b> Université Lumière Lyon 2 86 Rue Pasteur 69365 Lyon CEDEX 07 <a href="mailto:christian.montes@univ-lyon2.fr">christian.montes@univ-lyon2.fr</a>

\*ScSo : Histoire, Géographie, Aménagement, Urbanisme, Archéologie, Science politique, Sociologie, Anthropologie

---

---

À mes grands parents de cœur (Malou, Jean, Mme. et M. Ponsot),  
À mes parents et ma soeur.

---

# Résumé

Dans le cœur d'un réacteur nucléaire à eau légère, le scénario d'accident d'insertion de réactivité (accident de type RIA) sollicite les crayons de combustible. On suppose ici leur rupture hypothétique menant à l'éjection d'une certaine quantité de combustible chaud (quelques grammes) entrant en contact avec le réfrigérant plus froid ( $\Delta T=2000$  K). Cette mise en contact instantanée entre un solide chaud et un liquide froid provoque une interaction thermique violente. Des expériences réalisées dans des réacteurs de recherche ont permis de reproduire les conséquences d'une rupture de gaine suite à un RIA, voir [Sugiyama and Fuketa, 2000]. Pour autant, le résultat de ces tests en conditions ambiantes (1,01 bar et 25 °C) ne permettent pas d'extrapoler aux conditions d'une interaction au sein de l'eau pressurisée du réacteur (155 bar, 305 °C). Afin d'étudier l'influence des conditions thermodynamiques sur un tel choc thermique, le banc d'essai EDITE (Étude d'un Dépôt Important et Transitoire d'Énergie) a été monté lors d'une précédente thèse (Adrien Abbate, [Abbate, 2018]). Ce banc permet l'injection rapide de différents niveaux d'énergie thermique au sein d'une enceinte pressurisée de CO<sub>2</sub> liquide sur une large gamme de conditions en pression et température.

Suite à des évolutions du dispositif expérimental, cette thèse propose une analyse de nombreux essais qui améliore la compréhension du phénomène de choc thermique par vaporisation rapide du liquide. Par l'enregistrement synchronisé de mesures de surpression et de séquences vidéo, il est alors possible de relier la génération de transitoires de pression jusqu'à 3 bar à la phase d'initialisation de la création transitoire de vapeur. Cette première surpression est inversement proportionnelle à la pression réduite du fluide. Elle a été modélisée par une équation différentielle simple traduisant le bilan entre la dynamique de croissance de la bulle et la dynamique d'accroissement de sa pression du fait de la vaporisation. Sa résolution permet de reproduire le pic de pression observé à partir d'une dynamique de création de vapeur donnée. Le premier pic de pression est suivi d'une génération massive de vapeur qui cède un travail mécanique au fluide environnant de l'ordre de 25 J. Le volume de vapeur créée et le travail sont inversement proportionnels au nombre de Jakob traduisant le sous-refroidissement du liquide.

**Mots clés :** Choc thermique, Ébullition, Surpression, Écoulement diphasique.





# Abstract

During a Reactivity Initiated Accident scenario in nuclear power plants, fuel rods may endure high mechanical and thermal stresses. We consider, in this project, that one of the rods fails and, subsequently, its fuel is ejected toward water coolant. The instantaneous contact between hot fuel particles and cold liquid ( $\Delta T=2000$  K) creates a thermal shock in the liquid. Past experiments in research reactor reproduced such failure consequences, see [Sugiyama and Fuketa, 2000]. However, the tests were performed at ambient conditions (1.01 bar ; 25 °C) which are far from the pressure and temperature of a pressurized water reactor (155 bar ; 305 °C). In order to study the influence of the test conditions on the thermal shock, an experiment was mounted during a previous PhD (see, [Abbate, 2018]) and named EDITE (**E**tude d'un **D**épôt **I**mportant et **T**ransitoire d'**E**nergie). This experimental device allows for rapid thermal energy transfer toward a pressurized vessel of liquid CO<sub>2</sub> over a broad range of initial temperature and pressure conditions.

In this PhD thesis, significant improvements of the facility permitted to provide a complete databank to finely understand the thermal shock. We reached the conclusion that the pressure peak following the thermal shock is due to the generation of a fine layer of vapour. This is permitted by a synchronous measurement of the pressure in the liquid and the recording of surface of the heating element. The maximum of pressure peak measured is 3 bar and the pressure peak value is inversely proportional to the reduced pressure. The relation between the vapour creation and the pressure peak (measured in the liquid) is theoretically modelled by a simple differential equation. This model balances the increase of internal pressure associated with the creation of vapour, with the decrease of pressure associated with its expansion. The pressure peak calculated with this model reproduces finely the first pressure peak. Following the first pressure peak, a volume of vapour between 1 and 8 cm<sup>3</sup> is rapidly produced. It generates a mechanical work up to 25 J in the test section. The volume of vapour created and the mechanical work generated are inversely proportional to the Jakob number that evaluates the degree of subcooling of the liquid.

**Keywords** : Thermal shock, Boiling, Pressure peak, Two-phase flow.



# Remerciements

La route fut longue et passionnante jusqu'à la fin de ce travail de doctorat. J'ai eu la chance de rencontrer de nombreuses personnes qui m'ont ouvert la porte de leur bureau et sans qui, rien de ce qui est présenté dans ce manuscrit n'aurait été possible. Ces quelques lignes leur rendent hommage.

J'aimerais remercier les membres de mon jury d'avoir accepté mon invitation. En particulier Marie Christine Duluc et Philippe Lafon qui se sont engagés à être rapporteurs. Complété par Catherine Colin et Michel Gradeck, ce jury apporta une richesse scientifique plaisante à la discussion qui suivit ma présentation. Durant cette thèse, j'ai eu la chance d'être encadré par un trio parfaitement complémentaire composé de Marc Clausse, Romuald Rullière et Pierre Ruyer. Le premier cité me permit de prendre du recul vis-à-vis de mon travail doctoral et de me poser les bonnes questions en termes d'organisation du travail de chercheur. Marc a su me faire grandir en tant que chercheur et je l'en remercie pour cela. Romuald a su dégager du temps (notamment au début de thèse) pour m'épauler sur l'expérience et superviser l'ensemble de mes démarches expérimentales afin que nous effectuions les choix les plus judicieux. Son accueil, toujours d'un sourire chaleureux, permit de créer un climat de confiance propice à ma recherche de doctorant. Enfin, Pierre a une place toute particulière dans ce paysage. La qualité de sa réflexion scientifique et son don naturel pour l'encadrement m'ont fait grandir en tant que scientifique, mais aussi en tant qu'homme. Je pris un réel plaisir à réaliser ma thèse à ses côtés et à partager avec lui les bons, comme les mauvais moments. Il est sans aucun doute la personne à qui ma épanouissement doit le plus.

J'ai réalisé ma thèse au sein de deux laboratoires : le LSMA (IRSN/Cadarache) et le CETHIL (Lyon). Je remercie grandement l'IRSN pour l'importance qu'elle donne aux doctorants dans son processus d'innovation. L'institut donne une place de choix à ses jeunes chercheurs et leur permet de s'épanouir dans leur projet en leur offrant une sérénité précieuse. Je souhaite remercier tout particulièrement mes deux chefs de laboratoire : Gaëtan Guillard et Fabienne Ribeiro qui ont toujours été à mon écoute et à mes côtés lors de mon parcours à l'IRSN. Je ne peux aussi oublier les nombreuses conversations que j'ai pu avoir avec mes collègues du SEMIA (Jimmy, Daniele, Jean, Marc et tant d'autres), mais aussi l'aide scientifique et technique fournies par mes collègues du SEREX (Jean Desquines en particulier).

J'ai aussi eu l'occasion de partager de très bons moments avec certains doctorants de l'IRSN et du CEA, en particulier avec Valentin, Bassem, Aubin, Arnaud et Jean Christophe (CEA). Ce fut un réel plaisir de partager ce bout de chemin avec eux.

J'ai effectué le volet expérimental de ma thèse au CETHIL. J'aimerais y saluer le travail des gens de l'ombre sans qui la recherche universitaire mourrait dans le cocon des idées obtenues sur tableau blanc. Je pense en particulier à l'atelier composé de Nicolas, Antoine, Xavier et Christophe qui me doivent certains de leurs cheveux blancs (ou grisonnants),

tant mon expérience a nécessité leur savoir-faire et leur énergie. Ce fut un vrai plaisir de passer de nombreuses heures à façonner EDITE à la lueur vieillissante du rez-de-chaussée du CETHIL. Tout comme l'atelier, le service d'instrumentation composé de Serge, Pierrick et Anthony ont su donner de leur temps pour améliorer mon expérience et me guider dans mes choix techniques. J'aimerais en particulier remercier Anthony, qui a su me faire progresser en tant qu'expérimentateur et à qui je dois beaucoup sur ce projet. Je ne peux que louer sa hargne et sa justesse technique (et scientifique) qui ont couvé mes réussites expérimentales. Enfin, je souhaiterais remercier Loïc, du service informatique, et Marilyne, ma gestionnaire, qui ont su me guider lors de mes nombreuses demandes et démarches.

J'aimerais ensuite remercier mes collègues avec qui j'ai pu partager de nombreux moments de convivialité : Janette, Paul D., Eloïse, Christophe, Paul G., Célia, Ghady, Khristia, Sophie, Julie, Sébastien, et j'en oublie... Et surtout Mathilde ma chère co-bureau, qui sera la raison majeure de ma tristesse lorsque je quitterai le laboratoire.

J'ai aussi une pensée particulière pour les partenaires industriels que j'ai pu rencontrer durant ma thèse. J'ai ainsi pu être épaulé par Jean François Bouteille (Carly) dans l'amélioration de l'expérience, par les ateliers Peyronnard pour la fabrication de l'élément chauffant, par Patrick Nepveu (VM2) dans le choix des objectifs et par Dominique Fournier (Caly Tech) pour le montage d'un nouveau dispositif de mesure de la résistance et par Vincent Fichet et Laurent Garnier (Framatome) pour les problématiques de brasage W/Cu.

Ma thèse me permit aussi d'interroger des partenaires universitaires et j'ai ainsi une pensée toute particulière pour Laurent Zimmer (Centrale Paris - CNRS). Au-delà de la qualité de son raisonnement scientifique et de la précision de ses analyses, j'aimerais saluer sa bienveillance réconfortante. Il m'a permis de passer un cap dans l'analyse des vidéos extraites de mes essais et a suivi ma progression tout au long de mon cursus scientifique. Dans la même veine, j'aimerais remercier mes professeurs qui m'ont guidé et inspiré durant mes études. Je pense notamment à M. Harion, M. Beck, Mme. Labille et Mme. Manesse.

Pour terminer, je souhaiterais remercier mes amis et ma famille. Notamment mes amis d'enfance : Pierre, Valentin, Jean Sébastien et Arnaud avec qui j'ai passé de grands moments. Victor qui m'a toujours accueilli les bras ouverts lors de mes passages à Paris et avec qui j'ai passé de magnifiques moments. Annick et Lucien qui m'ont toujours accueilli chez eux pour je puisse me changer les idées en dînant face au massif du Vercors. Benoit qui m'a accueilli et soutenu lors de mes venues à Cadarache. Nicolas Jobert pour les nombreuses discussions d'acoustique que j'ai eu le plaisir de partager avec lui. Mes oncles et tantes qui m'ont toujours soutenu dans mes études et mes projets.

Enfin, je remercie du fond du coeur mes parents qui m'ont toujours donné la possibilité de croire en mes rêves et qui, par petites touches délicates, ont su me guider dans la direction la plus saine afin que je façonne mon projet de vie. Et ma soeur, avec qui j'ai passé une enfance contrastée entre nos chamailleries perpétuelles et nos moments de partage, sans qui j'aurais arrêté ma thèse. C'est bien à elle que je dois l'ensemble de ce travail, ou plus exactement à son oreille attentive lorsqu'au mois de février 2019 où j'étais à deux doigts d'arrêter ma thèse, car empli de doutes et d'incompréhensions, elle a su me faire prendre conscience de mes réelles motivations et me remettre sur le droit chemin.

Mon travail de doctorat est terminé, mais ma carrière de scientifique ne fait que commencer et elle fut lancée par une ribambelle de personnes qui comptent pour moi. Merci à tous.

Jean

# Contents

Résumé	v
Abstract	vii
Remerciements	ix
Nomenclature	xviii
Introduction	1
<b>1 Étude bibliographique</b>	<b>5</b>
Introduction . . . . .	5
1.1 Qu'est-ce qu'une situation hors équilibre ? . . . . .	5
1.2 Choc thermique par diminution de pression . . . . .	8
1.3 Choc thermique par apport de chaleur . . . . .	11
1.3.1 Régime permanent . . . . .	12
1.3.2 Paramètres influant l'ébullition . . . . .	13
1.3.3 Dynamique de chauffe rapide . . . . .	14
1.3.4 Conclusion . . . . .	17
1.4 Interaction combustible/réfrigérant . . . . .	17
1.4.1 Travaux sur l'interaction combustible solide/réfrigérant . . . . .	18
1.4.2 Travaux sur l'interaction combustible fondu/réfrigérant . . . . .	21
1.4.3 Limites des travaux expérimentaux existants . . . . .	22
1.5 Approche expérimentale . . . . .	23
1.5.1 Modèle de Cho et al. . . . .	25
1.5.2 Similitude thermodynamique . . . . .	26
1.5.3 Similitude vis-à-vis de la cinétique de chauffe . . . . .	28
1.5.4 Résultats des travaux de thèse antérieurs . . . . .	29
1.5.5 Limites des travaux de thèse antérieurs . . . . .	30
Conclusion . . . . .	31
<b>2 Dispositif expérimental</b>	<b>33</b>
Introduction . . . . .	33
2.1 Section d'essai . . . . .	34
2.1.1 Partie basse . . . . .	34
2.1.2 Partie haute . . . . .	34
2.2 Dépôt d'énergie . . . . .	35
2.2.1 Système électrique . . . . .	35
2.2.2 Élément chauffant . . . . .	36

2.3	Instrumentation et système d'acquisition . . . . .	37
2.3.1	Mesures scalaires . . . . .	37
2.3.2	Système de visualisation . . . . .	39
2.3.3	Synchronisation et acquisition . . . . .	41
	Conclusion . . . . .	42
<b>3</b>	<b>Description détaillée d'un essai type</b>	<b>45</b>
	Introduction . . . . .	45
3.1	Début de l'ébullition . . . . .	46
3.1.1	Dépôt d'énergie et création de vapeur . . . . .	46
3.1.2	Transitoires de pression . . . . .	48
3.1.3	Description acoustique de la surpression . . . . .	50
3.2	Phase de création de vapeur . . . . .	52
3.3	Volume de vapeur créée . . . . .	54
3.3.1	Compression du ciel de gaz . . . . .	54
3.3.2	Approximation d'une compression adiabatique . . . . .	56
3.3.3	Estimation du volume de vapeur créée . . . . .	59
3.4	Estimation des échanges thermiques . . . . .	60
3.5	Description de l'écoulement diphasique . . . . .	63
3.5.1	Description qualitative . . . . .	63
3.5.2	Détection Matlab . . . . .	64
3.5.3	Flot optique . . . . .	68
	Conclusion . . . . .	73
<b>4</b>	<b>Modèle théorique de la surpression</b>	<b>75</b>
	Introduction . . . . .	75
4.1	Conditions d'étude . . . . .	75
4.1.1	Quantité et état de la vapeur . . . . .	76
4.1.2	Expansion de la vapeur . . . . .	76
4.1.3	Équation différentielle régissant l'évolution de pression . . . . .	77
4.2	Modèle théorique normalisé . . . . .	78
4.2.1	Normalisation de l'équation différentielle . . . . .	78
4.2.2	Estimation du premier pic de pression . . . . .	79
4.3	Résolution - données EDITE . . . . .	83
4.3.1	Résolution directe . . . . .	83
4.3.2	Résolution indirecte . . . . .	86
4.3.3	Limites du modèle théorique . . . . .	87
4.3.4	Influence de $N_1$ et $N_0$ sur $P_m^*$ et $t_m^*$ . . . . .	90
	Conclusion . . . . .	93
<b>5</b>	<b>Analyse globale</b>	<b>95</b>
	Introduction . . . . .	95
5.1	Conditions expérimentales . . . . .	95
5.1.1	Présentation générale . . . . .	95
5.1.2	Nombres caractéristiques sélectionnés . . . . .	96
5.2	Transitoires de pression . . . . .	98
5.2.1	Paramètres de la surpression . . . . .	98
5.2.2	Paramètres qui influent le taux de croissance de la surpression . . . . .	101
5.2.3	Saturation du délai de surpression . . . . .	102

5.3	Échanges thermiques aux premiers instants . . . . .	103
5.3.1	Estimation de la température aux premiers instants . . . . .	104
5.3.2	Instants précédant le pic de pression . . . . .	105
5.3.3	Échanges thermiques globaux . . . . .	106
5.4	Quantité de vapeur créée . . . . .	108
5.5	Travail mécanique produit . . . . .	110
5.6	Taux de conversion . . . . .	111
	Conclusion . . . . .	112
<b>6</b>	<b>Discussion et perspectives</b>	<b>113</b>
	Introduction . . . . .	113
6.1	Améliorations expérimentales . . . . .	113
6.1.1	Système de visualisation . . . . .	113
6.2	Analyse fréquentielle des signaux de surpression . . . . .	115
6.2.1	Principe de calcul . . . . .	115
6.2.2	Limites du travail effectué . . . . .	116
6.3	Oscillations de pression dans le ciel de gaz . . . . .	118
6.3.1	Introduction . . . . .	118
6.3.2	Équations bilans générales . . . . .	119
6.3.3	Équations bilans pour EDITE . . . . .	120
6.3.4	Équilibre . . . . .	122
6.3.5	Écart par rapport à l'équilibre . . . . .	123
6.3.6	Application numérique . . . . .	125
6.4	Recondensation de la vapeur . . . . .	126
	<b>Conclusion</b>	<b>129</b>
<b>A</b>	<b>Causes de rupture du filament</b>	<b>133</b>
A.1	Dimensionnement et filament . . . . .	133
A.2	Recherche des causes de rupture . . . . .	135
A.3	Comparaison des résultats . . . . .	139
<b>B</b>	<b>Incertitudes EDITE</b>	<b>143</b>
B.1	Incertitudes de type B . . . . .	144
B.1.1	Mesures directes . . . . .	144
B.1.2	Mesures indirectes . . . . .	152
B.2	Incertitudes de type A . . . . .	153
B.2.1	Journée 1 / Pré-campagne . . . . .	153
B.2.2	Déformation mécanique des plaques . . . . .	154
B.2.3	Journée 2 / Post-campagne . . . . .	154
B.2.4	Bilan des journées d'essai . . . . .	155
B.3	Conclusion . . . . .	156
<b>C</b>	<b>Estimation des coefficients d'échange</b>	<b>157</b>
C.1	Convection naturelle . . . . .	157
C.2	Ébullition nucléée . . . . .	158
C.3	Crise d'ébullition . . . . .	159
	<b>Références</b>	<b>159</b>





# Nomenclature

## Acronymes et sigles

BLEVE **B**oiling **L**iquid **E**xpanding **V**apor **E**xplosion

BWR **B**oiling **W**ater **R**eactor

CNRS **C**entre **N**ational de la **R**echerche **S**cientifique

HTGR **H**igh **T**emperature **G**as-cooled **R**eactor

LE2M **L**aboratoire d'**E**xperimentation en **M**écanique et **M**atériaux

MEB **M**icroscope **E**lectronique à **B**alayage

NSRR **N**uclear **S**afety **R**esearch **R**eactor

PFV **P**hotron **F**astcam **V**iewer

PWR **R**eactivity **I**nsertion **A**ccident

REP **R**éacteur à **E**au **P**ressurisée

RIA **R**eactivity **I**nsertion **A**ccident

RMSE ***R**oot **M**ean **S**quare **E**rror* ou Racine de l'erreur quadratique moyenne (**REQM**)  
en français

## Lettres grecques

$\chi$  Diffusivité thermique ( $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ )

$\eta$  Taux de conversion (rapport entre l'énergie mécanique de compression et l'énergie déposée dans le fluide)

$\gamma$  Coefficient de Laplace

$\mu$  Viscosité dynamique ( $\text{Pa} \cdot \text{s}$ )

$\mu_y$  Moyenne de la variable  $y$  sur la population considérée

$\omega$  Fraction massique

$\phi$  Flux surfacique ( $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$ )

$\rho$  Masse volumique ( $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ )

$\sigma$	Tension superficielle ( $\text{N.m}^{-1}$ )
$\sigma^*$	Coefficient de variation (%)
$\sigma_y$	Écart type de la variable $y$ sur l'intervalle considéré
$\tau$	Échelle de temps (s)
$\Theta$	Rapport sans dimension de masse de vapeur créée (cf. équation 5.2)
$k$	Coefficient d'élargissement

### Indices

$a$	Acoustique
$adiab$	Adiabatique
$atm$	Atmosphérique - c.-à-d. conditions atmosphériques, $(P, T)=(1,013 \times 10^5 \text{ Pa} ; 21 \text{ }^\circ\text{C})$
$c$	Condensateurs
$c$	Critique, c.-à-d. Point critique
$e$	Équivalent
$el$	Électrique
$exp$	Expérimental
$ext$	Extérieur(e)
$f$	Fluide
$i$	Initial(e)
$l$	Liquide - c.-à-d. Phase liquide
$m$	Maximal(e)
$S$	Solide
$sat$	Saturation - c.-à-d. Fluide en condition de saturation
$th$	Théorique
$v$	Vapeur - c.-à-d. Phase vapeur
$W$	Tungstène ( $_{74}\text{W}$ )
$ZI$	Zone d'interaction

### Lettres latines

$(N_1, N_0)$	Paramètres sans dimension du modèle théorique (cf. chapitre 4)
$(x, y)$	Coordonnées dans le repère cartésien considéré

---

$\mathcal{L}$	Chaleur latente du liquide ( $\text{J.kg}^{-1}$ )
$\mathcal{P}$	Puissance (W)
$\tilde{r}$	Constante thermodynamique ( $\tilde{r} = zR/M$ )
$C$	Capacité électrique (F)
$c$	Vitesse du son ( $\text{m.s}^{-1}$ )
$c_p$	Chaleur spécifique à pression constante ( $\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ )
$c_v$	Chaleur spécifique à volume constant ( $\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ )
$d$	Diamètre (m)
$E$	Luminosité (donnée restreinte à la section 3.5.3) [W]
$E$	Énergie (J)
$Eu$	Nombre de Eötvös
$F$	Débit volumique ( $\text{m}^3.\text{s}^{-1}$ )
$f$	Fréquence (Hz)
$g$	Constante universelle de gravitation ( $9,81 \text{ m.s}^{-2}$ )
$g$	Enthalpie libre massique ( $\text{J.kg}^{-1}$ )
$H$	Enthalpie massique ( $\text{J.kg}^{-1}$ )
$h$	Coefficient d'échange ( $\text{W.K}^{-1}.\text{m}^{-2}$ )
$I$	Intensité (A)
$Ja$	Nombre de Jakob
$K$	Constante de calcul
$k$	Conductivité thermique ( $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ )
$L$	Longueur (m)
$M$	Demi-grand axe d'une ellipse (m)
$M$	Masse molaire ( $\text{g.mol}^{-1}$ )
$m$	Demi-petit axe d'une ellipse (m)
$m$	Masse (kg)
$P$	Pression (Pa)
$Pr$	Nombre de Prandtl ( $Pr = \mu c_p/k$ )
$R$	Constante universelle des gaz parfaits ( $8,314 \text{ J.K}^{-1}.\text{mol}^{-1}$ )

$R$	Rayon (m)
$R$	Résistance ( $\Omega$ )
$Re$	Nombre de Reynolds
$res$	Résistivité électrique ( $\Omega.m$ )
$S$	Surface ( $m^2$ )
$s$	Entropie massique ( $J.K^{-1}.kg^{-1}$ )
$T$	Température (K, °C)
$t$	Temps (s)
$U$	Tension (V)
$u$	Vitesse ( $m.s^{-1}$ )
$U_y$	Incertitude élargie de la variable $y$
$u_y$	Incertitude de la variable $y$
$V$	Volume ( $m^3$ )
$v$	Volume massique ( $m^3.kg^{-1}$ )
$x$	Fraction molaire
$x_{th}$	Titre thermodynamique
$Z$	Elevation (m)
$z$	Facteur de compressibilité
Cu	Symbole du cuivre ( $_{29}Cu$ )
W	Symbole du tungstène ( $_{74}W$ )

# Introduction

À l'échelle microscopique, le changement de phase liquide/vapeur, qui correspond à de la vaporisation ou à de la condensation, est un transfert continu de molécules d'une phase à l'autre. Ce transfert de molécules à travers l'interface liquide/vapeur<sup>1</sup> donne lieu, à l'échelle macroscopique, à des modifications significatives du volume du fluide. Au-delà des échanges thermiques et de matière lors d'un changement de phase, la différence de volume des deux phases donne lieu à un transfert de quantité de mouvement qui peut-être violent en fonction de la situation considérée. Cela est notamment le cas lors de processus très rapides, c.-à-d. dont l'échelle de temps est inférieure à la milliseconde, tels que les vaporisations explosives (cf. [Glod et al., 2002]) ou les explosions vapeur<sup>2</sup> (cf. [van der Voort et al., 2012]). Le caractère rapide de la vaporisation donne alors lieu à une génération soudaine d'énergie mécanique impliquant des variations brusques de pression et la mise en mouvement du fluide.

L'objectif principal de cette étude doctorale est d'étudier expérimentalement ce type de vaporisation violente.

Ce projet de recherche s'inscrit dans une démarche d'amélioration de la sûreté des réacteurs nucléaires dans le cas d'un accident impliquant ce type de vaporisation intense. Le scénario considéré est un accident de réactivité (RIA<sup>3</sup>) qui concerne le comportement du cœur du réacteur nucléaire pour les réacteurs de type REP (réacteur à eau pressurisée). Le cœur du réacteur nucléaire, représenté sur la figure 1-(a), est une enceinte connectée en entrée et en sortie au circuit primaire du réacteur dans lequel circule le réfrigérant (eau borée et pressurisée à 15,5 MPa et à environ 300°C). Le cœur est composé de crayons de combustible qui enferment les pastilles d'uranium au sein desquelles se produit la réaction de fission dégageant la chaleur. La puissance délivrée par le cœur est pilotée par les barres de commande qui sont déplacées verticalement afin de contrôler localement la réactivité des assemblages de crayons de combustible. Un scénario de référence pour l'étude de sûreté en situation de RIA des REP est l'éjection d'une grappe de commande. Cette éjection provoque une augmentation locale de la réactivité et donc une augmentation transitoire de la puissance produite par le crayon (dégradé rouge sur la figure 1-(a)).

Ce pic de puissance induit un dépôt d'énergie important sur un temps court et provoque une augmentation de température du combustible ayant pour conséquence des sollicitations mécaniques importantes de la gaine du crayon combustible (via l'expansion des pastilles d'uranium, la pressurisation des gaz de fission et l'augmentation de la température de la gaine). Ces sollicitations mécaniques peuvent déformer la gaine sous la forme de ballonnements, comme présenté sur la figure 1-(b). Cette figure donne à voir des essais réalisés par [Jailin, 2020] en laboratoire et en des conditions similaires à un RIA<sup>4</sup>.

---

<sup>1</sup>cf. [Carey, 2020]-Chapitre 4

<sup>2</sup>Nommées BLEVE - *Boiling Liquid Expanding Vapor Explosion*

<sup>3</sup>Reactivity Initiated Accident

<sup>4</sup>Température maximale égale 870 °C avec une vitesse de chauffe de l'ordre de 1260 °C/s

Cette déformation couplée à l'expansion des pastilles d'uranium ( $UO_2$ ) fragilise le crayon et peut provoquer sa rupture, comme représenté sur la figure 1-(c). Sur cette sous-figure, la rupture type présentée est dans le sens de la hauteur. Les études permettent de s'assurer des conséquences limitées de ces sollicitations sur la tenue mécanique de la gaine qui constitue la première barrière de sûreté confinant la matière fissile. Néanmoins, on considère ici les conséquences d'une rupture hypothétique de la gaine.

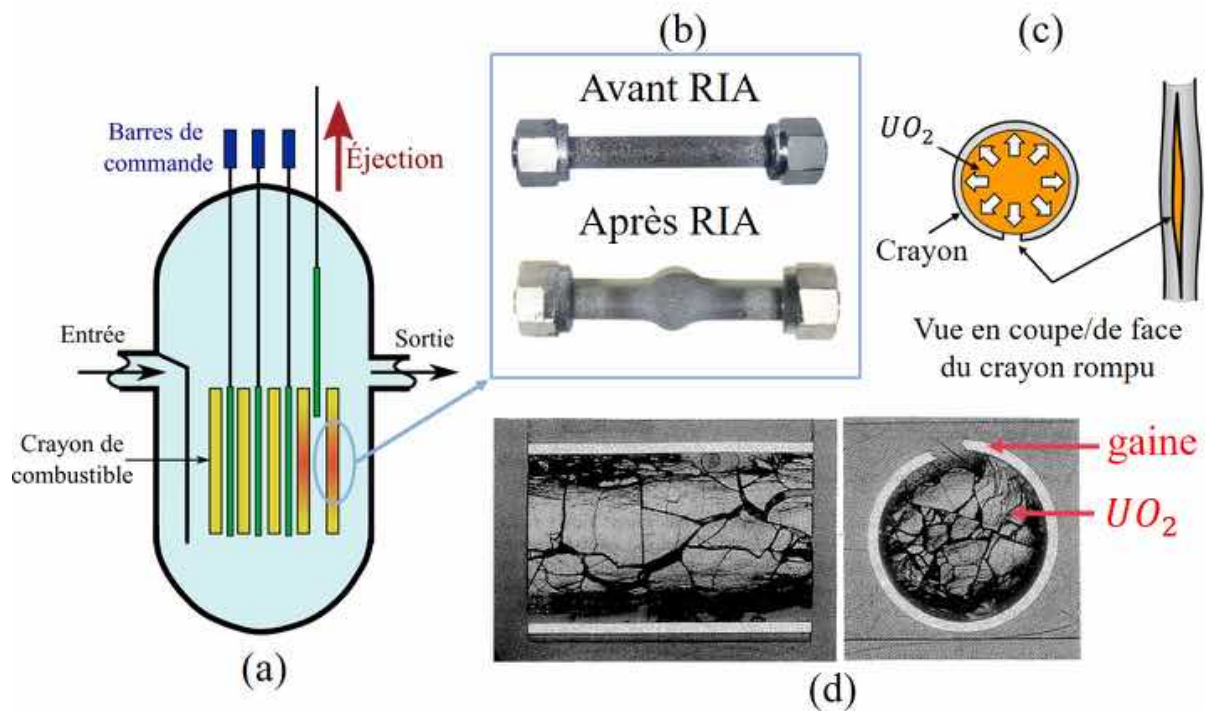


Figure 1: Illustrations des conséquences d'un RIA sur la tenue du crayon combustible d'un réacteur.

La rupture de la première barrière de confinement (la gaine) provoque alors l'éjection d'un mélange composé de fines particules d'uranium (dont le diamètre peut atteindre des tailles relativement faibles de l'ordre de  $10 \mu\text{m}$ ) et de gaz issus du crayon (mélange de gaz rares et de gaz produits lors de la fission) dans le réfrigérant. Les particules d'uranium sont issues de la fragmentation des pastilles de  $UO_2$  de taille caractéristique initiale de l'ordre du centimètre. Cette fragmentation, normale durant la vie d'un assemblage, s'aggrave lors du transitoire de puissance comme le montre la figure 1-(d) qui donne à voir la fragmentation du combustible lors d'essais de type RIA (cf. [Sugiyama and Fuketa, 2000]). Le moteur de l'éjection est la différence de pression entre l'intérieur du crayon, qui est monté en pression lors de l'augmentation de la température en son sein, et le réfrigérant.

Lorsque les particules d'uranium sont éjectées de l'intérieur du crayon vers le réfrigérant, leur température peut atteindre  $3000 \text{ K}$  (cf. [Sugiyama and Fuketa, 2000]). La température du réfrigérant (liquide) est bien plus faible que celle des particules solides d'uranium car elle est comprise entre  $550 \text{ K}$  et  $605 \text{ K}$ . Cette mise en contact instantanée entre un solide chaud et un liquide plus froid ( $\Delta T \simeq 2400 \text{ K}$ ) provoque un changement de phase au caractère fortement transitoire.

Des essais de rupture de crayon, lors de simulations expérimentales des conditions d'un

accident de type RIA, ont été réalisés dans le réacteur de recherche japonais NSRR au cours des années 80 (cf. [Sugiyama and Fuketa, 2000] ou [Fuketa and Fujishiro, 1994]). La rupture induit des pics de pression et des déplacements violents du fluide entourant le crayon. Cette phénoménologie est interprétée par une vaporisation explosive comparable à celles observées à petite échelle par [Glod et al., 2002] ou [Zhao et al., 2000]. Ces essais sont toutefois réalisés dans des conditions éloignées de celles du circuit primaire d'un réacteur nucléaire (essais réalisés dans une capsule à pression atmosphérique et température ambiante). Les variations importantes des propriétés de l'eau en fonction des conditions thermodynamiques modifient nécessairement l'intensité des processus de vaporisation, ce qui rend incertaine l'extrapolation des résultats issus de ces essais aux conditions d'intérêt pour l'étude de la sûreté. Il est donc requis d'étudier ce type d'interaction thermique pour différentes conditions thermodynamiques afin de conclure sur l'impact de ces dernières sur la phénoménologie explosive.

Afin d'affiner notre cadre de recherche, nous pouvons alors dire que l'objectif de la thèse est d'étudier expérimentalement une vaporisation à caractère explosif pour une large gamme de conditions thermodynamiques.

Le premier chapitre est une étude bibliographique du phénomène étudié et de phénomènes thermodynamiques complémentaires. Dans un premier temps, nous définissons ce qu'est une vaporisation rapide et quelles peuvent en être les causes. Puis, nous définissons, à l'aide des essais expérimentaux effectués sur des réacteurs de recherche, ce qu'est le choc thermique avec du combustible nucléaire, mais à des conditions thermodynamiques éloignées de celles d'un réacteur nucléaire. De cette étude d'essais analogues et/ou complémentaires résulte l'intérêt de mettre en place un dispositif expérimental capable de simuler un choc thermique dans des conditions de laboratoire s'approchant des conditions de l'eau à haute pression d'un réacteur nucléaire. On analyse notamment les résultats des travaux de la thèse de [Abbate, 2018] qui a mis au point un dispositif dédié. Les travaux réalisés et décrits par la suite se basent sur une évolution de ce dispositif.

Le second chapitre présente le dispositif expérimental utilisé pour réaliser l'ensemble des essais traités dans ce manuscrit. On décrit successivement la section d'essai et ses caractéristiques (dimensions, fluide, conditions thermodynamiques), le système de dépôt d'énergie utilisé afin de créer le choc thermique et l'instrumentation. Cette dernière est composée de mesures de courant, de capteurs de pression et de température et de caméras rapides qui fonctionnent à des fréquences très différentes (de 500 kHz à 1 Hz). Afin d'assurer une synchronisation des mesures entre les différents appareils, un système de déclenchement dédié est présenté dans la dernière section du chapitre.

Le troisième chapitre considère l'analyse approfondie d'un des essais réalisés au cours de la thèse. On décrit la succession de phénomènes initiés par le dépôt d'énergie et qui concerne la thermique et les transferts de chaleur vers le fluide, l'initiation et la durée de la phase de vaporisation, les variations de pression associées et la dynamique des poches de vapeur dans le dispositif. L'étude est chronologique et permet de déduire, d'une dynamique de choc thermique donnée, les conséquences en surpression et en génération de vapeur.

Le quatrième chapitre a pour objet la modélisation théorique des transitoires de pression observés. En effet, la création de vapeur de manière transitoire provoque la génération d'une onde de compression que nous souhaitons modéliser théoriquement. Cette modélisation théorique a pour but final d'estimer, a priori, le transitoire de pression généré pour

un choc thermique donné dans des conditions thermodynamiques données. Une approche analytique est proposée et le modèle est résolu numériquement et comparé aux résultats expérimentaux.

Le cinquième chapitre se propose d'étudier l'impact des conditions d'essai sur la phénoménologie du choc thermique. Pour cela, certaines quantités caractéristiques du choc thermique mises en évidence dans le chapitre 2 - comme par exemple la surpression maximale ou le volume de vapeur créée- sont étudiées en fonction de nombres sans dimension traduisant les conditions d'essai (sous-saturation, pression réduite, énergie déposée). Cette démarche permet de dégager des tendances concernant le phénomène de choc thermique.

Le sixième chapitre vient compléter les analyses abouties présentées dans les chapitres précédents par des analyses supplémentaires permettant d'approfondir la compréhension des résultats. Les travaux réalisés ont été entamés et non achevés et on présente les premiers résultats obtenus ainsi que la démarche à entreprendre pour les poursuivre.



# Chapter 1

## Étude bibliographique

### Introduction

La rupture de la première barrière de combustible est un problème largement considéré dans la littérature. La plupart des études expérimentales des accidents avec insertion de réactivité (RIA) ont pour objet l'étude de la capacité d'un crayon de combustible à résister à différents transitoires de puissance. Cela est étudié en considérant des crayons vierges, irradiés ou présentant des défauts tels qu'une perte d'étanchéité, ou une pré oxydation.

Plusieurs réacteurs expérimentaux permettent d'étudier le comportement d'un tronçon de crayon de combustible lors d'une insertion de réactivité. Ils sont présentés dans [Imholte and Aydogan, 2016]. Parmi les essais ayant provoqué une rupture de gaine, tous n'ont pas donné lieu à une interaction thermique entre le combustible et le réfrigérant. En effet, la rupture n'induit pas toujours l'éjection du combustible contenu dans le crayon. Cette étude se restreint aux essais ayant conduit à une interaction violente entre le combustible éjecté et le réfrigérant.

Dans un premier temps, nous présentons ce qu'est une situation hors équilibre qui peut mener à une interaction thermique violente. Cette étude permet de discerner deux cas limites de génération d'un choc thermique : la diminution rapide de pression du fluide ou l'apport rapide de chaleur au fluide. Ces deux cas limites sont présentés successivement dans les sections 2 et 3. La quatrième section fait une synthèse de ces deux cas limites à la lumière de l'interaction combustible/réfrigérant. Pour cela, les essais expérimentaux menés sur des crayons de combustibles sont présentés et nous mettons en évidence les limites thermodynamiques de ces campagnes expérimentales. Ces limitations expérimentales ont donné lieu à la mise en place d'une nouvelle démarche expérimentale qui se restreint à la reproduction d'un choc thermique dans des conditions thermodynamiques variées. Cette démarche, menée par [Abbate, 2018], a permis d'obtenir les premiers résultats présentés en fin de chapitre.

### 1.1 Qu'est-ce qu'une situation hors équilibre ?

Si l'on considère un liquide à l'équilibre thermodynamique, une perturbation locale de la pression ou de la température du fluide peut provoquer le changement de phase partiel ou complet du liquide en vapeur (seul changement de phase considéré ici). Dans le cas d'une diminution de pression ou d'une augmentation de la température, l'instabilité locale provoque la création d'un embryon de vapeur qui va augmenter en volume ou s'effondrer sur lui même en fonction de la stabilité de la phase gazeuse. Ces dynamiques

sont décrites précisément dans les travaux de [Carey, 2020], [Papon and Leblond, 1990] ou [Scheiff, 2018].

La figure 1.1 donne à voir le diagramme  $(P, T)$  pour un fluide quelconque. Le liquide, initialement aux conditions  $(P_i, T_i)$ , est à l'équilibre thermodynamique. Si la température augmente localement de manière significative (c.-à-d. transition (1)) le liquide change de phase et devient vapeur. Cette transition notée (1) passe par une zone de métastabilité, délimitée par les limites de métastabilités (pointillés noirs), où le fluide est stable mais hors équilibre, c.-à-d. toute perturbation peut provoquer un changement de phase local.

De même, si la pression du liquide initialement à l'équilibre diminue significativement (c.-à-d. transition (2)), le liquide change de phase et devient vapeur. Cette dernière transition est étudiée en détail dans [Carey, 2020]-section (5.1).

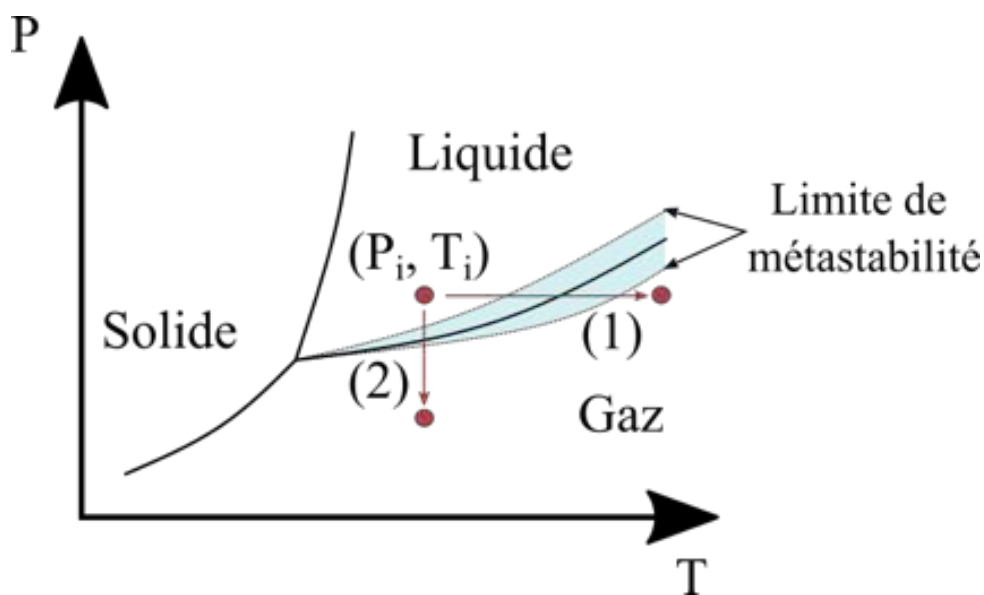


Figure 1.1: Diagramme de phase solide/liquide/gaz, modèle issu de [Papon and Leblond, 1990]

Concernant la diminution de pression, la figure 1.2, issue de [Carey, 2020], donne à voir une transformation isotherme d'un fluide décrit à l'aide de l'équation d'état de Van der Waals. Cela est tracé dans le repère  $(P, v)$  où  $P$  et  $v$  sont respectivement la pression et le volume massique de la masse fluide considérée.

Soit une masse de liquide à l'équilibre thermodynamique (A), si sa pression diminue jusqu'à atteindre le point (B), le liquide passe d'un état sous-saturé à saturé tout en restant à l'équilibre thermodynamique.

Ensuite, si sa pression diminue de nouveau, le fluide devient métastable (liquide surchauffé). Il est alors stable (au sens thermodynamique du terme), jusqu'à une limite de métastabilité (C). L'ensemble des points C obtenus par variation de la température  $T$  trace la courbe spinodale du liquide (cf. [Papon and Leblond, 1990] - [Jamet, 2003]). Dans la zone de métastabilité (B-C), le fluide est stable mais hors équilibre. Ainsi, la moindre perturbation peut localement déstabiliser le fluide et créer des embryons de vapeur. Si l'augmentation de volume massique continue, le fluide entre alors dans une zone d'instabilité (C-E) où il se vaporise massivement. Cette instabilité est due au fait que la chaleur spécifique ( $c_v$ ) devient négative sur cette portion de courbe, voir

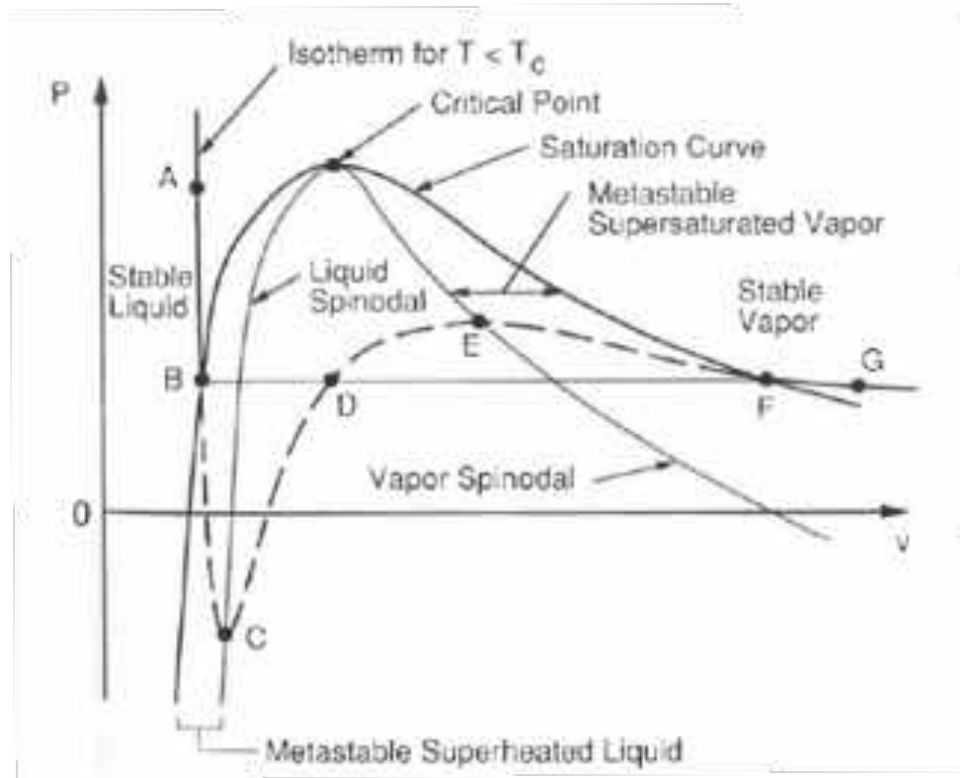


Figure 1.2: Procédé isotherme d'augmentation du volume massique d'un fluide régi par l'équation de van der Waals (A→G), figure issue de [Carey, 2020]

[Papon and Leblond, 1990]-section 3.3.4 pour la démonstration. Dans ce cas,

$$c_v < 0 \Leftrightarrow \left( \frac{\partial P}{\partial v} \right)_T > 0 \quad (1.1)$$

Entre C et E, le fluide n'existe dans un état stable que sous une forme diphasique liquide/vapeur. Pour un volume massique au-delà du point E, le fluide peut exister sous forme vapeur pure dans un état d'équilibre métastable. Ensuite, si le volume continue d'augmenter, la masse de fluide, devenu majoritairement vapeur, retrouve un état d'équilibre métastable entre E et F, puis un équilibre thermodynamique entre F et G.

Ainsi, si la perturbation en volume est suffisamment grande pour que le fluide, au départ sous-saturé (A), entre dans le domaine instable (C-E), il se vaporise de manière massive.

Cette description classique considère que le fluide est quasi homogène en pression et en température. Toutefois, des embryons de vapeur peuvent apparaître dans le fluide à l'équilibre lorsque localement la densité de ce dernier varie. Ce type d'ébullition homogène est décrit dans [Carey, 2020]- Section (5.2).

In fine, deux origines de modification de l'équilibre thermodynamique du liquide sont considérées : une diminution de pression ou une augmentation de température. La création de vapeur engendrée par le déséquilibre thermodynamique est toutefois limitée par les processus de transport (transferts) thermique, de quantité de mouvement et de changement de phase qui s'opèrent aux interfaces. De ce fait, la variation conséquente et rapide des conditions thermodynamiques, c.-à-d. dont la constante de temps est plus faible que

celle des phénomènes de transport, peut engendrer des phénomènes transitoires et violents. Considérant les deux causes mises en évidence au début de cette section, deux phénomènes physiques sont étudiés :

- la trempe thermique. Cette dernière est une opération de traitement métallurgique qui consiste à plonger la pièce de métal encore chaude dans un bain d'huile ou d'eau. Ce procédé permet une cristallisation rapide du matériau qui augmente sa dureté et sa résistance à l'usure, voir notamment [Desalos, 2004] (métallurgie) et [Harion and Donze, 2019] (verrerie).

L'opération de trempe crée un choc thermique entre le fluide et le solide du fait de l'augmentation locale et intense de la température du fluide.

- la vaporisation violente à caractère explosif, ou *Boiling Liquid Expanding Vapor Explosion* (BLEVE) en anglais. Il s'agit du phénomène physique à l'origine de nombreux accidents industriels tels que celui de Los Alfaques en 1978, cf. [Palacio, 1982]. Un tel accident se produit lors de l'expansion rapide d'un gaz liquéfié, voir notamment [Abbasi and Abbasi, 2007].

Ces deux phénomènes sont présentés dans les sections suivantes.

## 1.2 Choc thermique par diminution de pression

Dans le cas de l'accident de type BLEVE, la vaporisation du liquide est due à la diminution rapide de la pression, c.-à-d. échelle de temps de l'ordre de  $1 \mu\text{s}$ , à température constante. Cette phénoménologie explosive est notamment observée expérimentalement par [van der Voort et al., 2012] lors de la rupture instrumentée de bouteilles de  $\text{CO}_2$  liquide.

Le principe et les résultats de l'expérience sont donnés sur la figure 1.3. Environ 41 kg de  $\text{CO}_2$  liquide sont contenus à saturation (270 K ; 3,2 MPa) dans une bouteille placée verticalement au milieu de la salle d'essai (figure 1.3-(a)). L'ouverture de la bouteille se fait par projection d'un jet de cuivre liquide des deux côtés de la bouteille, et sur toute la hauteur de cette dernière, ce qui permet de s'assurer de la rupture symétrique de la bouteille.

La pression est ensuite mesurée à l'aide de 4 capteurs de pression situés sur la même ligne. Les capteurs B1 et B4 sont placés à 1 m de la bouteille et de part et d'autre de cette dernière. Ensuite, les capteurs B2 et B3 sont placés à, respectivement, 2 et 3 mètres de la bouteille, dans l'alignement du capteur B1. Ils permettent de mesurer les transitoires de pression, pour deux essais similaires, présentés sur les figures 1.3-(b) et (c). En se restreignant aux capteurs B1 et B4, ces relevés montrent une première surpression relevée par le capteur B1 (A) et B4 (A) de l'ordre de 60 kPa et 95 kPa, respectivement. Cette dernière est due à l'ouverture de la bouteille. S'ensuivent une décroissance rapide puis une brusque croissance (B). Cette seconde croissance a une amplitude 35 kPa et 68 kPa, respectivement. Cette seconde croissance est due à l'expansion et la vaporisation rapide du liquide, nommée BLEVE.

Après ce second pic, la pression décroît lentement (11-12 ms environ) en passant par une phase négative (B-C).

Cette dynamique de croissance rapide et de décroissance lente (B-C) correspond à la dynamique d'onde de choc décrite et idéalisée par [Strehlow and Baker, 1976]. Cette

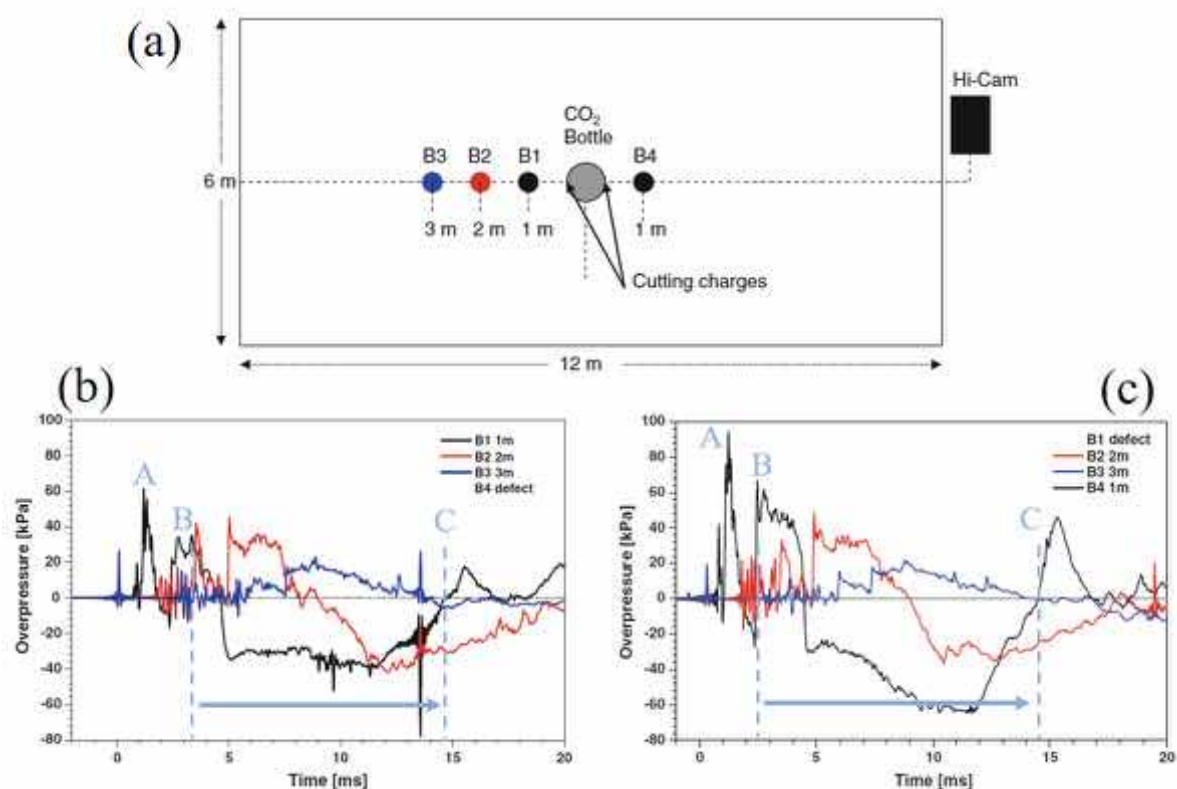


Figure 1.3: Dispositif expérimental d'essais d'explosion vapeur (a). Relevés de surpression consécutive à l'ouverture du contenant testé (b)-(c). Les images sont issues de [van der Voort et al., 2012]

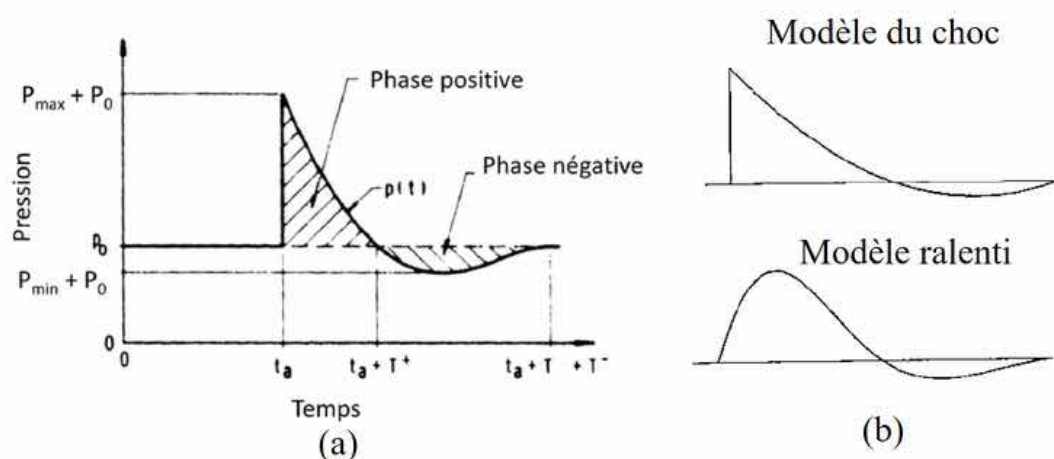


Figure 1.4: Modèle idéal d'onde de choc (a), issu de [Strehlow and Baker, 1976]. Schémas simplifiés du modèle idéal d'une onde de choc et d'un modèle ralenti (non-discontinuité de la pression)-(b), issue de [C.J.H. van den Bosch and R.A.P.M. Weterings, 1996]

dernière présentée sur la figure 1.4-(a) donne à voir l'évolution de pression du milieu au passage d'une onde de choc. Une première compression transitoire ( $P_{max} + P_0$ ) est suivie par une lente dépression qui donne à voir une phase positive, entre  $t_a$  et  $t_a + T^+$ , et une phase négative, entre  $t_a + T^+$  et  $t_a + T$ . Ce modèle idéalisé est valable lorsque l'expansion

du liquide est suffisamment rapide. Dans ce cas, la pression est discontinue au passage de l'onde.

Toutefois, lorsque l'expansion du liquide est plus lente, la surpression augmente de façon plus lente comme cela est présenté sur la figure 1.4-(b) ("*Modèle ralenti*"). Les travaux de [Birk et al., 2020] et [Birk et al., 2007] permettent de capturer ce type de dynamique pour des BLEVE à petite (quelques centaines de grammes de liquide) et moyenne échelle (plusieurs centaines de kilogrammes de liquide). Le taux de croissance sont alors respectivement de  $1,5 \text{ MPa.s}^{-1}$  et  $123 \text{ MPa.s}^{-1}$  environ.

Ces taux de croissance de pression permettent d'obtenir une échelle de la rapidité d'expansion et de vaporisation du liquide. Toutefois, les résultats sont très dépendants des conditions d'essai, notamment le type de contenant utilisé, son volume et la forme de la rupture. L'influence de la forme de la rupture explique l'observation d'un phénomène idéal d'onde de choc pour les essais de [van der Voort et al., 2012] et un modèle plus ralenti pour les essais de [Birk et al., 2020] et [Birk et al., 2007]. En effet, la rupture des contenants dans les deux derniers travaux cités est moins nette et non symétrique. Cette forte disparité des résultats expérimentaux ne permet pas d'obtenir une corrélation claire entre les conditions expérimentales (pression et volume du liquide) et le taux d'augmentation de pression.

L'étude des BLEVE consiste majoritairement à estimer le danger potentiel de la rupture d'un réservoir contenant un liquide pressurisé à des conditions de pression et de température données. Pour cela, il est nécessaire d'estimer l'énergie libérée par l'expansion du liquide. Pour ce faire, [Abbate, 2018] montre que le travail fourni par l'expansion de liquide,  $\Delta W$ , se réduit à :

$$\Delta W = \frac{P_i}{\gamma - 1} \left[ V_v + V_l \frac{\rho_l}{\rho_v} \left( 1 - \exp \left( -\Omega \frac{c_p (T_c - T_{sat})}{\mathcal{L}} \right) \right) \right] \left( 1 - \left( \frac{P_{atm}}{P_i} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right) \quad (1.2)$$

Avec,

$$\Omega = 2,63 \left( 1 - \left( \frac{T_c - T_i}{T_c - T_{sat}} \right) \right) \quad (1.3)$$

Où  $P_i$  et  $P_{atm}$  sont respectivement la pression du fluide dans le réservoir [Pa] et la pression atmosphérique [ $1,01 \times 10^5$  Pa] (pression régnant à l'extérieur du réservoir).  $\gamma$  est le coefficient de Laplace (rapport des capacités thermiques pour un gaz parfait).  $V_v$ ,  $V_l$ ,  $\rho_v$ ,  $\rho_l$  sont le volume de vapeur ( $\text{m}^3$ ), le volume de liquide ( $\text{m}^3$ ), la masse volumique de la vapeur ( $\text{kg.m}^{-3}$ ) et de celle du liquide ( $\text{kg.m}^{-3}$ ) contenus dans le réservoir.  $T_c$ ,  $T_i$ ,  $T_{sat}$  sont respectivement, la température critique, la température du fluide dans le réservoir et la température saturation du liquide (à pression atmosphérique), exprimées en Kelvin. Enfin,  $c_p$  et  $\mathcal{L}$  sont respectivement la chaleur spécifique du liquide ( $\text{J.K}^{-1}.\text{kg}^{-1}$ ) et la chaleur latente du liquide ( $\text{J.kg}^{-1}$ ).

L'essai issu de [van der Voort et al., 2012] utilise du  $\text{CO}_2$  à saturation qui remplit un réservoir de 49 L. Ce dernier est plein à 95% de son volume avec du liquide. Le travail produit par ce type d'expansion liquide est de l'ordre de 0,63 MJ. Cela revient à  $13,6 \text{ MJ.m}^{-3}$  ou  $14,4 \text{ kJ.kg}^{-1}$  pour la bouteille considérée. Ces expansions volumiques et spécifiques sont bien inférieures (d'un facteur 5) à celles calculées par [C.J.H. van den Bosch and R.A.P.M. Weterings, 1998] pour l'expansion du  $\text{CO}_2$  dans des conditions quasi similaires, c.-à-d. (266,5 K ; 29,1 bars). Cet écart d'estimation peut s'expliquer par une sous-estimation du travail généré dans

le modèle utilisé. Le travail généré par l'expansion isentropique de fluides choisis, calculé par [C.J.H. van den Bosch and R.A.P.M. Weterings, 1996], est présenté sur la figure 1.5. Les fluides sont initialement considérés à saturation aux conditions  $(T_1, P_1)$ , puis ils s'expandent jusqu'à atteindre la pression atmosphérique.

Fluid	$T_1$ (K)	$p_1$ ( $10^5$ Pa)	Liquid		Vapour	
			$e_{av}$ (kJ/kg)	$e_{av}/v_f$ (MJ/m <sup>3</sup> )	$e_{av}$ (kJ/kg)	$e_{av}/v_g$ (MJ/m <sup>3</sup> )
Ammonia,	324.8	21.2	82.5	46.2	297.0	4.89
	360.0	48.0	152.5	74.7	365.0	14.80
	400.0	102.8	278.5	95.7	344.0	47.00
Carbon dioxide,	244.3	14.8	54.4	58.2	98.0	3.77
	255.4	21.1	60.9	62.1	109.0	6.00
	266.5	29.1	68.1	65.6	117.0	9.17
Nitrogen,	104.0	10.0	13.2	8.78	41.9	1.75
	110.0	14.5	18.2	11.3	47.7	2.98
	120.0	24.8	28.6	15.0	53.5	6.66
Oxygen,	120.0	10.1	12.8	12.5	43.9	1.73
	130.0	17.3	18.7	16.8	53.4	3.65
	140.0	27.5	27.2	22.1	60.0	7.00

Figure 1.5: Expansion isentropique de fluides communs dans l'industrie, figure issue de [C.J.H. van den Bosch and R.A.P.M. Weterings, 1996]

Pour un même volume de dioxyde de carbone, l'expansion du liquide est plus énergétique que celle de la vapeur du fait du changement de phase (cf. équation 1.2), d'un facteur 7 à 15. Toutefois, pour une même masse, le travail fourni par l'expansion de la vapeur est plus élevé que par celle du liquide. Cela est dû au fait que  $\Omega \geq 0$ , pour la vapeur, et donc le terme  $(1 - \exp(\cdot)) \leq 1$  dans l'équation 1.2.

L'essai présenté dans cette section montre la dynamique de surpression commune à la plupart des explosions vapeur et décrite par [Strehlow and Baker, 1976] : une compression rapide (discontinuité en pression), puis une dépression lente. Lorsque l'expansion du liquide est ralentie, la surpression présente une croissance non discontinue de l'ordre de plusieurs MPa.s<sup>-1</sup>. Le travail mécanique global permet d'estimer la sévérité de l'incident de type BLEVE. Pour le dioxyde de carbone et l'azote, le travail mécanique spécifique généré est de l'ordre de la dizaine de kJ.kg<sup>-1</sup>. Ceci constitue une échelle de travail mécanique généré qu'il s'agit de comparer avec le travail mécanique généré lors d'une interaction combustible/réfrigérant.

### 1.3 Choc thermique par apport de chaleur

Lors de la trempe thermique d'une pièce métallique, cette dernière est portée à haute température, puis plongée dans un liquide (eau ou huile) plus froid afin de créer un choc thermique. Le choc thermique est dû à la différence de température importante (plusieurs centaines de degrés) entre le solide et le liquide. Cette différence de température donne lieu à de forts transferts thermiques entre la paroi solide et le liquide qui provoquent la génération explosive de vapeur. Avant de caractériser le caractère explosif d'une telle interaction, la partie suivante s'attache à présenter l'ébullition en tant que telle et ses différentes phases.

### 1.3.1 Régime permanent

Les premiers travaux concernant la caractérisation des régimes d'ébullition ont été menés par [Jakob and Linke, 1933] et [Nukiyama, 1966]. Ce dernier a déterminé expérimentalement la courbe qui porte son nom et qui représente le flux de chaleur surfacique entre une surface chauffante et le liquide en fonction de la surchauffe  $\Delta T$  de la surface solide. Afin de déterminer cette courbe, l'expérience utilise un fil métallique chauffé par effet Joule et plongé dans une grande quantité d'eau distillée à température de saturation ( $T_{sat}$ ) et à pression ambiante. Le liquide n'est soumis à aucun écoulement.

La température du fil  $T_W$  est mesurée en fonction des niveaux de puissance imposés, soit en fonction du flux de chaleur transmis en régime permanent. L'évolution du flux de chaleur transféré ( $\Phi_W$ ) au liquide en fonction de la surchauffe de la paroi ( $T_w - T_{sat}$ ) est présentée sur la figure 1.6.

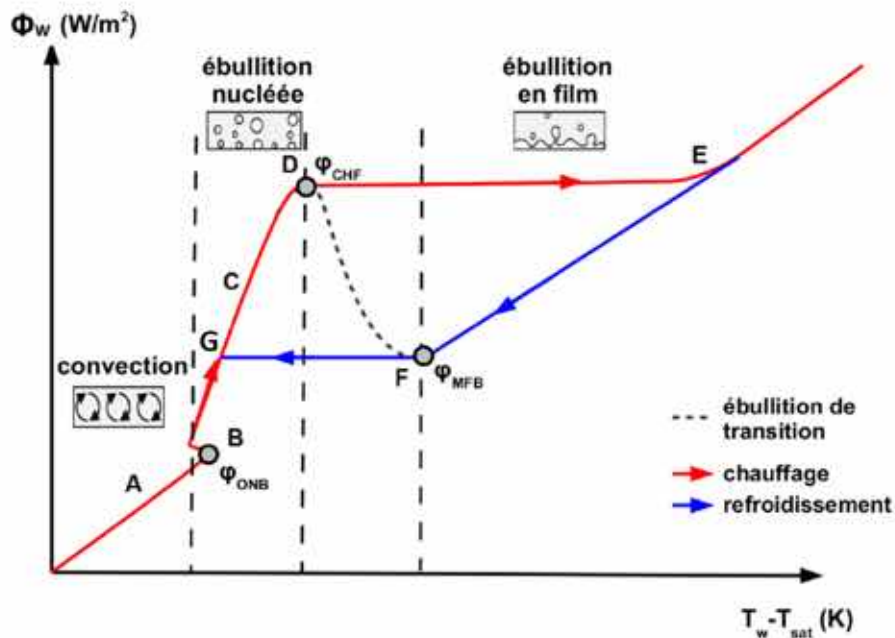


Figure 1.6: Courbe d'ébullition de Nukiyama, issue de [Scheiff, 2018]

Cette représentation graphique met en évidence plusieurs régimes d'ébullition :

**Convection - A** Initialement à la température du liquide, la surface est chauffée. Cet échauffement crée un gradient de température qui génère un gradient de masse volumique dans le fluide. Ce déséquilibre enclenche une circulation du fluide nommée convection naturelle. Durant cette phase, le flux surfacique évolue linéairement avec la température.

**Déclenchement d'ébullition - B** Lorsque la température atteint la limite de métastabilité du liquide, les premières bulles de vapeurs apparaissent. Ce point particulier symbolise le déclenchement de l'ébullition (ONB - *Onset of Nucleate Boiling* en anglais) où des petites bulles apparaissent en des endroits bien particuliers de la surface chauffante appelés sites de nucléation.

**Ébullition nucléée - C** Si la température en paroi continue d'augmenter, le flux surfacique augmente proportionnellement à la surchauffe. Cette augmentation est plus



rapide avec la température que lors du régime convectif (A), ce qui indique une augmentation de l'efficacité des transferts. Le régime d'ébullition nucléée est caractérisé par l'augmentation du nombre de sites de nucléation et de la fréquence à laquelle les bulles de vapeur sont formées. Les bulles formées quittent la surface chauffant par flottabilité et donnent à voir de fines colonnes de trains de bulles de vapeur.

**Crise d'ébullition - D** Le flux augmente avec la surchauffe jusqu'à une limite appelée flux critique ( $\phi_{CHF}$ ). Ce point constitue un maximum de flux, en ébullition nucléée, à partir duquel la création de vapeur est plus importante que le remouillage de la surface. À partir de ce point particulier, deux chemins sont possibles : pour des expériences avec température de paroi contrôlée, on peut observer un régime dit d'ébullition de transition, qui est instable à puissance contrôlée.

**Ébullition transitoire - D→F** Si la surchauffe augmente de manière contrôlée, le flux surfacique diminue, l'ébullition entre dans une zone de transition. Les bulles de vapeur se concentrent à la surface de la surface chauffante en formant une "couche" instable de vapeur qui réduit drastiquement les transferts de chaleur. Le flux surfacique diminue jusqu'à un minimum nommé point de Leindenfrost (F). La température de Leindenfrost constitue le minimum de température pour qu'un film de vapeur soit stable. Toutefois, si le flux diminue de nouveau, le film redevient instable, la paroi est remouillée, et l'ébullition redevient nucléée (F→G).

**Ebullition en film - F→E** À partir de la température de Leindenfrost, si la température augmente, la couche de vapeur se stabilise et devient un film de vapeur sur la surface chauffante. Le flux surfacique est de nouveau croissant avec la température. Les transferts thermiques sont principalement dus à la conduction et à la convection à travers la couche de vapeur, ainsi qu'aux rayonnements émis par la surface et traversant la vapeur.

Ce régime peut aussi être atteint à partir du point D si le flux est imposé et conservé constant (transition D→E).

### 1.3.2 Paramètres influant l'ébullition

Ces régimes d'ébullition ont été décrits pour un fil droit plongé dans un fluide à saturation. Cette cartographie peut varier de manière significative en fonction des conditions d'essai. Les influences sont multiples :

- l'élément chauffant : sa taille, son état de surface, la matière qui le constitue la taille et l'orientation de l'élément chauffant ;
- la nature et l'état thermodynamique du fluide considéré (à saturation ou hors saturation par exemple) ;
- le couple surface chauffante/fluide : la mouillabilité de l'élément chauffant, le changement chimique de la surface au contact du fluide ;
- la cinétique de chauffe : transitoire ou stationnaire, à flux constant ou à température constante ;

L'influence de ces facteurs donne lieu à une multitude de corrélations tentant de généraliser le flux thermique en fonction de la différence de température et des conditions d'essai. L'ensemble des influences sur les régimes d'ébullition et les flux qui en découlent est notamment détaillé dans [Carey, 2020], ou [Cooper, 1984] dans le cas d'un fluide à saturation.

### 1.3.3 Dynamique de chauffe rapide

Les régimes d'ébullition présentés dans [Nukiyama, 1966] et [Carey, 2020] sont valables en régime stationnaire. Toutefois, lorsque la dynamique de chauffe s'accélère, la génération de vapeur peut présenter une dynamique explosive.

Pour cela, considérons les travaux de [Zhao et al., 2000] et [Glod et al., 2002]. Le premier des deux travaux considère l'ébullition explosive sur une surface chauffante horizontale et rectangulaire de faible dimension ( $100\ \mu\text{m}$  par  $110\ \mu\text{m}$ ) plongée dans de l'eau distillée à pression et température ambiante. La figure 1.7 donne à voir les phases de l'ébullition explosive (i) et la surpression générée dans le fluide (ii) lors d'un échauffement rapide de la surface.

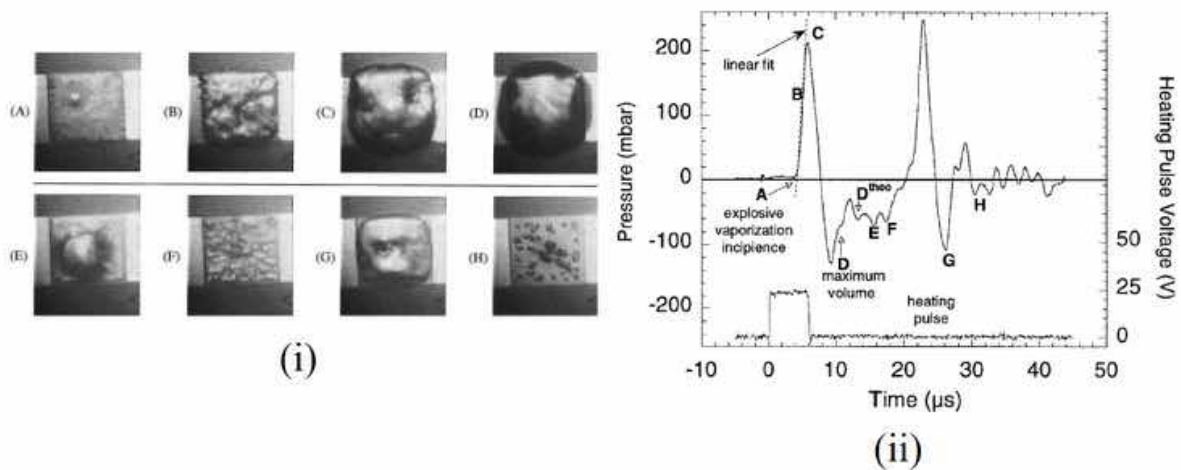


Figure 1.7: Ébullition explosive sur une micro surface, issue de [Zhao et al., 2000]. (i) Images successives de la surface de l'élément chauffant. (ii) Relevés du dépôt d'énergie (V) et de la surpression mesurée proche de l'élément chauffant (mbar).

Le dépôt d'énergie dans l'élément chauffant est produit par un créneau de 26 V sur  $6\ \mu\text{s}$  (partie basse de la figure 1.7-(ii)). Cela produit une décharge de  $62\ \mu\text{J}$ , soit une puissance surfacique d'environ  $1\ \text{GW}\cdot\text{m}^{-2}$ . Dès la fin du dépôt d'énergie, une première bulle se forme sur la surface (A), puis la bulle grossit rapidement et en quelques microsecondes la surface chauffante est recouverte d'une couche de vapeur (B). Le volume de vapeur croît jusqu'à atteindre un volume maximal (D). Lorsque la bulle a atteint son volume maximal, elle se replie sur elle-même et éclate en plusieurs amas (E→F), avant de grossir de nouveau (F→G) et d'éclater de nouveau en de plus petites bulles distinctes spatialement (H).

Dans le même temps, les mesures de surpression dans le liquide, figure 1.7-(ii), montrent une rapide surpression entre A et C, puis une décroissance rapide jusque D. Il s'ensuit une zone fluctuante (D→E, F) avant une nouvelle croissance rapide suivie d'une

décroissance tout aussi rapide (F→G). Les valeurs positives et négatives de la surpression sont respectivement dues à une accélération et une décélération de la création du volume de vapeur, respectivement  $d^2V_v/dt^2 > 0$  et  $d^2V_v/dt^2 < 0$ . L'augmentation de pression due à la première création de vapeur (A→C) est d'environ 210 mbar sur  $2 \mu\text{s}$ , soit  $(dP/dt)_{A \rightarrow C} \simeq 10 \text{ GPa}\cdot\text{s}^{-1}$ .

Ensuite, les auteurs ont conservé le temps caractéristique de dépôt et ont augmenté l'énergie déposée. Le dépôt d'énergie est pour l'ensemble des cas un créneau, comme présenté sur la figure 1.7, mais dont l'amplitude varie avec la tension. Ces différents essais ont permis l'obtention de la figure 1.8. Sur cette dernière est tracée la surpression maximale (a) et le délai entre le début du dépôt d'énergie et l'instant du maximum de pression (b) mesurés en fonction de la tension utilisée pour le dépôt.

Lorsque l'énergie déposée augmente, le maximum de pression reste constant, et égal à 105 mbar, sur une large gamme de tension (phénomène de blocage) avant d'augmenter proportionnellement à l'énergie déposée, et ce jusqu'à une valeur de 130 mbar. Pour sa part, le délai ( $t_c$ ) entre le début du dépôt d'énergie et le pic de pression décroît de manière exponentielle de 11,2 à  $5,4 \mu\text{s}$ . Lorsque la pente de  $t_c$  réduit, la pression mesurée augmente (à droite des pointillés rouges sur la figure 1.8-(b)). Ainsi, le taux de croissance de la pression est proportionnel à la puissance sous l'effet de deux phénomènes couplés : diminution de  $t_c$  ou augmentation de la surpression maximale. Il semble alors que le taux de croissance de pression en fonction du temps ( $\partial P/\partial t$ ) est proportionnel à l'énergie déposée dans le solide (et donc à la puissance déposée, car le temps caractéristique de dépôt est inchangé).

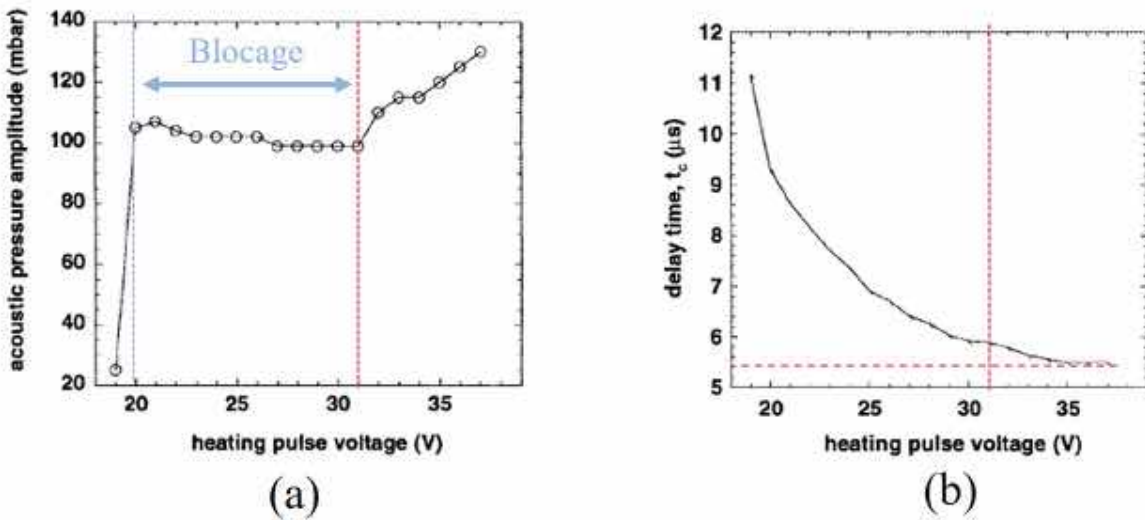


Figure 1.8: Surpression maximale (a) et délai entre l'instant de cette surpression et du début du dépôt d'énergie (b) en fonction de la tension utilisée, issu de [Zhao et al., 2000]

Afin de confirmer le rôle prépondérant de la dynamique de dépôt sur la surpression engendrée, les auteurs cités ont réalisé une autre expérience avec un fil de platine plongé dans l'eau. Le fil de quelques microns de diamètre est plongé dans l'eau aux conditions ambiantes de pression et de température. Il est chauffé sur le même principe : un créneau de tension d'amplitude variable en fonction de l'essai considéré.

Les résultats expérimentaux sont présentés dans la table 1.1.  $P_{e,I}$ ,  $t_p$ ,  $E_I$ ,  $dT/dt$  et  $p_v - p_i$ , sont respectivement la puissance déposée au moment du point d'inflexion de la pression (A sur la figure 1.7-(ii)), la largeur de l'impulsion de puissance, l'énergie déposée au moment du point d'inflexion, l'augmentation moyenne de température au cours du temps et la différence de pression maximale entre l'intérieur de la bulle de vapeur ( $p_v$ ) et la pression ambiante. La pression à l'intérieur de la bulle est légèrement supérieure à la pression mesurée dans le liquide ( $p_l$ ), car elle est régie par l'équation de Laplace :  $p_v = p_l + \frac{2\sigma}{R}$ , avec  $\sigma$  et  $R$  la tension superficielle du liquide et le rayon maximal de la bulle considérée (cf. eq. 5-6-7 de [Glod et al., 2002]). Malgré cette légère différence avec la pression présentée sur la figure 1.7-(ii), l'interprétation des tendances est inchangée.

Ligne	$P_{e,I}$ (W)	$t_p$ ( $\mu$ s)	$E_I$ ( $\mu$ J)	$dT/dt$ ( $10^6$ K.s $^{-1}$ )	$p_v - p_i$ (bar)
1	42,5	4,5	151,5	86	10
2	35	6	144	74	8,2
3	32,5	6	144	66	8,1
4	30	6	144	62	8,0
5	24	8	140	50	6,2
6	21	8	136	44	6
7	7	30	157	10	1

Table 1.1: Résultats d'essai d'explosion vapeur sur un fil de platine plongé dans de l'eau à température et pression ambiantes, issu de [Glod et al., 2002]

Les deux valeurs extrêmes de surpression ( $10^7$  Pa et  $10^5$  Pa), lignes 1 et 7, correspondent respectivement à la cinétique de dépôt la plus rapide ( $4,5 \mu$ s d'impulsion) et la plus lente ( $30 \mu$ s d'impulsion). Pour un dépôt lent ( $t_p$  élevé) mais conséquent ( $E_I$  élevé), la surpression mesurée est plus faible que celle obtenue à l'aide d'un dépôt plus bref mais moins énergétique.

De plus, pour un même dépôt d'énergie,  $E_I=144 \mu$ J, les lignes 2-3-4 présentent une surpression proportionnelle au taux d'augmentation de la température au cours du temps. Toutefois, l'augmentation de la surpression est relativement faible par rapport à celle observée lors de la diminution du temps de l'impulsion de puissance. Cela est représenté graphiquement sur la figure 1.9-(a). Sur cette dernière, les surpressions mesurées pour des dépôts de  $144 \mu$ J forment un plateau (cercle rouge) qui semble indépendant de  $dT/dt$ . Tandis que pour tous les autres dépôts,  $p_v - p_i$  est croissant de façon monotone avec  $dT/dt$ , ce qui donne à voir le même phénomène de blocage de la pression que celui observé sur la figure 1.8-(a).

La figure 1.9 donne à voir l'évolution de  $p_v - p_i$  en fonction de la largeur du créneau de puissance ( $t_p$ ). Sur cette figure, on constate que la surpression est proportionnelle par palier au taux de chauffe de l'élément chauffant (a). Cela est dû au fait que la surpression est inversement proportionnelle à la largeur de l'impulsion de puissance (b).

Enfin, la puissance mécanique extractible des essais de [Glod et al., 2002] est de l'ordre de  $0,5$  W. Le temps de croissance de la surpression est de l'ordre de  $1,5 \mu$ s. Ainsi, l'énergie mécanique extractible est de l'ordre de  $0,75 \mu$ J. Le taux de conversion obtenu pour l'essai de [Glod et al., 2002] est égal à  $0,38\%$ , où le taux de conversion est le rapport entre l'énergie mécanique générée par la création de vapeur et l'énergie thermique transmise au fluide.

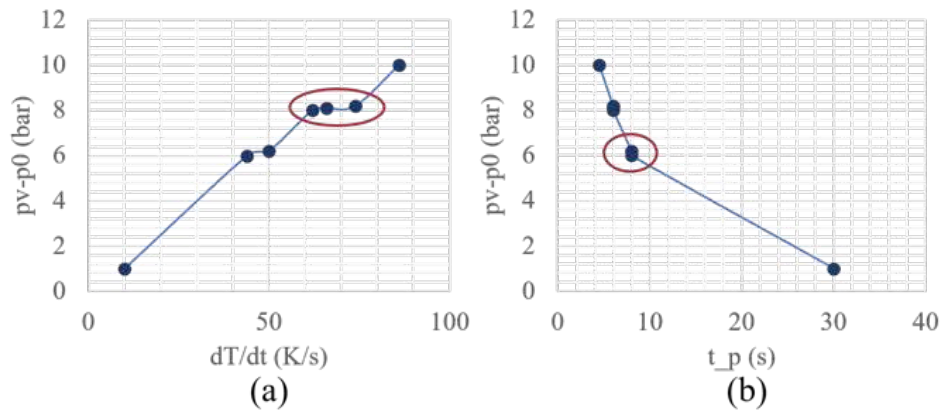


Figure 1.9: Évolution de la surpression en fonction du taux d'élévation de la température (a) et de la largeur du pulse de puissance (b), résultats adaptés de [Glod et al., 2002]

### 1.3.4 Conclusion

Les phénomènes de BLEVE et de vaporisation explosive représentent deux cas extrêmes dans l'étude du changement de phase liquide/vapeur. En effet, le premier est une transformation à température constante mais à variation rapide de volume. Tandis que le second se déroule à volume constant mais dont la variation de température est quasi instantanée. Malgré cette différence de cause, ces deux phénomènes présentent des conséquences similaires : une compression rapide du milieu, puis une dépression plus ou moins lente en fonction du phénomène considéré. Le tout génère des travaux mécaniques non négligeables dans le cas du dimensionnement de systèmes hydrauliques.

L'interaction combustible/réfrigérant provoque la mise en contact instantanée entre un solide à haute température et un liquide froid. Le choc thermique qui en résulte est une composition des deux phénomènes décrits dans cette section (explosion vapeur et BLEVE). La partie suivante s'attache à la description des travaux sur l'interaction combustible/réfrigérant existants dans la littérature.

## 1.4 Interaction combustible/réfrigérant

L'interaction combustible réfrigérant en conditions accidentelles est majoritairement étudiée dans deux cas distincts :

- rupture du crayon de combustible et éjection de particules solides qui entraîne une interaction thermique entre un élément solide chaud et le liquide ;
- fusion d'un crayon de combustible qui mène à l'interaction entre un magma à haute température, nommé corium, et le réfrigérant liquide

Notre principal cas d'étude est le premier type d'interaction combustible/réfrigérant. Ce dernier est présenté dans la première sous partie. L'interaction corium/réfrigérant est un sujet plus vaste, mettant en jeu la dynamique de la coulée de corium et sa fragmentation pouvant amorcer une interaction thermique violente. Toutefois, il s'agit aussi d'une interaction thermique intense entre des particules semi-liquides et un liquide. Cette interaction est présentée dans la seconde sous partie

### 1.4.1 Travaux sur l'interaction combustible solide/réfrigérant

L'interaction combustible-réfrigérant est d'autant plus intense que le transfert thermique est intense entre les deux corps et donc, a priori, que la température du combustible est élevée et que la surface d'échange est importante. Des interactions particulièrement violentes ont pu être observées pour des niveaux d'énergie déposée dans le crayon combustible menant à la fusion du combustible, par exemple [Jensen et al., 2017]. Ces cas correspondent à des conditions particulièrement extrêmes par rapport à celles des scénarios accidentels de RIA pour lesquels le combustible reste, a priori, sous sa forme solide. Parmi la base de données des essais, voir [Corradini et al., 1988] et [Imholte and Aydogan, 2016] notamment, on s'intéresse aux travaux de Sugiyama et coll. portant sur des essais ayant mené à une interaction avec du combustible sous forme solide. Dans leur cas d'étude, le crayon de combustible est fortement irradié lors de l'essai, ce qui a principalement deux conséquences : la fragilisation du crayon et la fragmentation du combustible. Ils ont été réalisés dans le réacteur NSRR (*Nuclear Safety Research Reactor*). Ce dernier est présenté sur la figure 1.10. La sous-figure 1.10-(a) donne à voir le coeur du réacteur dans lequel est placée la capsule de test mise en évidence sur la sous-figure 1.10-(b). La capsule est maintenue mécaniquement en partie basse par un dispositif dédié (*Capsule gripping device*). Sa partie haute est occupée par un tube qui permet l'évacuation et le remplacement de la capsule de test suite à un essai (*Vertical Loading Tube*). Une fois en place, le crayon est irradié afin de simuler une insertion de réactivité. Cette opération est effectuée à partir de la salle de radiographie (*Neutron Radiography Room*). La quantité de puissance transmise au crayon est mesurée à l'aide de détecteurs à neutron (*Neutron Detectors*).

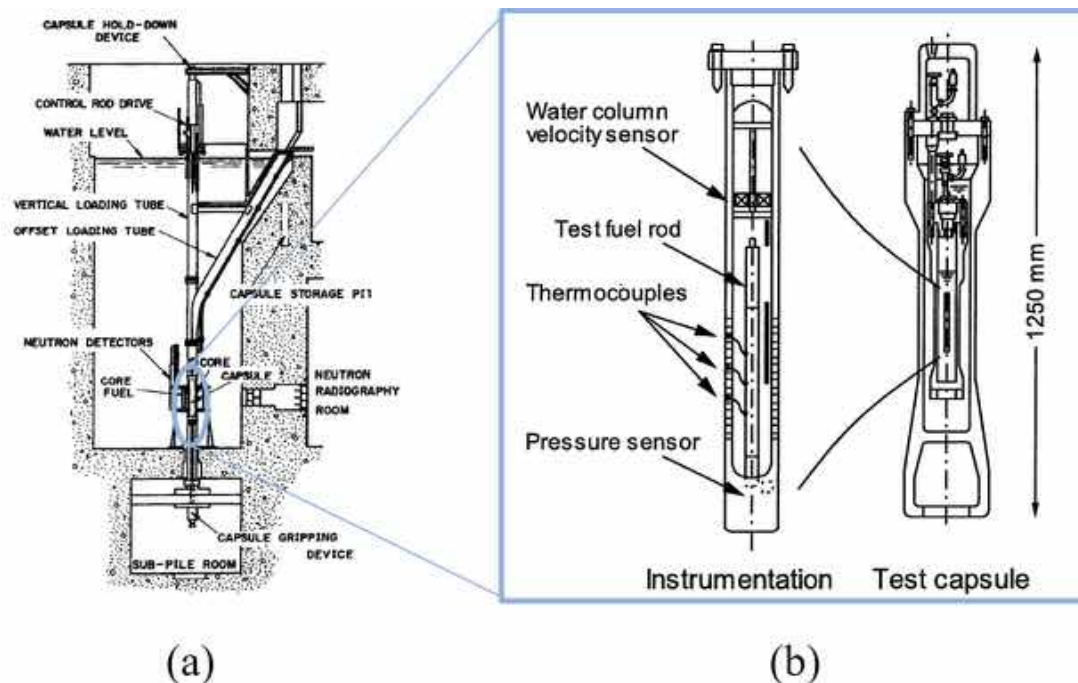


Figure 1.10: Réacteur NSRR présenté sous une vue de coupe globale (a) et une vue de coupe de la capsule de test (b). Issus de [Sugiyama and Fuketa, 2000] et [Ishikawa and Shiozawa, 1980]

La capsule de test dans laquelle baigne le crayon est une cuve d'eau à température et

à pression ambiantes. Ainsi, lors du transitoire, le crayon échange avec de l'eau dans des conditions lointaines de celles du fonctionnement normal d'un coeur de réacteur nucléaire (15,5 MPa, 305 °C). Cette distorsion a un impact significatif sur les résultats, notamment sur le travail mécanique produit (force exercée par la vapeur lors de son expansion) car le rapport des masses volumiques liquide/vapeur est distendu.

L'instrumentation est détaillée sur la figure 1.10-(b). Trois thermocouples permettent d'obtenir des relevés de température sur la surface du crayon jusqu'à la rupture de ce dernier. Un capteur de pression et un accéléromètre (*Water column velocity sensor*) mesurent les transitoires de surpression (dans le liquide) et de variation de volume de la colonne, respectivement.

Un peu plus de 400 essais ont été réalisés dans ce réacteur depuis sa mise en service, cf. [Ishikawa and Shiozawa, 1980]. Seuls deux d'entre eux, détaillés dans [Sugiyama and Fuketa, 2000], ont permis la caractérisation de l'interaction combustible solide / réfrigérant. Ces deux essais, nommés TK-2 et JMH-5, sont réalisés à l'aide de deux crayons au taux d'enrichissement initial de 4,1% et 20% respectivement. Leurs caractéristiques initiales ainsi que les résultats d'essais sont donnés dans le tableau 1.2. Les crayons sont issus de réacteurs à eau légère de type PWR. La différence d'enrichissement réside dans leur utilisation : le crayon du TK-2 possède un enrichissement faible, il provient d'une utilisation civile (extrait d'un réacteur en service) ; le crayon du JMH-5 a un taux d'enrichissement plus élevé, il provient d'activités de recherche.

Essai	JMH-5	TK-2
Type de crayon	14× 14 PWR	17× 17 PWR
Enrichissement initial en $U_{235}$ (%)	20	4,1
Diamètre moyen ( $\mu m$ )	10	17
Masse éjectée (g)	16,7	4,9
Surface d'échange ( $m^2$ )	1	0,15
Enthalpie du combustible ( $J.g^{-1}$ )	910	450
Surpression enregistrée (MPa)	2	2
Flux surfacique ( $W.m^{-2}$ )	$9,2 \times 10^4$	$4,1 \times 10^5$
Énergie déposée dans le combustible (kJ)	20	2,9
Énergie mécanique générée (J)	68	22
Énergie mécanique spécifique ( $kJ.kg^{-1}$ )	4,1	4,5
Rapport de conversion (%)	0,35	0,76

Table 1.2: Propriétés physiques des crayons considérés

Une fois ces crayons insérés, ils sont soumis à une irradiation significative provoquant leur rupture. Au moment de cette dernière, un mélange de particules et de gaz incondensables est éjecté du crayon selon la dynamique détaillée sur la figure 1.11. L'éjection se déroule sous quatre étapes principales : l'éjection du combustible et des incondensables (a), le choc thermique produit par la différence de température (b), la génération massive de vapeur (c) et enfin la recondensation des masses de vapeur du fait de la forte sous-saturation (d).

Ces étapes se retrouvent dans les mesures des essais considérés. Elles sont présentées sur la figure 1.12.



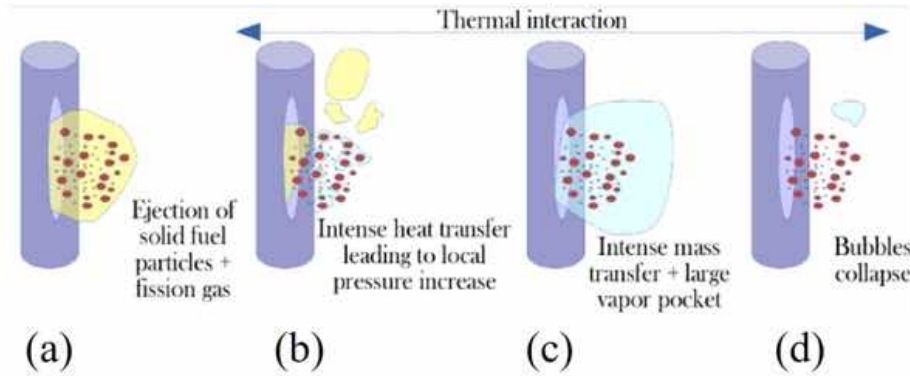


Figure 1.11: Schéma simplifié de l'éjection du combustible d'un crayon rompu

Au cours des essais, le crayon de combustible subit un dépôt de puissance piqué (*Reactor Power*). La rupture se produit au milieu (TK-2) ou en fin (JMH-5) de dépôt, instant repéré à l'aide de pointillés verticaux (*Failure*). Une masse de quelques grammes de combustible à plusieurs milliers de degrés est alors éjectée dans le réfrigérant qui est à température ambiante. Le combustible est, au moment de l'éjection, à une température inférieure à 3111 K, température de fusion de l' $UO_2$ . Il conserve alors sa forme solide et fragmentée dans les deux essais.

Au moment de l'éjection de particules de combustible du crayon, le capteur de pression mesure une dépression puis une violente surpression ( $\Delta P=2$  MPa) suivie d'une décroissance oscillante dans un cas (JMH-5), ou d'une croissance continue dans l'autre (TK-2). Ce dernier essai exhibe un second pic de pression plusieurs dizaines de millisecondes après le premier (non considéré ici).

La cinétique de compression transitoire de 2 MPa est due à l'interaction thermique violente.

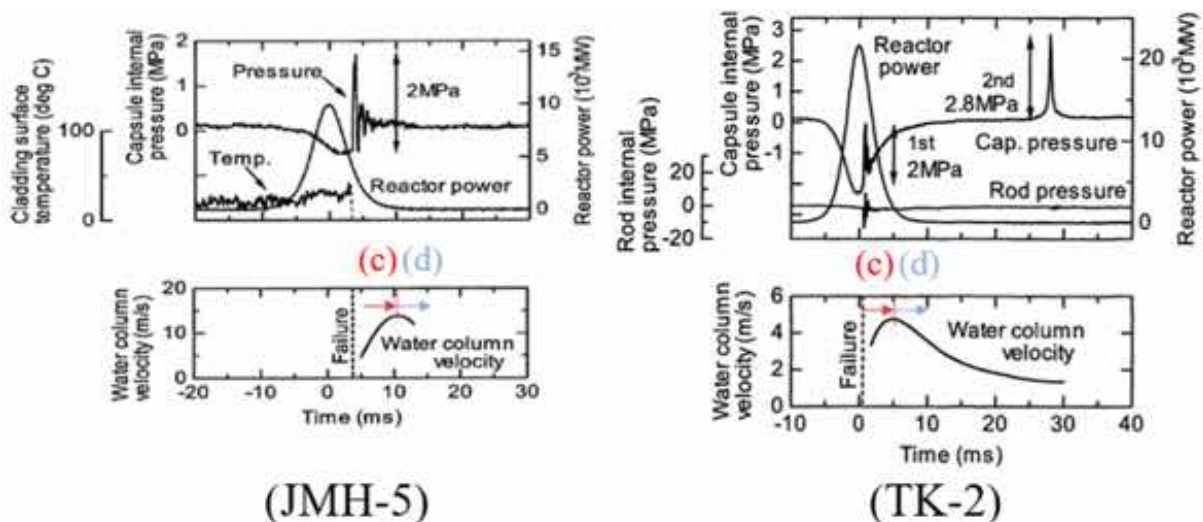


Figure 1.12: Résultats des essais JMH-5 et TK-2, issus de [Sugiyama and Fuketa, 2000]

Le premier pic de pression est suivi par un déplacement massif de la colonne : (c) et (d). Concernant l'augmentation de vitesse de la colonne d'eau, deux phénomènes physiques y



contribuent.

Le premier est l'éjection des gaz de incondensables<sup>1</sup> du crayon. Les gaz incondensables éjectés (argon-hydrogène) provoquent le déplacement de la hauteur d'eau d'une distance proportionnelle à leurs masses et au rapport des masses volumiques. Le volume des gaz incondensables éjectés est estimé à 16 cm<sup>3</sup> (JMH-5) et 10 cm<sup>3</sup> (TK-2). Toutefois, l'accélération de la colonne d'eau s'explique par une augmentation de volume de 407 cm<sup>3</sup> et 785 cm<sup>3</sup> pour les deux essais considérés, soit des volumes bien supérieurs à ceux des gaz incondensables.

Ainsi, l'éjection des incondensables ne participe qu'au second ordre à l'élévation de la colonne d'eau. Cette élévation est pleinement due à la création de vapeur qui est de l'ordre de 391 et 775 cm<sup>3</sup>, pour les essais JMH-5 et TK-2, respectivement. De plus, cette estimation de création de vapeur a permis d'estimer un flux surfacique moyen entre le combustible et le réfrigérant qui est de l'ordre de 10<sup>5</sup> W.m<sup>-2</sup>, cf. table 1.2.

Le travail mécanique produit lors des essais JMH-5 et TK-2 est équivalent à l'expansion et la vaporisation de 1 g et 0,32 g, respectivement, de dioxyde de carbone liquide à (266,5 K ; 29,1 bars) ; ce qui représente une quantité de liquide faible vis-à-vis de celles utilisées dans les essais de BLEVE. Le travail mécanique produit par l'expansion et la vaporisation des fluides présentés sur la figure 1.5 constitue alors une échelle de comparaison par rapport au travail mécanique généré dans le cas d'une interaction combustible/fluide.

Les deux essais présentés ont permis de mettre en lumière la génération d'un pic de pression transitoire (inférieur à la milliseconde) et d'amplitude importante (2 MPa) qui est ensuite suivie par une augmentation de volume majoritairement due au changement de phase. Cette création de vapeur peut être quantifiée à l'aide d'un taux de conversion  $\eta$  qui est le rapport entre le travail mécanique de compression mesuré et l'énergie déposée dans le combustible. Les valeurs calculées sont inférieures à 1% et sont reportées dans la table 1.2. Elles sont un bon moyen pour comparer l'efficacité énergétique des expériences menées, cf.[Fuketa and Fujishiro, 1994].

### 1.4.2 Travaux sur l'interaction combustible fondu/réfrigérant

Certains scénarios accidentels extrêmes (hors dimensionnement des installations nucléaires), dits accidents graves, peuvent mener à la fusion des crayons de combustible au sein du coeur du réacteur suite notamment à une perte partielle de l'eau au sein de la cuve du réacteur. Si le combustible atteint sa température de fusion, il va alors former une masse magmatique qui, mélangée à la gaine, est ce que l'on appelle le corium. Ce corium se propage en coulée et peut entrer en contact avec l'eau liquide en fond de cuve par exemple. Nous pouvons notamment citer le travail récapitulatif effectué par [Berthoud and D'Aillon, 2009].

Nous ne considérons pas cet accident grave ici car il est trop complexe vis-à-vis de notre cas d'étude. Toutefois, il présente une phénoménologie proche de celle observée lors d'essai RIA impliquant du combustible fondu.

Le combustible fondu a un comportement particulier qui rend son utilisation délicate. En effet, sa surface d'échange change dynamiquement au cours du temps du fait de la fragmentation provoquée par l'interaction thermique. Cette dynamique est présentée dans [Armstrong et al., 2019] et reproduite sur la figure 1.13. Les gouttes de combustible fondu

<sup>1</sup>Ces gaz sont soit issus du procédé de fabrication (insertion de gaz neutre pour pressuriser le crayon), soit produits lors de la fission nucléaire (produits de fission) et stockés dans le combustible

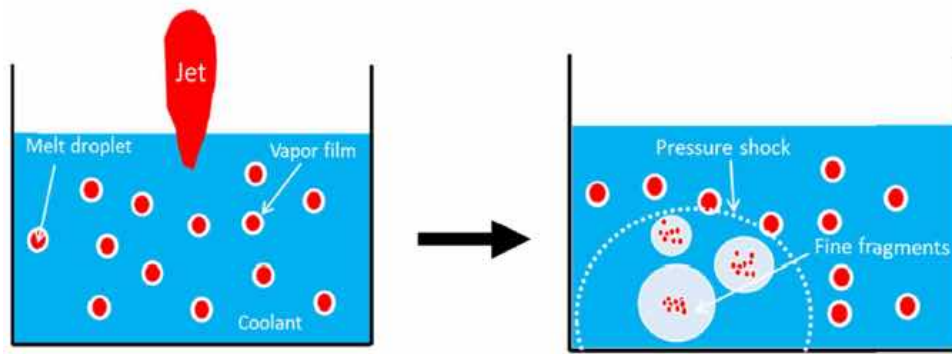


Figure 1.13: Représentation schématique de l'interaction combustible fondu/réfrigérant, issue de [Armstrong et al., 2019]

(*Melt droplet*) se fragmentent sous l'effet du transfert thermique violent. Une onde de choc (*Pressure shock*) est produite par l'interaction thermique violente et se propage de proche en proche. En se propageant, elle provoque la fragmentation des gouttes de combustible fondu, et ainsi de suite.

Ce type d'essai a été présenté par [Fuketa et al., 1994], dont les résultats sont reproduits sur la figure 1.14. La sous-figure 1.14-(a) présente la surpression mesurée dans le liquide. Cette surpression présente le même type de transitoire que ceux des essais JMH-5 et TK-2 ou de vaporisation explosive, avec une compression rapide (de l'ordre de  $1,75 \text{ GPa}\cdot\text{s}^{-1}$ ) puis une dépression plus lente qui est ici perturbée par la fragmentation du solide (points f et g). La compression est due au choc thermique est de l'ordre de  $1,5 \text{ MPa}$  (même ordre de grandeur que pour les essais JMH-5 et TK-2). De plus, la sous-figure 1.14-(b) donne à voir la surpression maximale mesurée pour différentes températures de sous-saturation. Le fluide utilisé lors des essais est de l'eau à pression ambiante, la température de sous-saturation est  $T_{sub}$ , telle que  $T_{sub} = T_i - T_s$ , où  $T_i$  est la température initiale au moment de l'essai et  $T_s$  est la température de saturation de l'eau à pression atmosphérique ( $99,6^\circ\text{C}$ ). Ainsi, lorsque la sous-saturation augmente ( $T_{sub}$  augmente), la surpression maximale augmente jusqu'à un maximum, puis redescend de manière exponentielle. Les valeurs de surpression maximale ainsi mesurées sont comprises entre  $1,4 \times 10^6 \text{ Pa}$  et  $7,5 \times 10^6 \text{ Pa}$ , pour des sous-saturation allant jusqu'à  $100^\circ\text{C}$ .

### 1.4.3 Limites des travaux expérimentaux existants

La fragmentation du combustible fondu au cours de l'interaction thermique ne permet pas de caractériser des surfaces d'échanges précisément. De plus, l'aspect aléatoire des fragmentations en chaîne ne permet que des considérations globales de travail mécanique produit. Toutefois, la surpression maximale mesurée au cours de plusieurs essais a permis de dégager une tendance nette de la surpression maximale en fonction de la sous-saturation.

En ce qui concerne les essais japonais réalisés dans le réacteur NSRR, ils ont permis de mettre en évidence des dynamiques de vaporisation violente que ce soit sur les premiers instants, mais aussi aux temps longs (création de vapeur massive). Toutefois, ils sont réalisés dans des conditions thermodynamiques éloignées des conditions réelles d'un réacteur nucléaire. De plus, ils ne permettent pas de caractériser précisément la phénoménologie produite en fonction de l'énergie transmise au fluide et de différentes conditions initiales du fluide.

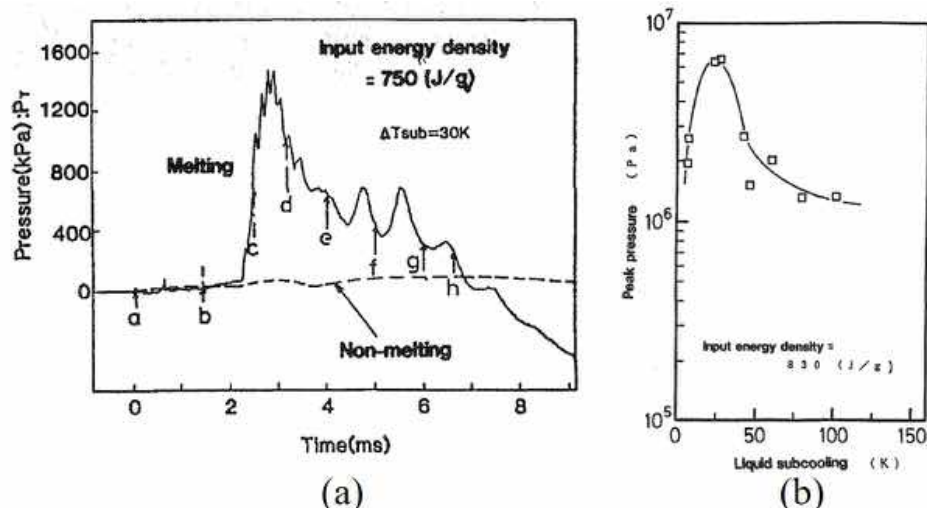


Figure 1.14: (a)-Relevés de pression lors d'un essai d'interaction thermique entre le combustible fondu et de l'eau à pression et température ambiante. (b)-Évolution de la surpression mesurée en fonction de la sous-saturation de l'eau (à pression atmosphérique). Figures issues de [Fuketa et al., 1994]

Il est donc nécessaire de reproduire l'interaction combustible/réfrigérant produite dans le coeur du réacteur et de caractériser l'intensité de ces phénomènes en fonction de l'énergie déposée dans le fluide et des conditions initiales du fluide.

## 1.5 Approche expérimentale

Les essais réalisés dans le réacteur NSRR semblent être une combinaison thermodynamique d'une vaporisation explosive (forts transitoires de pression) et d'une expansion massive encadrée par le phénomène de BLEVE (travail mécanique significatif). Toutefois, la plupart des phénomènes décrits sont observés à pression atmosphérique et température ambiante. Ces conditions sont très éloignées de celles d'une interaction combustible / réfrigérant dans le réacteur nucléaire. En effet, dans ce dernier cas, le fluide est de l'eau à  $(P, T)=(15,5 \text{ MPa}, 305^\circ\text{C}^2)$ . Idéalement, il serait nécessaire de reproduire les essais d'interaction combustible / réfrigérant dans de l'eau aux mêmes conditions thermodynamiques. Cependant, pour des questions de coûts et de difficultés de maintenance, il est nécessaire de travailler à des conditions de pression et de température réduites, et donc utiliser un autre fluide. Le fluide choisi lors des travaux de [Abbate, 2018] est le dioxyde de carbone liquide.

Pour s'assurer de l'équivalence des essais effectués avec de l'eau aux conditions réacteur et du  $\text{CO}_2$  en des conditions réduites, un cadre de similitude est nécessaire. Ce dernier repose sur le modèle de Cho, cf.[Cho et al., 1972]. Il en ressort une condition de similitude vis-à-vis de la cinétique de transfert et deux conditions thermodynamiques. La première sous-section s'attache à la description du modèle choisi. La seconde est consacrée à la similitude thermodynamique retenue. La troisième partie présente la similitude vis-à-vis de la cinétique de transfert. Enfin, la dernière partie présente les premiers résultats

<sup>2</sup>Les températures du réfrigérant dans la cuve du réacteur nucléaire sont comprises entre 280 et 330 °C. Nous considérons ici une température médiane égale à 305 °C

obtenus lors de la thèse précédente (cf. [Abbate, 2018]).

### 1.5.1 Modèle de Cho et al.

Afin de modéliser l'interaction thermique entre le fluide et le combustible, il est possible de considérer le modèle de Cho, présenté dans [Cho et al., 1972] et [Ruyer, 2013]. Ce modèle se propose d'étudier les conséquences d'un choc thermique combustible/réfrigérant en considérant une géométrie simplifiée du réacteur nucléaire et de la capsule d'essai NSRR.

Cette géométrie est présentée sur la figure 1.15. Elle est constituée d'une zone d'interaction, d'un piston liquide et d'un ciel de gaz. La zone d'interaction est le lieu du choc thermique entre le fluide et le combustible solide (particules rouges). Cette zone est comprimée mécaniquement par le piston liquide considéré comme incompressible. Le ciel de gaz surplombe l'ensemble et est une zone tampon du fait de la compressibilité du gaz qui la compose (diazote et vapeur de  $CO_2$ ).

Chaque zone est considérée adiabatique, un bilan de mouvement à la frontière de chacune des zones pondère l'expansion de la vapeur créée dans la zone d'interaction.

L'évolution de la pression dans la zone d'interaction est régie par deux phénomènes en compétition : les transferts thermiques du solide vers le fluide, qui augmente la pression (du fait de la création de vapeur à volume constant), et l'expansion de la zone d'interaction, qui diminue la pression.

À dépôt d'énergie constant, la zone d'interaction est contrainte par deux dynamiques d'expansion successives : la phase acoustique et la phase inertielle.

Lors de la **phase acoustique**, les gradients de pression hydraulique dans le piston liquide ne sont pas encore établis. L'augmentation du volume de la zone d'interaction est alors régie par l'équation suivante, (cf [Cho et al., 1972] ou [Ruyer, 2013])

$$\rho_l \frac{dZ_{zi}}{dt} = \frac{P_{ZI} - P_i}{c} \quad (1.4)$$

Où  $\rho_l$ ,  $Z_{zi}$ ,  $P_{ZI} - P_i$  et  $c$  sont respectivement la masse volumique du fluide dans la zone d'interaction ( $\text{kg.m}^{-3}$ ), l'élévation de la frontière de la zone d'interaction (m), la surpression dans la zone d'interaction (Pa) et la vitesse du son dans le piston liquide ( $\text{m.s}^{-1}$ ). La pression est considérée homogène dans la zone d'interaction. De plus, tout effet convectif ou visqueux est négligé.

Cette hypothèse de contrainte de la zone d'interaction est valable pour une durée équivalente à un aller/retour de l'onde jusqu'à la première frontière physique, soit pour une durée  $\tau_a = 2L/c_{son}$ , où  $L$  est la hauteur du système (m). Nous faisons ici l'hypothèse que la taille de la zone d'interaction,  $Z_{zi}$ , est très petite devant la taille complète du système,  $L$ .

Passé ce temps d'aller/retour d'onde, les gradients de pression sont considérés établis dans le piston liquide. Débute alors la **phase inertielle**. Tout en considérant les

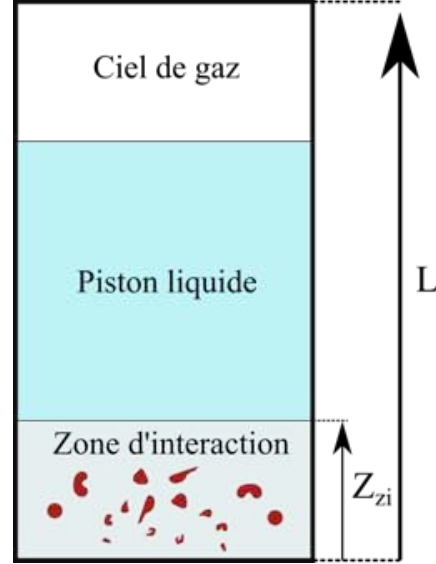


Figure 1.15: Schéma de principe - modèle de Cho

effets convectifs ou visqueux, le système est constitué de deux masses de fluide compressibles (la zone d'interaction et le ciel de gaz) séparées par une masse incompressible (le piston liquide). La réponse de ce système fluide est comparable à l'étude de [Duluc et al., 2009] menée à des échelles microscopiques. Dans ce cas, la création de vapeur, et donc l'augmentation de volume de vapeur dans la zone d'interaction, engage un mouvement oscillatoire, et atténué avec le temps, de réponse entre deux masses compressibles séparées d'une masse incompressible.

Ces deux phases d'expansion de la zone d'interaction expliquent les deux dynamiques observables lors des essais NSRR : un premier transitoire court mais puissant (surpression de 2 MPa), puis une compression plus lente due à la création massive de vapeur (déplacement équivalent à plusieurs m/s pour la colonne liquide).

L'enchaînement de ces deux phases est très dépendant des constantes de temps thermique et mécanique du système. En effet, pour une constante de temps de dépôt d'énergie grande vis-à-vis de la constante de temps de dilatation du système, la phase acoustique est très atténuée. Cela est notamment le cas dans les essais de [Glod et al., 2002] effectués avec une puissance faible, cf. tableau 1.1. Il est donc nécessaire de mettre en place une similitude vis-à-vis de la cinétique de chauffe du fluide. De plus, l'intensité des phénomènes est très dépendante des conditions thermodynamiques dans lesquelles sont réalisés les essais. Une similitude thermodynamique est aussi nécessaire afin de s'assurer de la correspondance des transitoires de pression dus à la création de vapeur. Cette dernière similitude est présentée en premier.

## 1.5.2 Similitude thermodynamique

La difficulté pour faire correspondre les essais JMH-5 et TK-2 à leur équivalent dans des conditions réelles (conditions REP - Réacteur à Eau Pressurisée), réside en l'éloignement du point thermodynamique utilisé pour les essais. En effet, ces essais ont été réalisés à pression atmosphérique et température ambiante.

Afin de ne pas distordre la phénoménologie de création de vapeur, deux paramètres sont mis en évidence par [Abbate, 2018] : le titre thermodynamique et la pression réduite.

La condition concernant le titre thermodynamique ( $x_{th}$ ) est la suivante :

$$\left( \frac{h_i(P_i, T_i) - h_l^{sat}(P_i)}{\mathcal{L}} \right)_{CO_2} = \left( \frac{h_i(P_i^{(REP)}, T_i^{(REP)}) - h_l^{sat}(P_i^{(REP)})}{\mathcal{L}} \right)_{H_2O} \quad (1.5)$$

Où  $h_i(P_i, T_i)$ ,  $h_{liq}^{sat}(P_i)$  et  $\mathcal{L}$  sont l'enthalpie spécifique au point liquide de fonctionnement ( $J.kg^{-1}$ ), l'enthalpie spécifique à saturation ( $J.kg^{-1}$ ) et la chaleur latente à la pression considérée ( $J.kg^{-1}$ ). L'égalité du titre thermodynamique permet de s'assurer de l'égalité des quantités de vapeur créée pour une même énergie déposée dans le liquide.

La condition concernant la pression réduite est la suivante :

$$\left( \frac{P_i}{P_c} \right)_{H_2O} = \left( \frac{P_i^{(REP)}}{P_c} \right)_{CO_2} \quad (1.6)$$

Où  $P_c$  est la pression du point critique du fluide considéré (Pa) : 22,06 MPa pour le H<sub>2</sub>O et 7,38 MPa pour le CO<sub>2</sub>.

Cette condition sur la distance vis-à-vis du point critique permet de s'assurer de l'égalité des rapports de masse volumique et donc du travail fourni par le changement de phase. Les équivalences présentées sont obtenues si le dioxyde de carbone est à  $(P_i ; T_i) = (5,2 \text{ MPa} ; -6^\circ\text{C})$ .

Le tableau 1.3 suivant compare les conditions de fonctionnement d'un réacteur nucléaire (REP) avec celles du réacteur NSRR et celles de la maquette expérimentale proposée (en  $\text{CO}_2$ ). Pour chaque ligne, les deux dernières colonnes donnent le rapport entre les quantités "NSRR" et "REP", et "Maquette" et "REP", respectivement, afin de mettre en évidence les possibles distorsions. Les conditions d'essai du réacteur NSRR sont ainsi très éloignées du fonctionnement d'un REP. Cela a pour conséquence une distorsion importante des critères sans dimension présentés ( $P_r$  et  $x_{th}$ ). La maquette proposée permet d'obtenir une quasi-égalité des titres thermodynamiques (1,2) et de la pression réduite (1) entre les deux réacteurs (REP et Maquette), ce qui assure une équivalence des transitoires de pression et de la quantité de vapeur créée pour une énergie donnée.

Donnée	REP	NSRR	Maquette	$X_{NSRR}/X_{REP}$	$X_{Maq}/X_{REP}$
Fluide	$H_2O$	$H_2O$	$\text{CO}_2$	-	-
$P_i$ (bar)	15,5	1,013	52	-	-
$T_i$ (°C)	305	20	-6	-	-
$P_r$	0,7	$4,5 \times 10^{-3}$	0,7	<b><math>6,5 \times 10^{-3}</math></b>	<b>1</b>
$\rho_l/\rho_v$	7,03	1690	5,88	<b>240</b>	<b>0,84</b>
$x_{th}$	$2,65 \times 10^{-4}$	$1,46 \times 10^{-4}$	$3,18 \times 10^{-4}$	<b>0,55</b>	<b>1,2</b>
$Ja$	1,62	250	1,7	<b>154</b>	<b>1,05</b>
$k_l$	0,56	0,6	0,12	<b>1,06</b>	<b>0,22</b>
$k_v$	0,13	0,02	0,03	<b>0,2</b>	<b>0,23</b>
Pr	0,87	7,01	2,16	<b>8,05</b>	<b>2,5</b>

Table 1.3: Comparaison des conditions thermodynamiques entre les essais NSRR, le réacteur nucléaire (REP) et la maquette.

Il est toutefois important de noter que le changement de fluide a une influence sur d'autres paramètres thermodynamiques. Considérons notamment la conductivité thermique  $k$  ( $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ), cette dernière est fortement influencée par le liquide considéré ( $k_l$ ). En effet, pour de l'eau,  $k_l$  est environ égale à  $0,6 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ , alors que pour du  $\text{CO}_2$ , elle est de l'ordre de  $0,1 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ . Toutefois, la pression n'a que peu d'influence sur la conductivité thermique du liquide. Ainsi, l'écart de conduction thermique du liquide est peu important entre le réacteur NSRR et le REP par rapport à celui entre le REP et la maquette. Durant les premiers instants de mise en contact entre le liquide et le solide chaud, les transferts thermiques sont sous-estimés avec le  $\text{CO}_2$  ( $k_l$  plus faible). Cependant, pour la vapeur, les rapports s'inversent et lors de l'ébullition en film, la conductivité thermique dans la poche de vapeur joue un rôle prépondérant dans les transferts thermiques. Les flux de transfert en film risquent ainsi d'être légèrement surestimés en  $\text{CO}_2$ , de la même façon que dans le réacteur NSRR.

Le nombre de Prandtl,  $Pr$ , est dans le cas NSRR comme dans le cas de la maquette, surestimé, d'un facteur 8 à 2,5 respectivement. Ainsi, le cas NSRR surestime grandement les échanges thermiques, notamment dans le régime en parois des fragments de combustible. L'utilisation du  $\text{CO}_2$  surestime aussi ces échanges mais de façon plus mesurée.

### 1.5.3 Similitude vis-à-vis de la cinétique de chauffe

Afin d'approcher le choc thermique obtenu en conditions REP, les considérations thermodynamiques ne suffisent pas. En effet, [Glod et al., 2002] ont montré que la cinétique d'échauffement a une importance capitale dans les transitoires de pression obtenus. Il est donc nécessaire d'essayer d'approcher, avec la maquette, les cinétiques que l'on devrait obtenir dans le cas REP.

Aux premiers instants, lors de la phase acoustique, la vitesse de l'interface  $dZ_{zi}/dt$  est décrite par l'équation (1.4). Cette dernière permet d'extraire une échelle de temps acoustique, notée  $\tau_a$  ( $\tau_a = 2L/c_{son}$ ).

De plus, [Abbate, 2018] considère la dynamique de refroidissement de particules chaudes dans un liquide statique :

$$\rho_S V_S c_{p,S} \frac{\partial T}{\partial t} = -h S_{ext} (T - T_i) \quad (1.7)$$

Où  $\rho_S$ ,  $V_S$ ,  $c_{p,S}$  et  $S_{ext}$  sont respectivement, la masse volumique, le volume, la chaleur spécifique et la surface extérieure des particules solides.  $T$  est la température de ces particules au cours du temps et  $T_i$  la température du fluide entourant les particules. Enfin, l'échange considéré se déroule avec un coefficient d'échange moyen  $h$  ( $\text{W.K}^{-1}.\text{m}^{-2}$ ). Le temps de refroidissement des fragments,  $\tau_{th}$ , est alors

$$\tau_{th} = \rho_S c_{p,S} \frac{V_S}{S_S} \frac{1}{h} \quad (1.8)$$

Afin de conserver la dynamique de vaporisation qui se déroule dans un réacteur nucléaire, il faut s'assurer que la dynamique des transferts thermiques et celle de l'expansion de la vapeur soient les mêmes que dans le cas à simuler. Afin de respecter un tel critère entre le cas d'un réacteur nucléaire et le cas simulé en dioxyde de carbone, il est nécessaire d'imposer :

$$\left( \frac{\tau_{th}}{\tau_a} \right)_{CO_2} = \left( \frac{\tau_{th}}{\tau_a} \right)_{REP} \quad (1.9)$$

#### Cas REP

Pour les particules d'uranium, nous avons  $\rho_S c_{p,S} = 3 \times 10^6 \text{ J.K}^{-1}.\text{m}^{-3}$ , issu de [Ruyer, 2013]. Les fragments de combustible considérés sont ceux de la distribution observée lors de l'essai JMH-5. Ils sont considérés sphériques avec un diamètre moyen égal à  $10 \mu\text{m}$ , cf. table 1.2.

Concernant le coefficient de transfert, nous considérons une borne supérieure de ce dernier issue de [Ruyer, 2019] et égale à  $2 \times 10^4 \text{ W.K}^{-1}.\text{m}^{-2}$ . Cette estimation provient des travaux de [Berthoud and D'Aillon, 2009] pour des différences de température de l'ordre de grandeur de  $2 \times 10^3 \text{ K}$ .

Dans ce cas,  $\tau_{th}^{(REP)} = 0,25 \text{ ms}$ .

Pour l'échelle de temps acoustique, nous considérons le diamètre hydraulique d'un réacteur nucléaire comme longueur caractéristique. En effet, en cas de rupture et d'éjection du combustible, la première surface que rencontre l'onde de pression propagée par le choc thermique est celle de l'un des crayons voisins au crayon s'étant ouvert. Le diamètre hydraulique est égal à  $11,78 \text{ mm}$ , issu de [Herer, 2018]. De plus, en conditions REP, nous avons  $c_{son}^{(REP)} = 951 \text{ m.s}^{-1}$ .

Dans ce cas,  $\tau_a^{(REP)} = 2,5 \times 10^{-5} \text{ s}$ , et,  $\tau_{th}^{(REP)} / \tau_a^{(REP)} = 9,97$ .



### Cas de la maquette

Dans le cas de la maquette proposée,  $\rho_s c_{p,S} = 2,5 \times 10^6 \text{ J.K}^{-1}.\text{m}^{-3}$ . Pour l'élément chauffant, les travaux de [Abbate, 2018] utilisent des filaments de tungstène de 0,5 mm d'épaisseur. De plus, en première approximation, si l'on considère les travaux de [Gorenflo and Kotthoff, 2005], le coefficient d'échange dans du  $\text{CO}_2$  pour un conducteur cylindrique est de l'ordre de grandeur de  $5 \times 10^4 \text{ W.K}^{-1}.\text{m}^{-2}$  pour une pression réduite de 0,7.

Dans ce cas,  $\tau_{th}^{(\text{CO}_2)} = 7,8 \text{ ms}$ .

Pour l'échelle de temps acoustique, la hauteur de la section d'essai est de l'ordre de 0,88 m. De plus, la vitesse du son dans le dioxyde de carbone liquide aux conditions considérées est égale à  $626,5 \text{ m.s}^{-1}$ .

Dans ce cas,  $\tau_a^{(\text{CO}_2)} = 2,8 \text{ ms}$ , et,  $\tau_{th}^{(\text{CO}_2)} / \tau_a^{(\text{CO}_2)} = 2,78$ .

### Conclusion des considérations de cinétiques

Cette première approche cinétique est imparfaite car les rapports des temps caractéristiques ne sont pas égaux entre les conditions REP et les conditions de la maquette, il existe un rapport 3,5 entre les deux. Toutefois, elle permet d'approcher les phénomènes obtenus lors d'une interaction combustible réfrigérant.

#### 1.5.4 Résultats des travaux de thèse antérieurs

Les travaux de [Abbate, 2018] sont basés sur l'approche expérimentale décrite. La plupart des essais ont été réalisés à saturation, ( $-6^\circ\text{C}$  ; 2,9 MPa), et ils présentent des dynamiques similaires à celles recherchées. Sur la figure 1.16 sont tracés les transitoires de pression et de tension aux premiers instants (a) et le transitoire de pression au temps long (b).

Pour les premiers instants (a), c.-à-d.  $t < 10 \text{ ms}$ , les mesures de pression sont effectuées proche d'un filament de tungstène chauffé par une décharge de 130 V. Cette décharge provoque une augmentation de pression 0,15 MPa en 0,33 ms, soit un taux d'augmentation de pression  $\partial P / \partial t \simeq 455 \text{ MPa.s}^{-1}$ . Cet ordre de grandeur de taux de croissance est environ 22 fois inférieur à celui obtenu par [Zhao et al., 2000] ( $10 \text{ GPa.s}^{-1}$ ), toutefois il semble s'agir de la même dynamique de surpression provoquée par la création de vapeur transitoire.

Le premier pic est ensuite suivi d'une décroissance oscillante comparable à celle obtenue dans les essais de vaporisation explosive, [Zhao et al., 2000] et [Glod et al., 2002].

À la suite de ce transitoire de pression, une création massive de vapeur provoque la compression du ciel de gaz par le biais du piston liquide (voir figure 1.15). Cette compression est mesurée à l'aide d'un capteur de pression placé dans le ciel de gaz dont les relevés sont présentés sur la figure 1.16-(b). La surpression mesurée lors de cette compression est de deux ordres de grandeur inférieurs à ceux obtenus lors des premiers instants. Elle croît (sur 1 ms environ), puis décroît lentement, sur environ 3 ms, traduisant une possible recondensation de la vapeur créée. La compression est de l'ordre 0,006 MPa, ce qui résulte d'une création de vapeur de quelques mL.

Ces essais ont permis de mettre en évidence plusieurs tendances concernant l'évolution du phénomène en fonction des conditions d'essais. La figure 1.17 donne à voir l'évolution de la surpression obtenue en fonction de l'énergie déposée (a) et le volume de vapeur généré ("Variation de volume") en fonction de la pression statique dans la section d'essai (b).

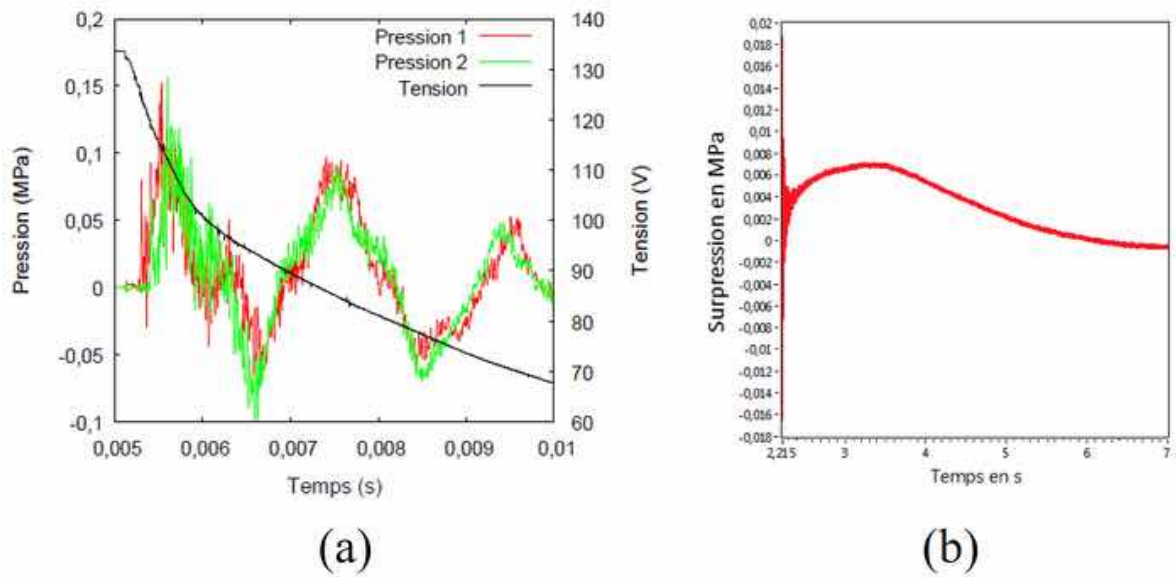


Figure 1.16: Transitoires de pression et d'énergie aux temps courts (a) et aux temps longs (b) pour les essais de choc thermique réalisés par [Abbate, 2018], figures issues de [Abbate, 2018]

Pour un même temps de caractéristique de dépôt, la figure 1.17-(a) montre une stricte proportionnalité de la surpression en fonction de l'énergie déposée. De plus, les surpressions obtenues sont comprises entre 0,03 et 0,2 MPa. Cette observation est en accord avec les observations de [Glod et al., 2002], cf. section 1.3.3.

Sur la figure 1.17-(b), le volume de vapeur créée est comparé au volume maximal créable calculé sous l'hypothèse selon laquelle toute l'énergie déposée dans le fluide crée de la vapeur. Les volumes de vapeur créée sont de l'ordre du mL et sont strictement décroissants avec la pression statique au moment de l'essai. Cette décroissance est vraisemblablement due à l'augmentation du rapport  $\rho_v/\rho_l$  avec la pression et/ou une diminution de la quantité de vapeur réellement produite avec la pression.

### 1.5.5 Limites des travaux de thèse antérieurs

Les travaux présentés dans la partie précédente donnent à voir des tendances comparables à celles obtenues lors de vaporisations explosives. Ils permettent de tracer des tendances de surpression en fonction de l'énergie déposée et d'étudier l'évolution du volume de vapeur créée en fonction de la pression réduite (donnée dérivée de la pression statique).

Toutefois, plusieurs limites physiques existent sur le banc expérimental :

- l'utilisation d'un fil de tungstène torsadé ne permet pas de réaliser des essais à haute énergie, c.-à-d.  $E > 200$  J. Ce type d'élément chauffant est trop fragile mécaniquement<sup>3</sup> ;
- l'absence de visualisation de l'élément chauffant ne permet pas de justifier, à l'instar de la publication de [Zhao et al., 2000], que la surpression est due à la création

<sup>3</sup>Ce point est étudié en détail en annexe A où les causes de rupture de l'élément chauffant sont explorées

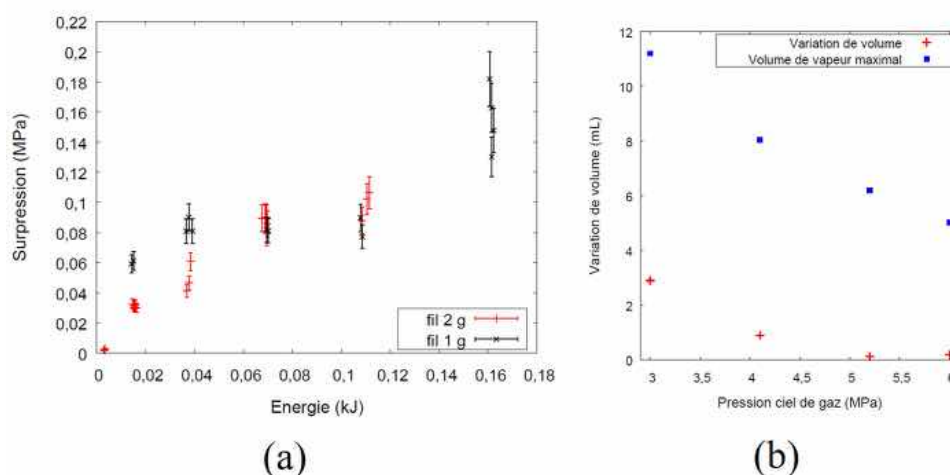


Figure 1.17: Évolution de la surpression maximale en fonction de l'énergie (a) et du volume de vapeur créé en fonction de pression dans la section d'essai (b), figures issues de [Abbate, 2018]

explosive de vapeur ;

- l'estimation de la température est trop restreinte en temps, ce qui ne permet une estimation du coefficient d'échange que sur les tout premiers instants ;

## Conclusion

La vaporisation rapide d'une masse de liquide peut avoir deux causes : l'apport rapide de chaleur ou la diminution de pression. La première cause est largement utilisée dans l'industrie métallurgique pour tremper une pièce métallique. Ce mécanisme de vaporisation rapide peut provoquer des transitoires de pression importants dans le fluide en fonction de la rapidité de création de vapeur. Cela est étudié par [Glod et al., 2002] et [Zhao et al., 2000] qui mettent en évidence l'importance de la rapidité de chauffe dans le processus explosif. En effet, la surpression engendrée par la création de vapeur est linéairement dépendante de la puissance, et non de l'énergie totale, déposée dans le fluide.

La seconde cause est majoritairement étudiée lors de la rupture de citernes de stockage de gaz liquéfié. Ce type d'accident provoque l'expansion et la vaporisation d'une quantité importante de liquide à haute pression qui ont pour effet la génération d'une onde de choc. Le travail mécanique généré par cette onde de choc est de l'ordre de plusieurs dizaines de kilojoules par kilogramme de fluide entreposé, cf. [C.J.H. van den Bosch and R.A.P.M. Weterings, 1996]

Au cours de l'interaction combustible/réfrigérant (FCI), la rapide mise en contact d'une masse de combustible à une température élevée avec un fluide plus froid donne lieu à un phénomène de trempe explosive comme présenté par [Fuketa et al., 2001] (combustible solide) et [Berthoud, 2000] (combustible fondu). Le choc thermique provoque la génération d'une surpression de l'ordre de 2 MPa. Ce premier transitoire est ensuite suivi d'une expansion violente de la vapeur créée qui génère un travail mécanique de l'ordre de 68 J. L'interaction combustible/réfrigérant constitue donc une composition d'une vaporisation explosive (premiers instants) et d'une expansion de vapeur rapide (temps plus

longs). Toutefois, les travaux expérimentaux cités ont été effectués avec de l'eau à pression et température ambiante. Ces conditions sont significativement éloignées des conditions réelles du réacteur nucléaire.

Pour remédier à cela, un banc expérimental a été monté lors du travail de thèse précédent. Ce banc utilise du  $CO_2$  liquide et se base sur une similitude thermodynamique pour avoir la même pression réduite et le même titre thermodynamique que le réfrigérant du réacteur nucléaire<sup>4</sup>. Ces considérations thermodynamiques sont complétées par des considérations cinétiques sur la vitesse du dépôt d'énergie dans le fluide, vis-à-vis de l'expansion du fluide. Cette réflexion a été entamée par [Cho et al., 1972] qui a décomposé le FCI en deux phases successives. Afin de reproduire cette succession de phases, une approche de similitude cinétique a été adoptée. Cette approche est imparfaite, mais elle permet d'obtenir de premiers résultats encourageants présentés lors de la thèse précédente ([Abbate, 2018]).

M. Abbate a mis en évidence une phénoménologie caractéristique de l'interaction combustible réfrigérant, telle que celle décrite dans [Sugiyama et al., 2009]. Cette phénoménologie se décompose en deux phases successives : un transitoire de pression bref (0,1 s), mais puissant (surpression de  $10^5$  à  $2 \times 10^5$  Pa), puis un second transitoire de pression plus lent (1 s) et faible ( $6 \times 10^3$  Pa). Le premier transitoire semble dû à la création rapide d'un film de vapeur sur l'élément chauffant. Tandis que la seconde surpression semble due à la création de vapeur massive qui comprime le ciel de gaz du système. Toutefois, ces explications, bien que naturelles, n'ont pas eu de justifications visuelles lors de ce premier travail doctoral. Afin de justifier ces réflexions, l'expérience a été améliorée au cours de la thèse. Le chapitre suivant décrit le dispositif expérimental dans sa configuration la plus aboutie (cf. chapitre 3).

---

<sup>4</sup>Paramètres dimensionnant de l'interaction thermique, cf. [Abbate, 2018]

# Chapter 2

## Dispositif expérimental

### Introduction

Ce travail doctoral s'inscrit dans une démarche globale de caractérisation expérimentale du choc thermique entre un solide chaud et un liquide froid. Ce projet a été entamé lors de la thèse de M. Abbate ([Abbate, 2018]) qui a permis le montage d'un banc expérimental et l'obtention de premiers résultats encourageants et déjà significatifs. Le banc d'essai repose sur l'effet Joule qui permet de créer un choc thermique à l'aide d'un choc électrique dans un élément chauffant solide et conducteur plongé dans du  $CO_2$  liquide.

Le banc schéma général expérimental est présenté sur la figure 2.1.

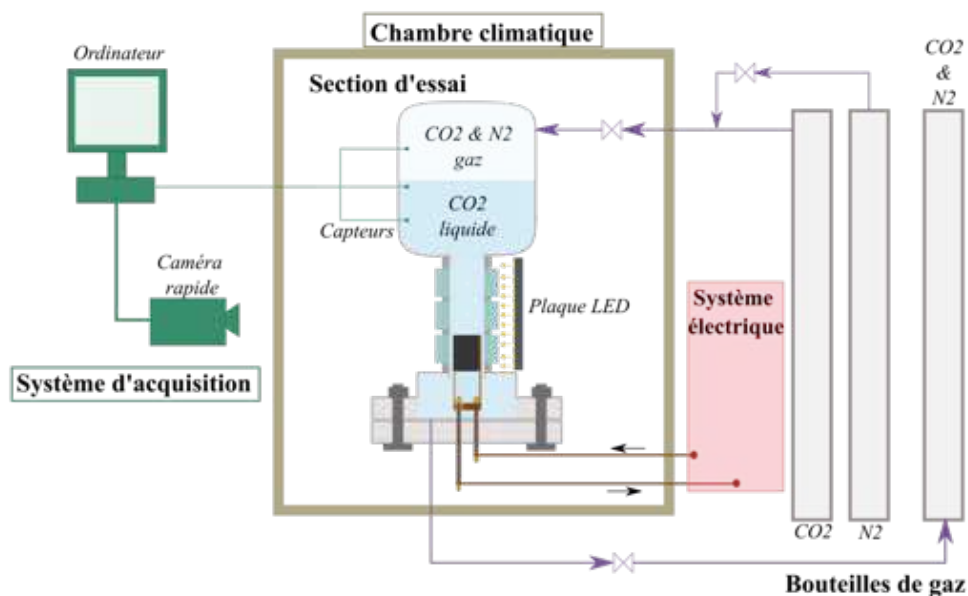


Figure 2.1: Schéma global du banc expérimental EDITE

Il est constitué de trois parties distinctes, mais complémentaires :

- La section d'essai qui contient le dioxyde de carbone. Elle est le lieu du choc thermique.

- Le système électrique qui génère le dépôt d'énergie provoquant le choc thermique.
- Le système d'acquisition qui permet les mesures et observations des conséquences du choc thermique.

La chambre climatique et les bouteilles de gaz sont des systèmes annexes qui permettent la gestion des conditions d'essais lors des différentes campagnes d'essai. Les sections suivantes présentent le banc d'essai dans l'ordre donné par la liste à puces.

## 2.1 Section d'essai

La section d'essai est le lieu du choc thermique et de ses conséquences phénoménologiques. Elle se divise en deux parties distinctes : une partie basse et une partie haute. Ces deux parties sont présentées successivement dans les sous-sections suivantes.

### 2.1.1 Partie basse

La partie basse est mise en évidence à l'aide de pointillés bleus sur la figure 2.2. Elle se compose d'un tube en inox connecté à une bride massive en acier. Cette bride, peinte en bleu, est visible sur les figures 2.2-(b) et (c). Le tube en inox mesure 40 cm de long et a un diamètre intérieur de 31 mm (25,6 mm pour les essais de début de thèse). Cette pièce permet l'observation de l'élément chauffant et de la génération de vapeur grâce à 3 paires de hublots dont la surface vitrée a un diamètre de 16,5 mm. Ces paires de hublots sont disposées en vis-à-vis et permettent une visualisation par ombroscopie.

Le hublot H1 (cf. figure 2.2-(c)) est placé en face de l'élément chauffant afin d'observer la vaporisation. Les hublots H2 et H3 sont, eux, placés plus haut afin de visualiser l'écoulement de vapeur. La distance qui sépare le centre de chacun des hublots est de 43 mm.

Les transitoires de pression sont enregistrés par deux capteurs de pression dynamique P1 et P2. Ils sont placés à la même altitude que le centre des hublots H2 et H3 respectivement. La distance qui sépare le centre de la zone sensible des capteurs est de 43 mm.

### 2.1.2 Partie haute

Au-dessus de la partie basse, la partie haute est encadrée de pointillés jaunes sur la figure 2.2. Il s'agit d'une cuve de 13 L ayant un diamètre intérieur de 200 mm. Elle permet de contrôler les conditions thermodynamiques du  $CO_2$ . Lors de la phase de remplissage, la section d'essai est remplie en  $CO_2$  liquide. Le dôme gazeux est alors constitué de  $CO_2$  pur garantissant des essais à la saturation (l'absence d'incondensable ayant été garantie par une phase préliminaire de mise au vide de l'enceinte). Pour les essais hors saturation, l'ajout d'azote permet de pressuriser le dôme gazeux au-delà des conditions de saturation.

Les conditions thermodynamiques sont suivies à l'aide d'une sonde de température (PT100) et d'un capteur de pression statique. De plus, un capteur de pression dynamique P3 enregistre la surpression du dôme gazeux lors de l'essai. La position de ces capteurs est donnée sur la figure 2.2.

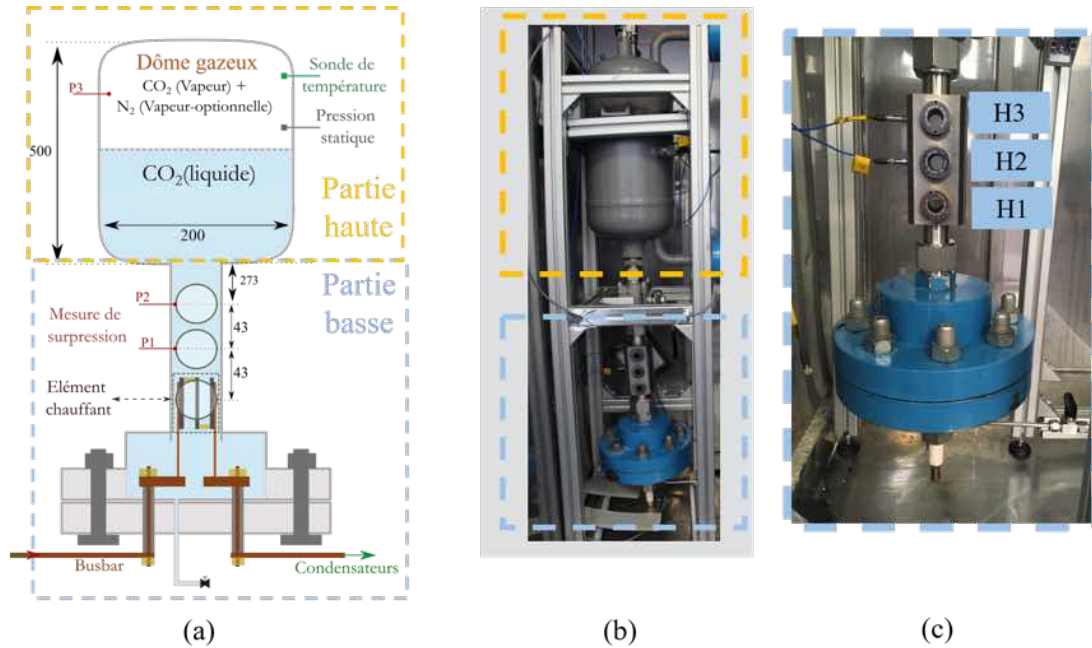


Figure 2.2: Section essai

## 2.2 Dépôt d'énergie

Le dépôt d'énergie dans le fluide est réalisé par effet Joule. Pour cela, une batterie de 9 condensateurs se décharge dans un élément résistif appelé élément chauffant. La montée en température de l'élément chauffant au passage du courant permet de créer un choc thermique au sein du fluide. Dans un premier temps, le système électrique permettant le dépôt d'énergie est détaillé. Dans un second temps, l'élément chauffant est présenté.

### 2.2.1 Système électrique

Le dépôt d'énergie s'effectue par décharge d'une batterie de condensateurs. La figure 2.3 est un schéma de principe du système. Les condensateurs sont chargés à l'aide d'une boucle de chargement détaillée dans la thèse d'Adrien Abbate (cf. [Abbate, 2018], p.80). Une fois les condensateurs chargés, un système de relais isole le banc électrique du réseau. Le banc électrique possède alors une référence électrique flottante.

La décharge est déclenchée une seconde après la charge complète des condensateurs grâce à la fermeture d'un thyristor. La constante de temps  $\tau_c$  de la décharge est proportionnelle à la résistance du chemin électrique et de la charge des condensateurs :

$$\tau_c = R_{eq} C \quad (2.1)$$

Chaque condensateur a une capacité de 3 mF. L'étagère de neuf condensateurs possède alors une capacité  $C=27$  mF. Le chemin électrique, qui sépare le dipôle passif des condensateurs, possède une résistance équivalente  $R_{eq}=0,18 \Omega$  au début de la décharge. La constante de temps de la décharge est de l'ordre de 5 ms.

La branche de décharge, située à droite des condensateurs, se compose de trois éléments principaux :

- Le thyristor qui permet la décharge électrique.

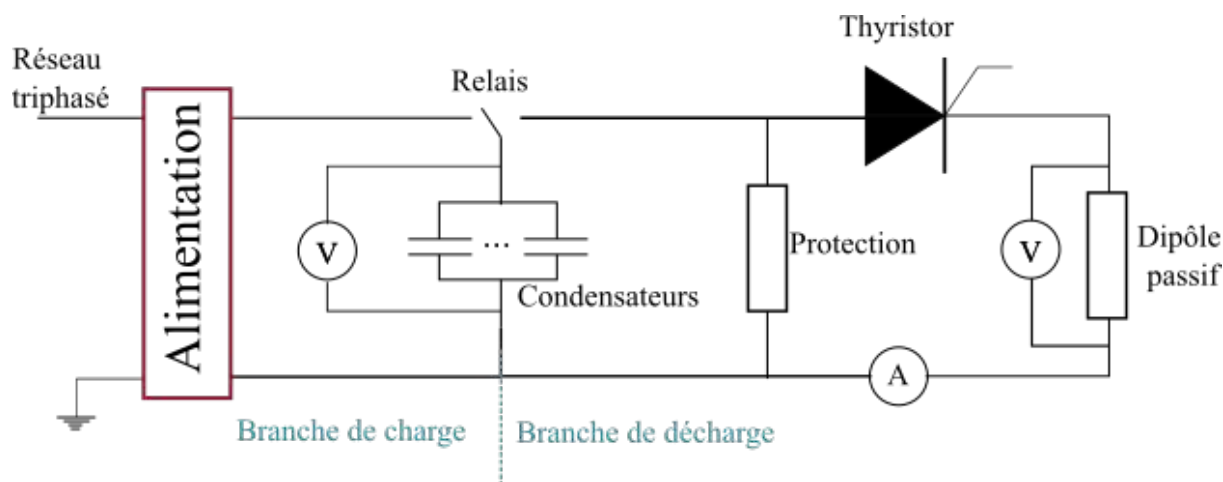


Figure 2.3: Schéma de principe du circuit électrique

- Le dipôle passif qui englobe l'élément chauffant et les possibles résistances parasites du chemin électrique.
- La résistance équivalente de protection qui permet d'anticiper une possible rupture de l'élément chauffant, ou un problème électrique quelconque. Dans ce cas de figure, les condensateurs sont déchargés dans la résistance de protection.

Sur cette branche de décharge, trois mesures sont effectuées : une mesure de tension au plus près de la charge, une mesure de tension aux bornes des condensateurs et une mesure de courant (cf. figure 2.3).

L'énergie électrique emmagasinée dans les condensateurs est déchargée en quelques millisecondes dans l'élément chauffant conduisant à des puissances instantanées d'une centaine de mégawatts. Le choix de conception de l'élément chauffant est discuté dans la section suivante.

## 2.2.2 Élément chauffant

L'élément chauffant utilisé est l'aboutissement de plusieurs mois de recherche et d'essais<sup>1</sup>. Présenté sur la figure 2.4, il se compose de trois plaques de tungstène montées en série. Elles ont une épaisseur de 0,4 mm, une largeur de 20,8 mm et une hauteur de 60 mm. La vue de face en figure 2.4-(a) présente le design des plaques de tungstène. Les plaques sont assemblées à l'aide de vis, d'écrous et d'entretoises en laiton assurant une résistance totale de  $0,18 \Omega$ . Le tout est fixé sur des tiges en cuivre comme indiqué sur les figures 2.4-(b) et (c). Le cuivre, excellent conducteur électrique, est de section plus importante afin de limiter les pertes thermiques en son sein.

Lors des premiers essais, plusieurs contacts électriques se sont produits entre les plaques et la visserie à cause des vibrations. Ce type de contact peut modifier le chemin électrique et altérer les mesures. Afin de limiter ces contacts électriques, une couche de pâte de céramique a été appliquée sur les têtes de vis. La pâte Resbond 904 à base dioxyde de zirconium est utilisée pour ses propriétés isolantes et son caractère inerte vis-à-vis du  $CO_2$  à haute pression.

<sup>1</sup>Pour des questions de lisibilité, cette démarche est à retrouver en annexe A



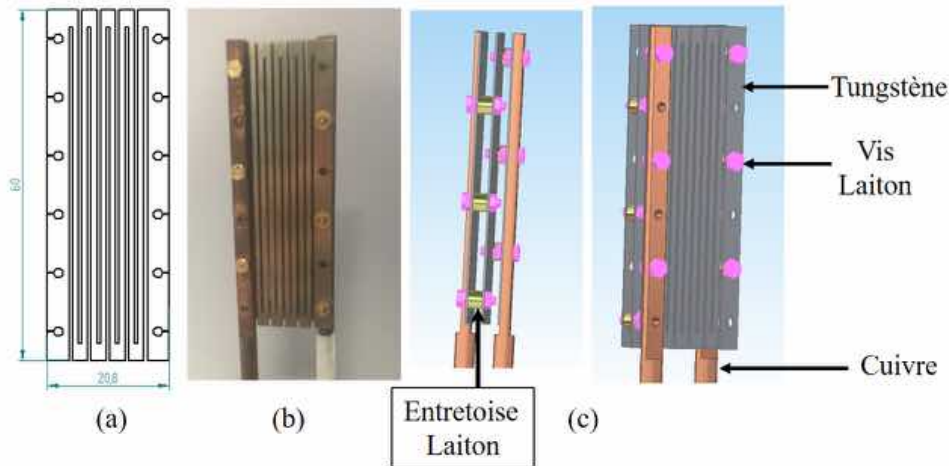


Figure 2.4: Élément chauffant. (a) Plan de découpe. (b) Photographie. (c) Montage 3D réalisé sous Solid Edge

## 2.3 Instrumentation et système d'acquisition

Le système d'acquisition se compose d'un système de capteurs et de caméras rapides synchronisés à la centaine de nanosecondes près. Dans un premier temps, les capteurs (hors caméras) sont présentés. Dans un second temps, le système de visualisation est détaillé. Dans un troisième et dernier temps, une description de la synchronisation est faite.

### 2.3.1 Mesures scalaires

Différents types de données scalaires sont mesurées au cours d'un essai. La première famille concerne les mesures précédant l'essai - c.-à-d. température, pression, niveau de liquide, etc. La seconde famille se réfère aux données qui sont acquises lors d'un essai - c.-à-d. surpression, tension, courant, etc.

Sur la figure 2.5, trois vues différentes de la section d'essai sont présentes et donnent à voir l'ensemble des capteurs :

- photographie du dispositif expérimental à l'intérieur de la chambre climatique ;
- une vue de face avec l'indicateur de niveau de liquide sur la droite ;
- une vue de profil faisant apparaître schématiquement le dispositif d'acquisition vidéo.

## Mesure pré essai

Le  $CO_2$  est utilisé sur une large gamme d'états thermodynamiques :  $(P, T) \in [2,5 \text{ MPa} ; 6,2 \text{ MPa}] \times [-13^\circ\text{C} ; 20^\circ]$ . La pression est gérée par le remplissage en  $CO_2$  et en  $N_2$ . La pression statique est mesurée à l'aide d'un capteur Optibar P1010C (Khrono). Sur l'intervalle de mesure  $P \in [0,1 \text{ bar} ; 100 \text{ bar}]$ , l'incertitude élargie composée pour un niveau de confiance de 95% est égale à  $\pm 1,17 \text{ bars}^2$ . Pour tous les essais, le capteur de pression statique est en phase vapeur. Il est représenté sur les figures 2.5-(b) et (c).

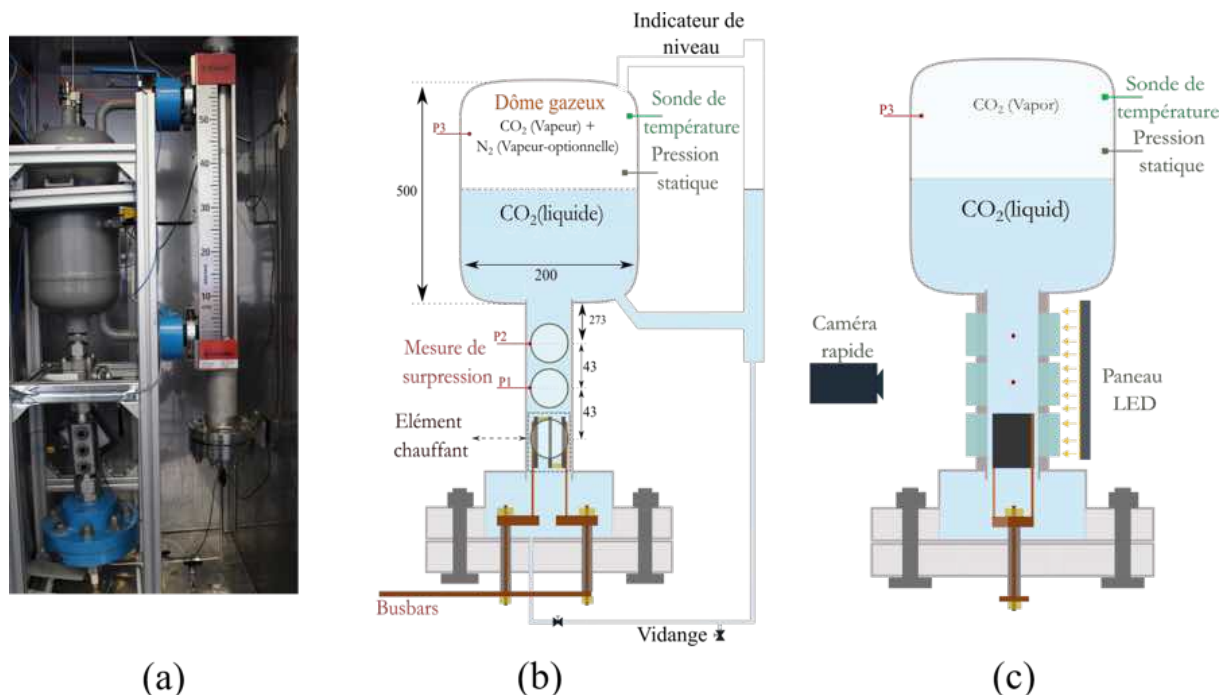


Figure 2.5: Section d'essai - (a) et (b) sont des vues de face. (c) est une vue de profil

La température est maintenue par une chambre climatique (Liebherr BGPv 8420). Le type de chambre climatique utilisé impose que la température à l'intérieur de la chambre cycle à  $\pm 2^\circ\text{C}$ . L'inertie thermique de la section d'essai permet de garantir une stabilité de la température dans la section d'essai à  $\pm 0,6^\circ\text{C}$ . La température dans la section d'essai est mesurée grâce à une sonde de température PT100 de classe B. Elle plonge verticalement dans le dôme gazeux (à 30 cm sous la paroi supérieure), mais est représentée horizontalement sur la figure 2.5-(b)/(c) par soucis de simplicité. Elle est considérée comme émergée -c.-à-d. en phase gazeuse- dans tous les essais. La combinaison des deux types d'incertitude donne une incertitude élargie composée pour un niveau de confiance de 95% égale à  $\pm 1,01^\circ\text{C}$ .

Le niveau de liquide est mesuré à l'aide d'un indicateur de niveau BM 26A (Khrono) qui est représenté sur la droite de la figure 2.5-(a)/(b). Cette mesure permet d'estimer le niveau de liquide à  $\pm 1 \text{ cm}$  et ainsi de calculer le volume de gaz dans le dôme gazeux à  $\pm 5\%$ .

<sup>2</sup>Se référer à l'annexe B pour l'étude des incertitudes

## Mesures lors d'un essai

Afin de caractériser un essai deux données sont nécessaires : la puissance déposée et les transitoires de pression consécutifs au dépôt.

La puissance déposée est déterminée à l'aide d'une mesure d'intensité et d'une mesure de tension. La mesure de tension se fait aux bornes de l'élément chauffant à l'aide d'un capteur LEM CV 3-500. Il s'agit d'un capteur alimenté en  $\pm 15$  V et délivrant un signal de 0 à 10 V. Sa valeur maximale mesurable est 500 V et son incertitude type composée de type B est égale à  $\pm 0,29$  V. La mesure d'intensité est effectuée par un capteur à effet Hall LEM LF1010-S, ou LF2010-S<sup>3</sup>. Il permet de mesurer des courants allant jusque 2700 A, ou 4250 A respectivement. Son incertitude type élargie de type B est égale à  $\pm 3,5$  A. Ainsi, l'incertitude élargie relative de type B associée à la puissance est égale à  $\pm 0,14\%$ . L'incertitude élargie composée relative de l'énergie pour un niveau de confiance de 95% est égale à  $\pm 0,99$  J.

Les transitoires de pression sont mesurés à l'aide de trois capteurs piézoélectriques PCB 113B21. Ces derniers sont connectés à un conditionneur qui transforme le signal optique reçu en tension  $\pm 10$  V. Les schémas de la section d'essai (cf. figure 2.5) donnent à voir les capteurs P1 et P2 placés au niveau des hublots H2 et H3, respectivement. Le troisième capteur (P3) est placé dans le dôme gazeux. L'incertitude composée élargie relative pour un facteur de confiance de 95% est égale à 5%. Le minimum de surpression mesuré est 7 Pa.

### 2.3.2 Système de visualisation

Au-delà de la caractérisation en pression et en énergie du phénomène, une caractérisation qualitative de la vaporisation est nécessaire. Pour ce faire, un système de visualisation par ombroscopie a été mis en place.

Le système de visualisation se compose de deux caméras et d'une plaque LED. Cette dernière est placée juste derrière les hublots comme indiqué sur la figure 2.6.

La figure 2.6-(a) donne à voir une photographie du positionnement du système optique, tandis que la figure 2.6-(b) présente un schéma explicatif plus précis. Ce dernier est une vue de dessus et en coupe de l'image 2.6-(a). Le panneau LED est un panneau carré de 10 cm x 10 cm fabriqué par Phlow SLLUB. Il permet d'éclairer avec une luminance de 53000 cd.m<sup>-2</sup> et une homogénéité de 98,77 %.

Les deux caméras sont placées à l'extérieur de la chambre climatique. La première, c.-à-d. caméra 2, permet de visualiser les trois hublots. Elle est placée à une distance  $d_{c2}$ , égale à 132 cm, de l'intérieur de la chambre climatique, c.-à-d. la distance entre le capteur de la caméra et la face intérieure du réfrigérateur (cf. figure 2.6-(b)). La caméra est une Photron 1024 PCI. L'optique utilisée est un objectif à focale fixe Micro Nikkor 200 mm f/4.0 s en monture F. Cette configuration permet d'avoir une image nette des trois hublots avec une résolution de 768 pixels x 256 pixels et une fréquence de 3 kHz.

Les images obtenues par cette caméra sont présentées sur la figure 2.7. La figure 2.7-(a) est une image brute. La figure 2.7-(b) est une image brute ajoutée d'une détection de cercle. Cette détection est effectuée à l'aide d'un filtre Sobel. Elle donne l'échelle spatiale associée à cette caméra, soit : 131  $\mu\text{m.px}^{-1}$ , ou 7,63  $\text{px.mm}^{-1}$ .

---

<sup>3</sup>Selon essai

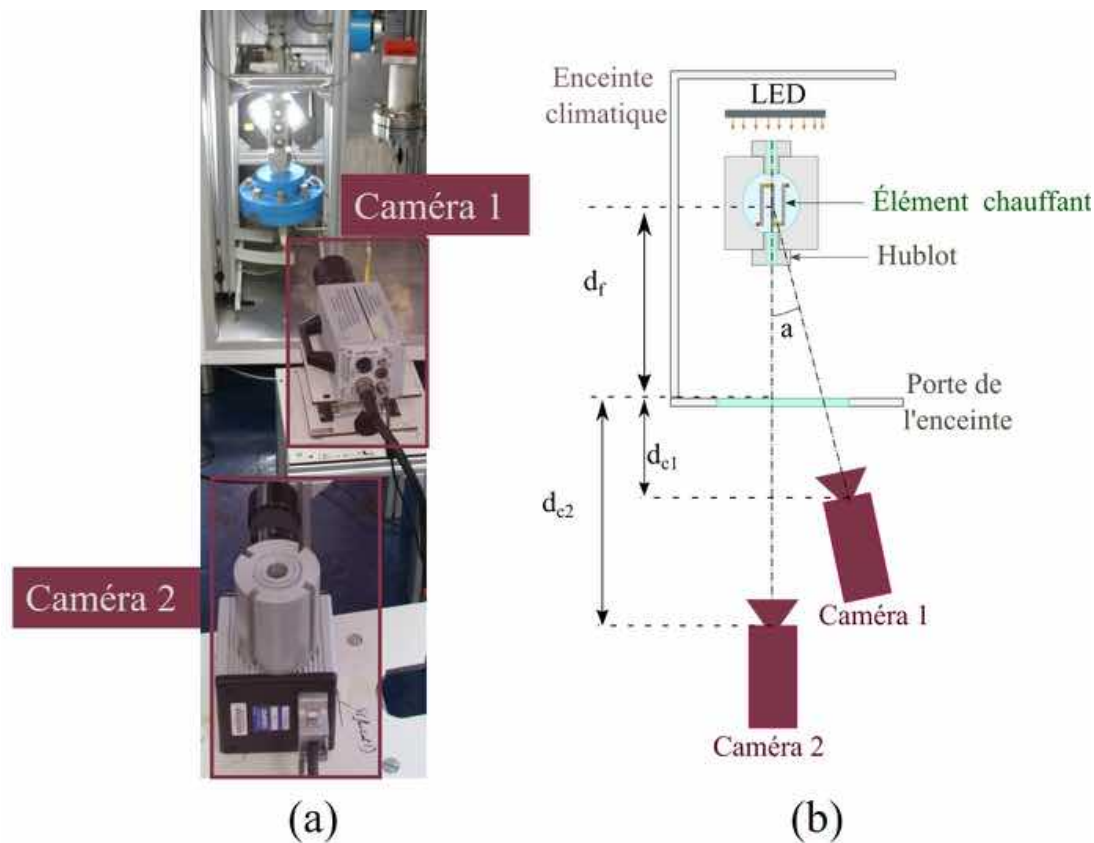


Figure 2.6: Placement des caméras. Photographie avec la porte de la chambre climatique ouverte (a). Schéma de principe en vue de dessus (b). La distance  $d_f$  entre milieu de l'élément chauffant et l'intérieur du réfrigérateur est égale à 48 cm

La seconde caméra, notée caméra 1 sur la figure 2.6, est focalisée sur l'élément chauffant. C'est une caméra Photron SA3 équipée d'un objectif mécanique SAMYANG 135 mm/F2. Elle est placée à une distance  $d_{c1}$ , égale à 52 cm, de l'intérieur de la chambre climatique. Cette distance  $d_{c1}$  entre le capteur de la caméra de l'intérieur de la chambre climatique est une projection de la distance réelle sur l'axe directeur de la caméra 2. Indiqué sur la figure 2.7-(ii), l'axe directeur de la caméra 1 possède un angle  $a$  par rapport à l'axe directeur de la caméra 2. Cet angle est d'environ  $10^\circ$ . La distance réelle entre le capteur de la caméra et le milieu de l'élément chauffant est de 101,5 cm.

La caméra acquiert des images de 256 pixels x 256 pixels avec une fréquence de 15 kHz. Cette configuration donne une précision optique de  $109 \mu\text{m.px}^{-1}$ , ou  $9,2 \text{ px.mm}^{-1}$ . Une image type est donnée sur la figure 2.7. La zone de prise de vue est indiquée à l'aide de pointillés sur l'image 2.7-(i). La figure 2.7-(ii) donne à voir l'image enregistrée par la caméra. Deux surfaces de l'élément chauffant sont visibles avec une profondeur de champ restreinte. Cette mesure permet néanmoins de visualiser le début de l'ébullition avec précision.

Le système d'acquisition lors d'un essai se compose de nombreux capteurs et de deux caméras rapides fonctionnant à des fréquences différentes. Afin de synchroniser l'ensemble, un système de déclenchement et d'enregistrement cohérent a été mis en place. La section suivante s'attache à sa présentation.

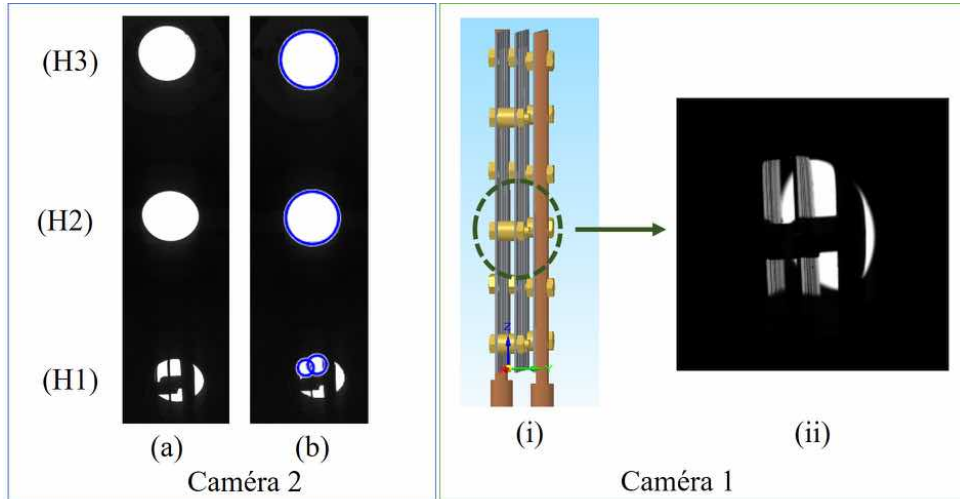


Figure 2.7: Image capturée par la caméra 2 (a) et détection des hublots à l'aide d'une recherche de cercles (b). Positionnement de la visualisation pour la caméra 1 (i) et image réellement capturée (ii)

### 2.3.3 Synchronisation et acquisition

L'élément déclencheur de l'essai est la décharge des condensateurs. Cette décharge est provoquée par la fermeture du thyristor. Afin d'avoir une bonne synchronisation entre le début de la décharge et le début de l'acquisition, un signal commun de déclenchement est nécessaire. Pour cela, un front descendant  $+5\text{ V}/0\text{ V}$  est utilisé. Il est noté  $U_{trig}$  sur la figure 2.8, qui schématise la chaîne de déclenchement.

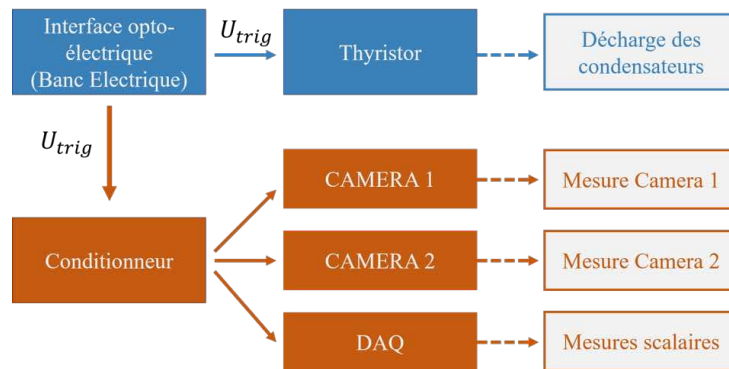


Figure 2.8: Chaîne de déclenchement décharge (bleu)/mesure (orange)

En ce qui concerne l'acquisition, elle est gérée par trois ordinateurs différents. Deux d'entre eux sont dédiés aux caméras et utilisent un logiciel dédié, c.-à-d. PFV (Photron FASTCAM Viewer). Le dernier régit les mesures faites par le cDAQ grâce au logiciel LabView. Le Compact DAQ (ou cDAQ) abrite les cartes d'acquisition. L'ensemble est répertorié dans le tableau suivant :

## cDAQ 9188

Voie	Carte	Type	Fréquence	Mesure
1	9223	$\pm 10$ V	500 kHz	Pression dynamique
2	9211	$\pm 80$ mV	1 Hz	Thermocouple (intérieur boîte CALY)
3	9203	$\pm 4-20$ mA	1 Hz	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Pression statique [AI0]</li> <li>• PT100 [AI1]</li> <li>• Niveau liquide [AI2]</li> <li>• Thermocouple (intérieur chambre réfrigérateur) [AI3]</li> </ul>
4	9401	0-5 V	1 Hz	Information Trigger
8	9223	$\pm 10$ V	500 kHz	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Courant [AI0]</li> <li>• Tension [AI1]</li> <li>• Tension - CALY [AI2]</li> <li>• Tension condensateurs [AI3]</li> </ul>

Table 2.1: Tableau bilan du système d'acquisition du dispositif expérimental EDITE

## Conclusion

Le dispositif développé lors de cette thèse dérive de celui de la thèse d'Adrien Abbate<sup>4</sup> qui permet de produire un choc thermique de différentes intensités dans du dioxyde de carbone liquide dont les conditions thermodynamiques peuvent varier en pression -  $P_i \in [2,5 \text{ MPa} ; 6,2 \text{ MPa}]$ - et en température -  $T_i \in [-13^\circ\text{C} ; 20^\circ\text{C}]$ .

Le choc thermique est produit par effet Joule à l'aide de la décharge de 9 condensateurs dans un élément chauffant. Ce dernier se compose de fines plaques de tungstène de 0,4 mm d'épaisseur. Le montage assure une résistance faible, et donc un temps caractéristique de décharge des condensateurs de l'ordre de 5 ms, tout en limitant le courant à 2000 A (limite de dimensionnement). De plus, il permet de créer un choc thermique dans un espace restreint (volume de 0,2 L).

Les plaques de tungstène sont dans la partie basse d'une enceinte pressurisée et réfrigérée contenant du  $CO_2$  liquide et surmontée d'un volume plus grand contenant du  $CO_2$  liquide et d'un ciel de gaz. Les conditions thermodynamiques sont mesurées à l'aide de capteurs de pression statique, de température et de niveau de liquide. Les conséquences de ce choc thermique sont enregistrées à l'aide de capteurs de pression dynamique et d'un système de caméras rapides. La première caméra enregistre la dynamique de création de

<sup>4</sup>cf. [Abbate, 2018]

vapeur sur la surface de l'élément chauffant, couplée avec les enregistrements de la surpression. La seconde caméra permet de capturer et de caractériser l'écoulement de la vapeur dans la section d'essai. Le tout est synchronisé à l'aide d'un système de déclenchement conditionné et dirigé vers les différents systèmes de mesure.

Ce dispositif expérimental permet d'analyser chaque étape du choc thermique, présentée et détaillée dans le chapitre suivant.





# Chapter 3

## Description détaillée d'un essai type

### Introduction

L'installation expérimentale présentée dans la section précédente a permis de réaliser des essais à des conditions de pression et de température diverses afin de caractériser au mieux les conséquences du choc thermique. La figure 3.1 représente tous les essais réalisés en fonction de la pression statique (ordonnée) et de la température (abscisse) initialement imposées. Ils sont de plus discriminés en fonction de l'énergie déposée à l'aide un gradient de couleur. La courbe noire représente la courbe de saturation du  $CO_2$ . Les essais représentés l'aide d'étoiles ont été réalisés dans des conditions proches de la saturation. Ceux réalisés en similitude thermodynamique avec l'eau du réacteur nucléaire sont nommés "REP" et sont symbolisés par des losanges. Enfin, les ronds représentent les essais réalisés en sous-saturation mais qui ne correspondent pas aux conditions REP.

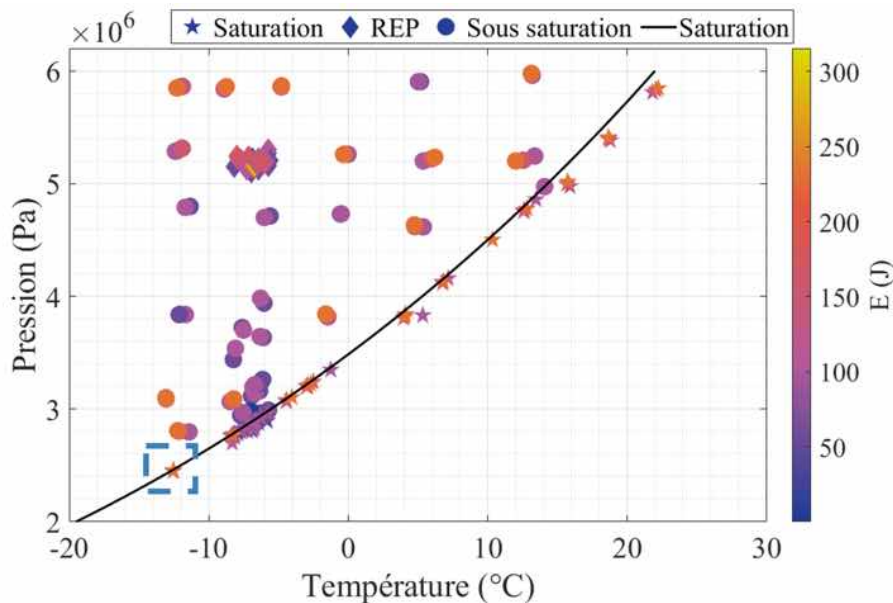


Figure 3.1: Conditions thermodynamiques des essais effectués et essai sélectionné (rectangle bleu)

Ce chapitre s'attache à la description d'un essai effectué proche de la saturation, à (-12,5°C ; 2,55 MPa), repéré sur la figure 3.1 à l'aide de pointillés bleus. Cet essai est éloigné des conditions de similitude thermodynamique vis-à-vis de l'eau du réacteur

nucléaire<sup>1</sup>. Les phénomènes physiques attendus sont toutefois les mêmes, seule l'intensité des phénomènes diffère d'un essai en condition de similitude thermodynamique. Le volume de vapeur créé pour une énergie donnée est par exemple plus important à saturation qu'en conditions REP. Ce choix d'essai permet une meilleure distinction des conséquences physiques du choc thermique produit.

## 3.1 Début de l'ébullition

### 3.1.1 Dépôt d'énergie et création de vapeur

Le choc thermique au sein du fluide est créé par effet Joule. Pour cela, une batterie de condensateurs se décharge dans l'élément chauffant<sup>2</sup>. La figure 3.2 donne à voir la puissance électrique déposée dans l'élément chauffant. La puissance présente une croissance quasi instantanée (discontinuité en tension), puis une décroissance exponentielle typique d'une décharge de condensateurs dans un élément résistif. Pour l'essai considéré, la puissance maximale obtenue est  $9,6 \times 10^4$  W et la constante de temps du système ( $\tau$ ) est égale à 2,5 ms. De ce fait, 95% de l'énergie est déposée en 7,5 ms. La brusque augmentation de puissance repérée en bleu est due à un contact électrique entre deux parties de l'élément chauffant lors du transitoire. Ce contact diminue instantanément la résistance et augmente le courant, ce qui explique le pic de puissance. Cet évènement a une influence négligeable vis-à-vis du dépôt d'énergie.

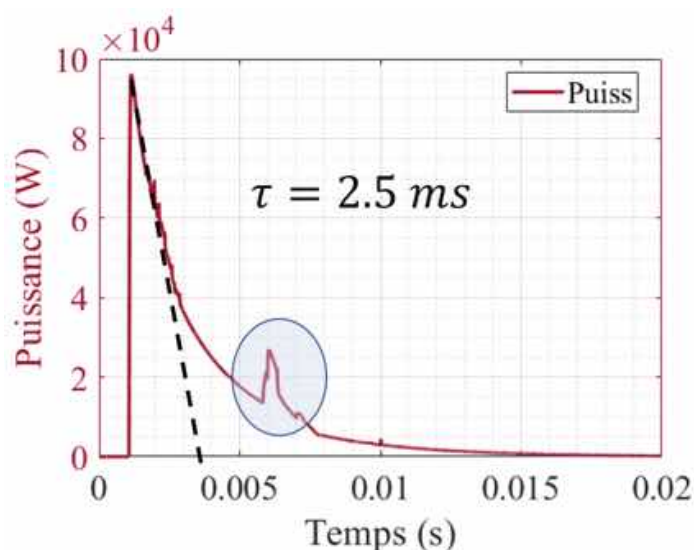


Figure 3.2: Puissance déposée dans l'élément chauffant au cours du temps

La figure 3.3 présente les conséquences du dépôt d'énergie sur les premiers instants. Pour cela, les informations sont présentées :

- l'évolution de la température de l'élément chauffant au cours du temps (a) ;
- l'évolution de l'énergie déposée dans l'élément chauffant et dans le fluide au cours du temps (b) ;

<sup>1</sup>cf. Section 1.5.2

<sup>2</sup>cf. chapitre 2

- c. les surpressions  $P_1$  et  $P_2$  au cours du temps (c)
- d. les images des surfaces de l'élément chauffant capturées par la caméra 1 durant les 10 premières millisecondes (d). Chaque instant correspondant à une image est repéré à l'aide de pointillés sur les graphiques a, b et c. Pour rappel, la fréquence d'acquisition de la caméra est 15 kHz, elle acquiert donc une image toutes les 0,07 ms.

Le relevé des températures de l'élément chauffant permet de comparer la température de l'élément chauffant à la température adiabatique, c.-à-d. en l'absence de transfert thermique vers le fluide.

La température de l'élément, notée  $T_W$ , est calculée à l'aide de la variation de la résistivité au cours du temps. En considérant l'élément résistif comme un conducteur de section de passage  $S$  et de longueur  $L$ , la résistance se calcule comme suit :

$$R = \frac{U}{I} = res(T_W) \frac{L}{S} \quad (3.1)$$

Où  $R$ ,  $U$  et  $I$  sont respectivement la résistance de l'élément chauffant ( $\Omega$ ), la tension présente à ses bornes (V) et l'intensité le traversant (A). De plus,  $res$  représente la résistivité du tungstène ( $\Omega.m$ ). Cette résistivité est dépendante de la température et est calculée grâce à la loi suivante, issue de [Tolias, 2017],

$$res(T_W) = \begin{cases} -0,9680 + 1,9274 \times 10^{-2} T_W + 7,8260 \times 10^{-6} T_W^2 \\ -1,8517 \times 10^{-9} T_W^3 + 2,0790 \times 10^{-13} T_W^4 \end{cases} \quad (3.2)$$

Cette équation est valable pour  $T_W \in [100 \text{ K}, 3695 \text{ K}]$  et est exprimée en  $\mu\Omega.m$ .

Par calcul inverse, les équations (3.1) et (3.2) permettent de calculer la température de l'élément chauffant ( $T_W$ ) au cours du temps. Cette température, tracée en bleu sur la figure 3.3-(a), croît jusque 1,67 ms. Puis, à 1,67 ms, elle chute brusquement et continue de croître pendant 1,2 ms tout en subissant des chutes et croissances brusques (phase de discontinuités notée (A)). Cette succession de discontinuité s'arrête à 2,87 ms. La température continue ensuite de croître de manière monotone pour atteindre une valeur de 360 K au bout de 5 ms, soit un échauffement de 99 °C par rapport à température initiale  $T_i$  (260,7 K). Les soubresauts visibles sur le tracé de  $T_W$  (phase A) peuvent être dus à des contacts électriques entre les plaques. En effet, une diminution brutale de la résistance due à un contact entre deux lamelles de tungstène engendre une diminution brutale de la résistance mesurée et donc de la température calculée. Toutefois, ces contacts électriques n'altèrent pas significativement le transfert d'énergie dans le fluide.

Afin de pallier ces discontinuités dans le tracé de la température, une linéarisation est faite entre 1,67 ms et 2,8 ms. Cette température "linéarisée", notée  $T_W(mod)$ , est tracée en vert sur la figure 3.3-(a).

La troisième température est tracée sur la figure 3.3-(a) et est notée  $T_{adiab}$ . Il s'agit de la température calculée à l'aide de la puissance électrique, sous l'hypothèse adiabatique. Dans ce cas, le tungstène chauffe sans échanger avec le fluide. La comparaison entre la température adiabatique et celle du tungstène ( $T_W(mod)$ ) montre que le tungstène échange de manière constante avec le fluide au départ. En effet, l'écart entre la température adiabatique et la température  $T_W$  augmente continûment jusque 1,5 ms. Puis une diminution de la pente de  $T_W(mod)$ , autour de 1.5 ms, indique une augmentation des transferts thermiques entre le fluide et l'élément chauffant. Pour justifier cette observation, l'énergie cédée au fluide au cours du temps est calculée.

La figure 3.3-(b) donne à voir l'énergie emmagasinée par le tungstène ( $E_W$ ), l'énergie électrique déposée ( $E_{adiab}$ ) et l'énergie cédée au fluide ( $E_f$ ). Soit, en ne considérant aucune perte,

$$E_{adiab} = E_W + E_f \quad (3.3)$$

Les courbes de  $E_{adiab}$  et  $E_W$  ont une croissance quasi constante et comparable au cours du temps, cela traduit un faible échange entre le tungstène et le fluide. Cette observation est confirmée par le tracé de  $E_f$  qui présente une croissance lente au cours du temps : au bout de 4,5 ms, seulement 13% de l'énergie totale (232 J) ont été transférés au fluide. L'énergie transmise au fluide durant les cinq premières millisecondes est faible vis-à-vis de l'énergie totale, toutefois l'inflexion du tracé de  $E_f$  à 1,5 ms traduit une augmentation du transfert thermique. Cette augmentation de flux corrobore le changement de pente de la température et suggère un changement de régime de transfert thermique.

En exploitant les images vidéos, on constate que cet instant correspond au début de l'ébullition sur les plaques. Plusieurs images issues de la caméra 1 sont présentées sur la figure 3.3-(d). Chacune d'elles est repérée sur les graphiques de température, d'énergie et de surpression à l'aide de pointillés noirs.

Au début du dépôt d'énergie, c.-à-d. entre 1 ms et 1,4 ms, les surfaces des plaques s'éclaircissent. Cet éclaircissement est encore mal compris, il peut être dû à un changement léger de densité du liquide en parois ou d'une légère déformation des plaques qui modifie l'éclairage de la surface de ces dernières. Elles s'assombrissent partiellement l'instant d'après (1,47 ms) puis complètement lors des deux instants suivants (1,53 ms - 1,6 ms). Après 1,6 ms, la couche sombre qui s'est formée sur les plaques grossit et de fines bulles peuvent clairement être distinguées (2,53 ms). Cet amas de vapeur grossit (3,53 ms - 5,4 ms) jusqu'à obstruer le hublot (après 6 ms). La distinction nette de bulles de vapeurs à partir de 2,53 ms confirme le fait que la couche sombre visible entre 1,4 ms et 1,6 ms est due à la création de vapeur. Cette création de vapeur corrobore l'augmentation de flux thermique transmis au fluide observée sur la figure 3.3-(b). L'augmentation de flux thermique est compréhensible du fait du changement de régime de transfert thermique. En effet, avant 1,5 ms, il s'agit essentiellement de convection naturelle, alors qu'après 1,5 ms, l'ébullition nucléée domine.

### 3.1.2 Transitoires de pression

Durant ces premières millisecondes, la surpression engendrée par le dépôt d'énergie est mesurée par deux capteurs placés au-dessus de l'élément chauffant (P1 et P2 sur la figure 2.2). Cette mesure est présentée sur la figure 3.3-(c). Les deux relevés de surpression ( $P_1$  et  $P_2$ ) présentent une dynamique similaire : un premier pic autour 1,6 ms, puis une décroissance oscillante autour de 0. Le premier pic observé sur le signal de  $P_1$  a une amplitude de  $3,03 \times 10^5$  Pa et est relevé à  $t=1,61$  ms. Cet événement intervient au même instant que l'assombrissement complet de la surface des plaques, visible sur la figure 3.3-(d). Ce premier pic est précédé d'une croissance rapide en pression débutant autour de 1,4 ms, soit quelques instants avant le début d'assombrissement des plaques. Cela confirme que le transitoire de pression est dû à une création rapide de vapeur. La montée en pression est environ égale à  $1,5$  GPa.s<sup>-1</sup>. Cette valeur d'un ordre de grandeur inférieur à celle obtenue lors des essais de vaporisation explosive [Glod et al., 2002],  $10$  GPa.s<sup>-1</sup>. Toutefois, ce résultat est à relativiser vis-à-vis de la différence des conditions thermodynamiques et

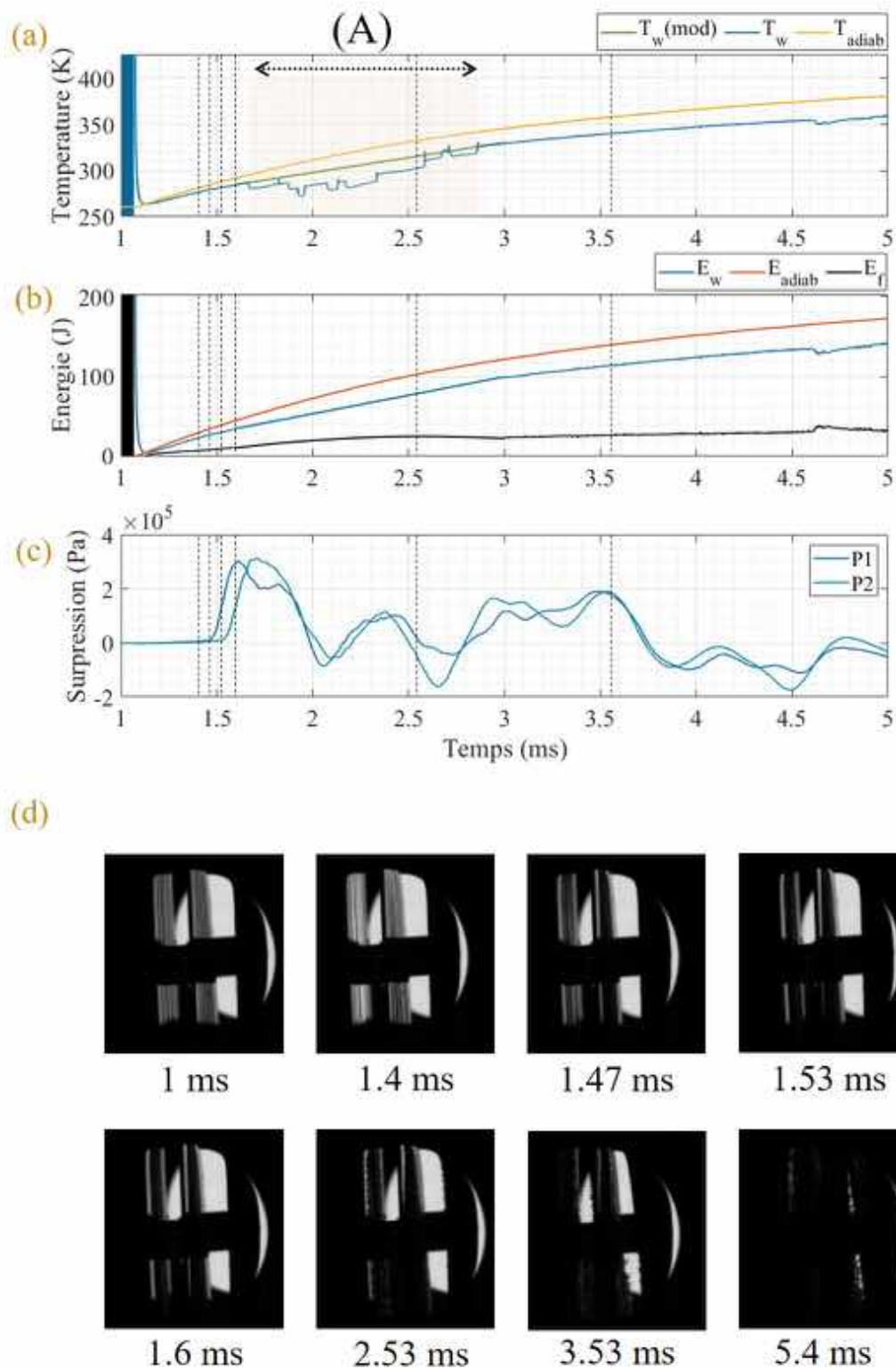


Figure 3.3: Chronogramme de la température de l'élément chauffant (a), l'énergie déposée dans ce dernier (b), la surpression mesurée dans la section d'essai (c) et les images de la surface de l'élément chauffant (capturées aux instants repérés à l'aide de pointillés verticaux) (d).

des taux d'accroissement de température. En effet, les essais [Glod et al., 2002] sont réalisés avec de l'eau sous-saturée (à pression et à température ambiante), tandis que l'essai présenté ici est effectué avec du  $CO_2$  à saturation ( $-12^\circ C$  ; 25,5 bars). De plus, le taux d'accroissement moyen de la température pour [Glod et al., 2002] est  $dT/dt = 50 \times 10^6 \text{ K.s}^{-1}$ , tandis que pour l'essai présenté ici,  $dT/dt = 0,02 \times 10^6 \text{ K.s}^{-1}$  (soit un rapport de 2500). Ainsi, il est nécessaire de relativiser cette adéquation des résultats, car si les essais effectués par [Glod et al., 2002] sont reproduits avec du  $CO_2$  à saturation, les surpressions et les taux de croissance seraient bien supérieurs à ceux mesurés et présentés sur la figure 3.3.

La création rapide de vapeur génère une onde de compression dans la section d'essai. La section suivante s'attache à la description du comportement acoustique de l'onde de compression.

### 3.1.3 Description acoustique de la surpression

Le premier pic de pression est suivi d'une décroissance oscillante. Plusieurs dynamiques de rebonds acoustiques expliquent les oscillations de surpression.

Le schéma simplifié de la section d'essai est présenté sur la figure 3.4. L'élément chauffant est représenté par trois rectangles parallèles qui symbolisent les trois plaques de tungstène. La vaporisation transitoire sur ces plaques génère une onde acoustique de compression mesurée par les capteurs de pression P1 et P2 (cf. figure 3.3-(c)). En première approximation, cette onde acoustique se propage verticalement (problème à une dimension). Elle atteint le capteur P1 à  $t=1,614 \text{ ms}$  puis le capteur P2 à  $t=1,68 \text{ ms}$ . Cet écart d'occurrence des maxima permet de calculer une vitesse de propagation expérimentale de l'onde :

$$c_{exp} = \frac{L_{P1 \rightarrow P2}}{1,68 - 1,614} = 652 \text{ m.s}^{-1} \quad (3.4)$$

Où ( $L_{P1 \rightarrow P2}$ ) est la distance entre les capteurs P1 et P2. L'incertitude sur l'entraxe des deux capteurs de pression est 0,5 mm. Ainsi, la mesure expérimentale de la célérité de l'onde devient :

$$c_{exp} = 652 \text{ m.s}^{-1} \pm 7,5 \text{ m.s}^{-1} \quad (3.5)$$

Cette valeur mesurée est cohérente avec la valeur théorique de  $658,9 \text{ m.s}^{-1}$ . Ainsi, l'onde de compression est considérée comme purement acoustique.

Sur la figure 3.5 est tracée la surpression P1 pour les 3 premières millisecondes de l'essai. Pour l'analyse des rebonds acoustiques, nous considérons le front de pression (A)

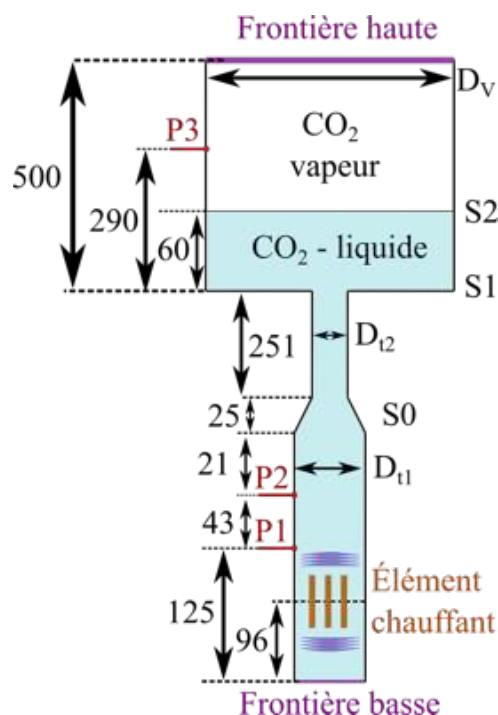


Figure 3.4: Schéma simplifié de la section d'essai

et non le pic. La première croissance de pression est directement suivie par une décroissance (B) qui peut s'expliquer par une accélération puis une décélération de la création de vapeur, cf. [Glod et al., 2002]. Toutefois, cette décroissance est coupée par le retour de l'onde de compression ayant subi un rebond en partie basse de la section d'essai (D) [*Frontière basse* sur la figure 3.5]. En effet, la frontière basse constitue une condition de vitesse nulle (frontière solide). L'onde de compression émise au moment de la création de vapeur est alors réfléchiée avec une amplitude positive et pratiquement égale à l'onde incidente. Cette onde réfléchiée atteint P1 avec un décalage temporel  $\Delta t = 96 \times 2 / 648,9 = 0,3$  ms. Ce décalage temporel représenté en pointillés verts explique l'existence du second pic (D).

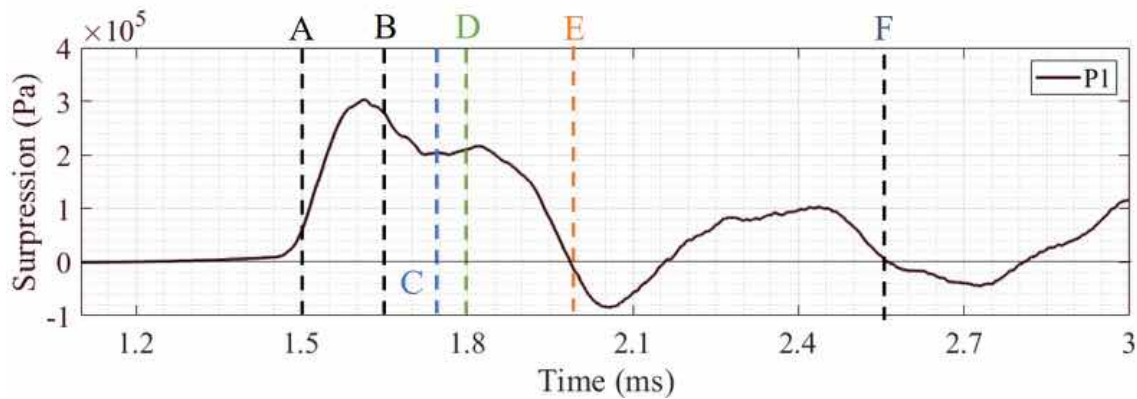


Figure 3.5: Analyse acoustique de l'onde pression mesurée par le capteur P1

Mis à part la condition de vitesse nulle en frontière basse, le tube guide présente trois singularités : S0, S1 et S2 ((cf. figure 3.4). S0 et S1 sont des changements de section, respectivement de  $D_{t1}=33$  mm à  $D_{t2}=25,6$  mm et de  $D_{t,2}$  à  $D_V=200$  mm. Elles constituent ainsi des conditions de réduction de pression

Au passage de S0, environ 30% (rapport des surfaces) de l'onde est réfléchiée vers le bas et avec une amplitude négative. Le retour de cette onde réfléchiée au niveau de P1 correspond au plateau (C) indiqué sur la figure 3.5. Cette onde réfléchiée atteint ensuite la frontière basse et revient à la hauteur de capteur P1 à l'instant (E). Cet instant correspond au passage en dessous de 0 de la surpression.

La singularité S1 constitue un changement brusque de section, le rapport des sections est égal à environ 61. Au passage de cette singularité, seulement 1,6% de l'énergie de l'onde de compression est transmise. Le reste est réfléchi vers le bas. Cette singularité peut alors être considérée comme une condition de pression nulle. L'onde réfléchiée a alors une amplitude négative.

Le retour de l'onde initiale (A) de cette singularité advient avec un décalage de 1.05 ms. Cet instant, noté F et reporté sur la figure 3.5, arrive tardivement par rapport aux premières phases de rebonds de l'onde acoustique (C-D-E). L'étude acoustique du signal de surpression se réduit donc aux rebonds dans le tube guide délimité par la frontière basse et S0, et ce jusqu'au repère F.

Cette partie donne de premières explications concernant les oscillations visibles sur le signal P1. Il paraît clair que le tube guide délimité par la singularité S0 et la frontière basse joue un rôle prépondérant dans les premières oscillations. Au-delà de 2,5 ms (instant F), la singularité S1 commence à jouer un rôle. Toutefois, la prise en compte de chacun des rebonds devient de plus en plus ardue sans l'utilisation d'un code de calcul dédié.



Cette section a permis de décrire de manière précise les événements se déroulant lors des premiers instants suivant le début du dépôt d'énergie. Cela a donné lieu à un descriptif pas-à-pas de la création de vapeur et des surpressions résultantes. Ces dernières présentent une première croissance due à la création rapide de vapeur, puis une décroissance oscillante autour de zéros. À l'aide de quelques ordres de grandeur, nous avons proposé une explication macroscopique de ces oscillations. Cette explication se base sur les dynamiques de réflexion et de transmission des ondes acoustiques. Une fois les premières millisecondes passées, les bulles créées sur les plaques semblent osciller verticalement. La section suivante se propose de décrire ces mouvements verticaux.

## 3.2 Phase de création de vapeur

Après 3,5 ms, la masse de vapeur croît rapidement sur les plaques. Cette croissance volumique se fait alors que l'amas de bulles a un mouvement vertical de va-et-vient sur la surface chauffée. Ce mouvement est représenté sur la figure 3.6-(a). Sur ce schéma, une seule plaque de tungstène est représentée en gris. Dès le début de la création de vapeur, l'amas a une vitesse verticale représentée à l'aide de flèches rouges. La croissance de ce volume de vapeur est représentée à l'aide de flèches violettes.

**Nb :** Le dépôt d'énergie provoque le mouvement des plaques, ce qui rend l'analyse du mouvement des bulles difficile. C'est pour cette raison que les données utilisées dans cette sous-partie sont celles d'un essai aux mêmes conditions, mais avec un dépôt d'énergie plus faible.

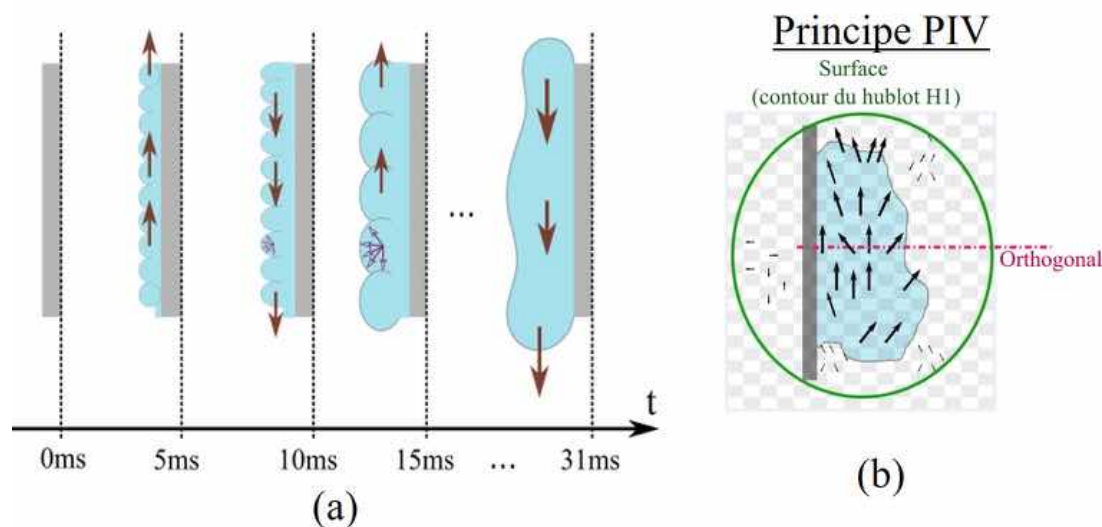


Figure 3.6: (a)-Représentation graphique du mouvement relatif des bulles vis-à-vis des plaques de tungstènes. (b)-Schéma de principe d'une bulle analysée à l'aide d'une méthode de PIV.

Afin de caractériser la dynamique de création de vapeur, le calcul des vitesses verticales de l'amas de bulles est effectué. Pour cela, un logiciel de PIV développé sur Matlab est utilisé ([Thielicke and Stamhuis, 2014]). Le résultat du calcul est présenté sur la figure 3.7. Le graphique du haut donne à voir l'évolution des vitesses :

- moyennées sur la surface du hublot H1 ('Surface').



- moyennées sur un segment perpendiculaire aux plaques (*'Orthogonal'*). La figure 3.6-(b) donne à voir la direction du segment utilisé pour la moyenne.

La moyenne surfacique et la moyenne linéique de la vitesse sont toutes les deux oscillantes autour de zéro et exhibent une amplitude de l'ordre de  $0,26 \text{ m.s}^{-1}$ , avec un maximum à  $0,16 \text{ m.s}^{-1}$ . Cette oscillation est due au mouvement vertical des bulles : les vitesses positives correspondent à la montée des bulles et les vitesses négatives à la descente.

Afin d'expliquer ce mouvement oscillant vertical, le gradient de surpression dans le tube est tracé (figure 3.7 - sous tracé du bas). Ce gradient est approximé par l'équation suivante :

$$\|\nabla P\| \sim \frac{P_2(t) - P_1(t)}{L_{P2/P1}} \quad (3.6)$$

Où  $L_{P2/P1}$  est la distance séparant les deux capteurs de pression.

Cette quantité est oscillante autour de zéro et est de l'ordre de quelques dixièmes de  $\text{MPa.m}^{-1}$ . En filtrant à l'aide d'une moyenne glissante ( $\langle grad(P) \rangle$ ), un mouvement d'ensemble se distingue. Afin de comparer les oscillations de la moyenne glissante à celles des vitesses moyennes de bulles, plusieurs verticales en pointillés noirs sont tracées. Ainsi, les changements de signe de la vitesse moyenne des bulles correspondent à des extrema du gradient de pression. Cela justifie que les gradients de pression provoqués par les différents rebonds d'ondes acoustiques créent un mouvement oscillant de la vapeur au cours de sa création.

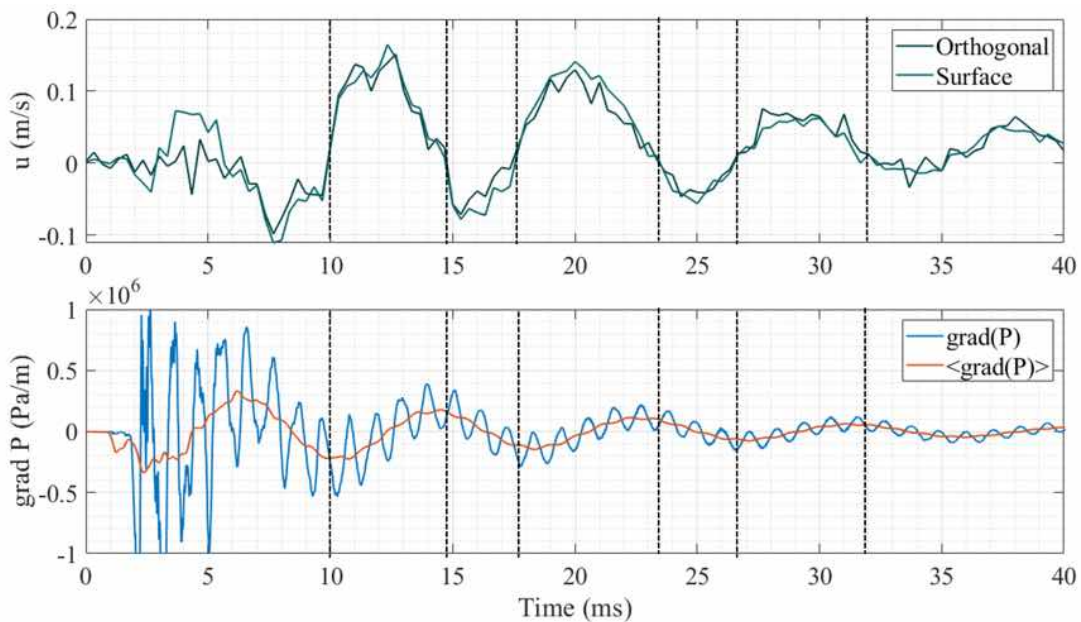


Figure 3.7: Vitesse verticale des bulles (haut) comparée au gradient de pression dans la section d'essai (bas)

Cette partie montre que la création de pression n'est pas monotone, les bulles ont un mouvement oscillant vertical. La section suivante présente la méthode de calcul du volume total de vapeur créée lors de cette interaction.

### 3.3 Volume de vapeur créée

Lorsque la phase de croissance de la poche de vapeur se termine, un maximum de quantité de vapeur créée est atteint. Dans cette section, nous nous proposons d'approximer le volume de vapeur créée grâce à la compression du ciel de gaz. En effet, si l'on considère la colonne de liquide comme incompressible, la création de vapeur à sa base (notée  $V_v(t)$ ) va comprimer le volume de vapeur ( $V_0$ ) qui la surplombe.

Un schéma simplifié de la section d'essai est donné sur la figure 3.8. Cette figure illustre les trois phases de la création de vapeur, le système est d'abord au repos, le ciel de gaz a un volume  $V_0$ . Puis lors de la création de vapeur, le volume de ciel de gaz va diminuer proportionnellement au volume de vapeur créée ( $V_v$ ), jusqu'à atteindre un minimum (phase 3). Cette diminution de volume est caractérisée à travers la mesure du capteur de surpression P3.

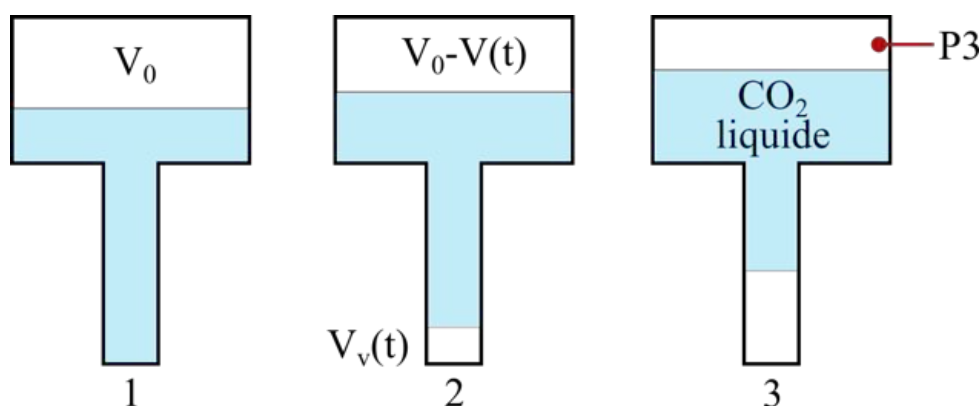


Figure 3.8: Schéma représentant la compression du ciel de gaz lors de la création de vapeur

#### 3.3.1 Compression du ciel de gaz

Afin de faire le lien entre la création de vapeur et la compression du ciel de gaz, les deux phénomènes sont étudiés dans cette sous-section. Pour caractériser les phases de création de vapeur, nous calculons la température du tungstène sur l'ensemble du transitoire.

Les courbes de température issues de la figure 3.3-(a) sont prolongées sur les 500 premières millisecondes de l'essai et sont présentées sur la figure 3.9. La température adiabatique ( $T_{adiab}$ ) et la température réelle ( $T_w$ ) sont identiques à celles tracées sur la figure 3.3-(a). À la fin du dépôt d'énergie, lorsque l'intensité est inférieure à 10 A, la précision des capteurs ne permet pas de calculer correctement la température du tungstène. Cela est visible sur la figure 3.9 où le tracé de  $T_w$  commence à diverger autour de 0,02 s.

Pour pallier cette limitation technique et obtenir une information de température sur les instants au-delà de 0,02 s, un système d'injection de courant a été mis en place en parallèle du système principal de décharge. La température obtenue par ce biais, nommée  $T_{caly}$ , est tracée en gris sur la figure 3.9. Cette température est exploitable à partir de 0,1 s. Elle présente une décroissance oscillante entre 0,1 et 0,5 s. Cette oscillation a une fréquence de 100 Hz, ce qui correspond vraisemblablement à du bruit électronique. Après la décroissance, la température  $T_{caly}$  se stabilise autour d'une valeur de 287 K, soit environ 9°C. Cette valeur reste élevée vis-à-vis de la température initiale (-12°C). La stabilisation

de  $T_{caly}$  autour d'une valeur fixe suggère que l'intégralité de l'énergie a été cédée au fluide au bout 0,4 s.

La température  $T_W(mod)$  est le raccordement températures  $T_W$  et  $T_{caly}$  par une approximation linéaire. En d'autres termes,

$$T_{W,mod}(t) = \begin{cases} T_W & \forall t \in [0; 0.03] s \\ T_{lin} & \forall t \in ]0.03; 0.1] s \\ \langle T_{caly} \rangle & \forall t \in ]0.1; 10] s \end{cases} \quad (3.7)$$

Où  $T_{lin}$  est l'approximation linéaire faite entre  $T_W$  et  $T_{caly}$ .  $\langle T_{caly} \rangle$  est une moyenne glissante de la température  $T_{caly}$ .

La température  $T_W(mod)$  présente une croissance rapide jusque 0,03 s, puis entame une lente décroissance jusque 0,33 s, instant à partir duquel elle se stabilise. Ces trois phases indiquent une augmentation rapide de la température du tungstène sur les premiers instants, puis un lent de refroidissement. Cette température composée  $T_W(mod)$  constitue alors une approximation de la température du tungstène sur les 500 premières millisecondes de l'essai.

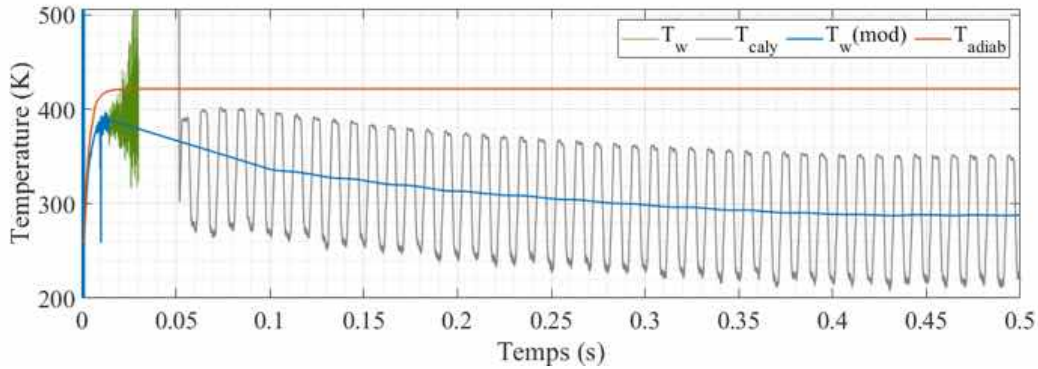


Figure 3.9: Température de l'élément chauffant lors de la première demi seconde

Considérons à présent l'évolution de la pression dans le ciel de gaz, mesurée à l'aide du capteur P3 et tracée sur la figure 3.10. La courbe présente une croissance significative jusqu'à  $t \sim 0,33$  s. Elle s'infléchit ensuite et entame une lente décroissance. Le point d'inflexion est repéré en traçant la dérivée (notée '*diff*') d'une approximation polynomiale du signal P3 (notée '*fit*'). L'approximation présente une croissance et une décroissance superposables à celles de P3 avant de diverger autour de 0,7 s. La dérivée présente une décroissance continue et s'annule pour  $t=0,33$  s. Le maximum de pression est donc atteint pour  $t=0,33$  s et il vaut 1950 Pa.

La croissance initiale de P3 est signe d'une compression du ciel de gaz. La décroissance quant à elle est encore mal comprise. Elle peut-être due à la recondensation de bulles. En effet, une bulle de vapeur de rayon fini ne peut être à l'équilibre que dans un liquide surchauffé et si la vapeur qui la compose est surchauffée (cf. [Carey, 2020]-Chapitre 5). Or, dans le cas traité ici, le liquide est légèrement sous-refroidi. Les bulles vont alors naturellement se recondenser.

Toutefois, les ordres de grandeur de temps de recondensation calculés à l'aide de corrélations ([Legendre et al., 1998]) sont supérieurs à la constante de temps du capteur. En effet, le capteur va naturellement revenir à son état initial avec une constante de temps

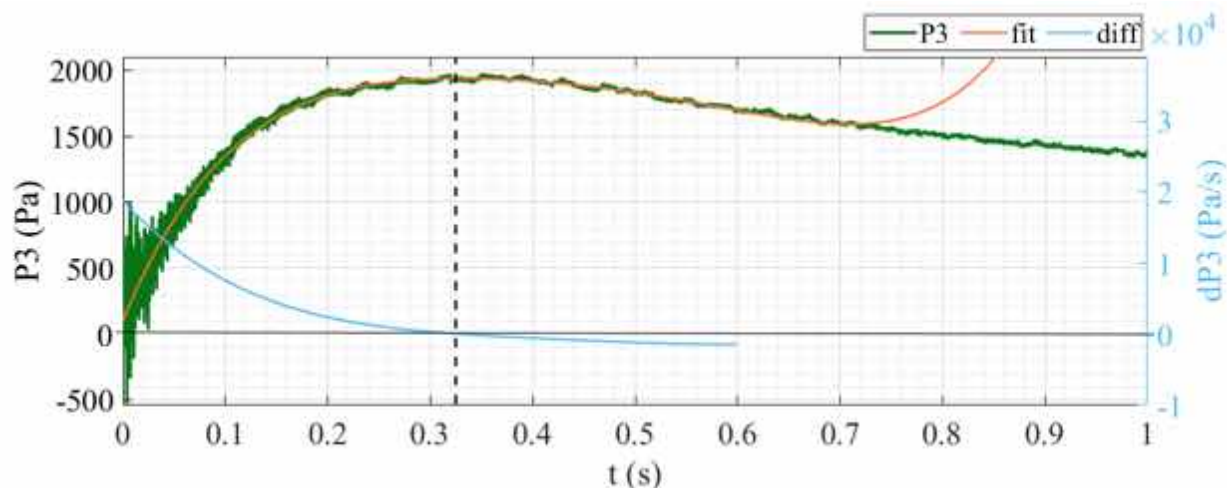


Figure 3.10: Relevés de la pression dans le ciel de gaz ( $P_3$ ), son approximation polynomiale de cette mesure ( $fit$ ) et dérivée de cette approximation ( $diff$ ).

de l'ordre de 2 s. L'hypothèse d'une possible recondensation n'est pas vérifiable. Il est donc considéré que la décroissance mesurée est due à la nature du capteur.

La température calculée de l'élément chauffant présente une dynamique d'échauffement rapide puis de refroidissement plus lent jusqu'à atteindre une température constante autour de 0,33 s. Dans le même temps, le ciel de gaz présente une compression jusque 0,33 s avant d'entamer une lente détente. La compression du ciel de gaz et la température de l'élément chauffant présentent des cinétiques comparables qui justifient l'utilisation de  $P_3$  pour le calcul du volume de vapeur créé. En effet, le tungstène monte très vite en température, puis se refroidit du fait de la création massive de vapeur (compression du ciel de gaz).

Afin de calculer le volume qui a généré cette surpression, une description thermodynamique fine est nécessaire. La sous-section suivante s'attache à définir cette transformation thermodynamique.

### 3.3.2 Approximation d'une compression adiabatique

Afin de calculer le volume créé à partir de la surpression observée sur le capteur  $P_3$ , une description thermodynamique fine du ciel de gaz est nécessaire. Le ciel est considéré comme composé de vapeur de  $CO_2$  et, dans le cas des essais hors saturation, d'un gaz incondensable, le  $N_2$ . Cette analyse anticipe donc les calculs nécessaires pour les essais sous-saturés.

Le mélange est considéré idéal. Dans ce cas, la relation suivante, qui permet le calcul du volume massique du mélange, lie les différents volumes massiques  $v$  aux fractions massiques  $\omega$  des espèces pures :

$$v = \omega_{CO_2} \cdot v_{CO_2}(P, T) + (1 - \omega_{CO_2})v_{N_2}(P, T) \quad (3.8)$$

La compression du ciel de gaz provoque une variation d'entropie du système. Le système considéré est un mélange idéal de  $CO_2$  et de  $N_2$ . L'entropie massique de ce

système s'exprime comme suit (cf. [Ruyer, 2019]) :

$$s \triangleq - \left( \frac{\partial g}{\partial T} \right)_{P,\omega} \quad (3.9)$$

Où  $g$  est l'enthalpie libre massique du mélange idéal. À partir des lois des espèces pures ajoutées d'un terme de mélange indépendant de la pression, l'enthalpie massique  $g$  s'écrit,

$$g = \omega_{CO_2} g_{CO_2}(P, T) + (1 - \omega_{CO_2}) g_{N_2}(P, T) + RT \left( \frac{\omega_{CO_2}}{M_{CO_2}} \cdot \log(x_{CO_2}) + \frac{1 - \omega_{CO_2}}{M_{N_2}} \cdot \log(1 - x_{CO_2}) \right) \quad (3.10)$$

Avec  $x$  la fraction molaire de  $CO_2$ ,  $P$  la pression du mélange (Pa),  $T$  la température du mélange (K) et  $R$  la constante universelle des gaz parfaits ( $8,314 \text{ J}\cdot\text{mol}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ ).

L'entropie s'écrit alors :

$$s = - \left[ \omega_{CO_2} \left( \frac{\partial g_{CO_2}}{\partial T} \right)_P + (1 - \omega_{CO_2}) \left( \frac{\partial g_{N_2}}{\partial T} \right)_P \right] - \left[ R \left( \frac{\omega_{CO_2}}{M_{CO_2}} \cdot \log(x_{CO_2}) + \frac{1 - \omega_{CO_2}}{M_{N_2}} \cdot \log(1 - x_{CO_2}) \right) \right] \quad (3.11)$$

Or,

$$ds = \left( \frac{\partial s}{\partial T} \right)_{P,\omega} dT + \left( \frac{\partial s}{\partial P} \right)_{T,\omega} dP + \left( \frac{\partial s}{\partial \omega} \right)_{T,P} d\omega \quad (3.12)$$

Remarquons que la seconde ligne de l'équation (3.11) est indépendante de la pression et la température. De plus,  $\omega$  est considérée constante durant la transformation. En effet, aucun ajout de gaz, ni recondensation ne sont considérés. D'où,

$$ds = - \left[ \omega_{CO_2} \left( \frac{\partial^2 g_{CO_2}}{\partial T^2} \right)_P + (1 - \omega_{CO_2}) \left( \frac{\partial^2 g_{N_2}}{\partial T^2} \right)_P \right] dT - \frac{\partial}{\partial P} \left[ \omega_{CO_2} \left( \frac{\partial g_{CO_2}}{\partial T} \right)_P + (1 - \omega_{CO_2}) \left( \frac{\partial g_{N_2}}{\partial T} \right)_P \right] dP \quad (3.13)$$

La définition de la chaleur spécifique massique à pression constante d'une espèce pure est (cf. [Papon and Leblond, 1990] et équation (3.9))

$$c_p \triangleq T \left( \frac{\partial s}{\partial T} \right)_P = -T \left( \frac{\partial^2 g}{\partial T^2} \right)_P \quad (3.14)$$

Pour la seconde ligne de l'équation (3.13), l'utilisation de l'équation (3.9) permet d'écrire :

$$\frac{\partial}{\partial P} \left[ \left( \frac{\partial g}{\partial T} \right)_P \right]_T = - \frac{\partial}{\partial P} (s)_T = - \left( \frac{\partial s}{\partial P} \right)_T \quad (3.15)$$

En utilisant les dérivées croisées, ou équations de Maxwell,

$$\left( \frac{\partial s}{\partial P} \right)_T = - \left( \frac{\partial v}{\partial T} \right)_P \quad (3.16)$$

Les équations précédentes permettent de réécrire l'équation (3.13) :

$$ds = [\omega_{CO_2} \cdot c_{p,CO_2} + (1 - \omega_{CO_2}) \cdot c_{p,N_2}] \frac{dT}{T} - \left[ \omega_{CO_2} \left( \frac{\partial v_{CO_2}}{\partial T} \right)_P + (1 - \omega_{CO_2}) \cdot \left( \frac{\partial v_{N_2}}{\partial T} \right)_P \right] dP \quad (3.17)$$

Le diazote est considéré comme un gaz parfait et le dioxyde de carbone comme presque parfait, il est alors possible d'écrire :

Pour le  $N_2$  :

$$P \cdot v = \frac{R \cdot T}{M} \quad (3.18)$$

Et,

$$\left( \frac{\partial v_{N_2}}{\partial T} \right) = \frac{R}{P \cdot M_{N_2}} \quad (3.19)$$

Pour le  $CO_2$  :

$$P \cdot v = z \frac{RT}{M} \quad (3.20)$$

Et,

$$\left( \frac{\partial v_{CO_2}}{\partial T} \right)_P = z \frac{R}{P \cdot M_{CO_2}} \quad (3.21)$$

Cette expression est valide pour  $\left( \frac{\partial z}{\partial T} \right)_P \approx 0$ .

Les quantités suivantes sont alors introduites,

$$K_{tot} \triangleq \omega_{CO_2} \frac{z \cdot R}{M_{CO_2}} + (1 - \omega_{CO_2}) \frac{R}{M_{N_2}} \quad (3.22)$$

$$c_{p,tot} \triangleq [\omega_{CO_2} \cdot c_{p,CO_2} + (1 - \omega_{CO_2}) \cdot c_{p,N_2}] \quad (3.23)$$

Dans le cas d'une transformation adiabatique et réversible (compression ou détente), la variation d'entropie est nulle :  $ds = 0$ . L'équation (3.17) prend alors la forme :

$$-c_{p,tot} \frac{dT}{T} + K_{tot} \frac{dP}{P} = 0 \quad (3.24)$$

Soit, par intégration,

$$T \cdot P^{-\frac{K_{tot}}{c_{p,tot}}} = C^{ste} \quad (3.25)$$

Cette relation lie la pression et la température d'un mélange idéal de gaz quasi parfaits lors d'une transformation adiabatique. Cependant, il nous est plus commode d'aboutir à une formulation en pression et en volume. Pour ceci, l'équation (3.8) est reprise :

$$\begin{aligned} v(P, T, \omega) &= \omega_{CO_2} z \frac{RT}{P \cdot M_{CO_2}} + (1 - \omega_{CO_2}) \frac{RT}{P \cdot M_{N_2}} \\ &= \frac{T}{P} \left( \omega_{CO_2} \frac{zR}{M_{CO_2}} + (1 - \omega_{CO_2}) \frac{R}{M_{N_2}} \right) \end{aligned} \quad (3.26)$$

En isolant la pression de l'équation précédente,

$$v \cdot P^{-\frac{K_{tot}}{c_{p,tot}}+1} = C^{ste} \Leftrightarrow P v^{\frac{c_{p,tot}}{c_{p,tot}-K_{tot}}} = C^{ste} \quad (3.27)$$

De plus la quantité  $\gamma$  est posée comme suit :  $\gamma \triangleq \frac{c_{p,tot}}{c_{p,tot}-K_{tot}}$ . Pour chaque instant  $t$ , la relation 3.26 permet d'écrire :

$$P_i v_i^\gamma = (P_i + P_3(t)) v(t)^\gamma \quad (3.28)$$

Soit,

$$v(t) = v_i \left( \frac{P_i}{P_i + P_3(t)} \right)^{1/\gamma} \quad (3.29)$$

La quantité de matière dans le ciel de gaz ne varie pas au cours du temps (aucune recondensation). De ce fait,

$$V(t) = V_i \left( \frac{P_i}{P_i + P_3(t)} \right)^{1/\gamma} \quad (3.30)$$

Où  $V(t)$  est le volume du ciel de gaz au cours du temps. Ce volume est égal au volume initial moins le volume ajouté par la création de vapeur, soit :

$$V(t) = V_i - V_v(t) \times \left( 1 - \frac{\rho_v}{\rho_l} \right) \quad (3.31)$$

Où  $V_v$ ,  $\rho_v$  et  $\rho_l$  sont le volume de vapeur créé ( $\text{m}^3$ ), la masse volumique de la vapeur ( $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ ) et la masse volumique du liquide ( $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ ).

In fine, le volume de vapeur créée lors du dépôt d'énergie s'écrit :

$$\boxed{V_v(t) = V_i \left( 1 - \left( \frac{P_i}{P_i + P_3(t)} \right)^{1/\gamma} \right) \frac{1}{1 - \rho_v/\rho_l}} \quad (3.32)$$

### 3.3.3 Estimation du volume de vapeur créée

L'équation (3.32) permet de calculer une estimation du volume de vapeur créée à l'aide du signal de surpression  $P_3$ . Cette équation repose sur la connaissance de  $\gamma$  qui est fonction de  $K_{tot}$  et  $c_{p,tot}$ . Pour l'essai étudié dans ce chapitre, la quantité de  $N_2$  dans le ciel de gaz est nulle, c.-à-d. essai à saturation. Un tirage au vide initial garantit cette hypothèse. Dans ce cas,

$$\begin{cases} K_{tot} &= \frac{z \cdot R}{M_{CO_2}} = 141,72 \text{ J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{kg}^{-1} \\ c_{p,tot} &= c_{p,CO_2}^{vap}(P_i, T_i) = 2,82 \times 10^3 \text{ J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{kg}^{-1} \end{cases} \quad (3.33)$$

En toute rigueur, la chaleur spécifique est dépendante de l'état thermodynamique du ciel de gaz à chaque instant. Il serait alors nécessaire d'écrire  $c_{p,CO_2}^{vap}(P_i + P_3(t), T_i)$ . Toutefois la valeur maximale de  $P_3$  est 900 fois plus petite que  $P_i$ . La variation de chaleur spécifique considérée est alors négligée.

Le volume de vapeur créée au cours du temps ( $V_v(P_3)$ ) est tracé sur la figure 3.11. Le volume de vapeur créée augmente jusque 0,33s, puis décroît. Le volume maximal obtenu est égal à  $9,05 \times 10^{-6} \text{ m}^3$ , soit  $9,05 \pm 0,15 \text{ cm}^3$  (incertitude élargie de type B avec un niveau de confiance à 95%, cf. annexe B).

Afin de conforter cette évaluation de volume créé, on peut calculer la quantité de vapeur créée dans le cas où l'ensemble de l'énergie déposée dans le tungstène sert au

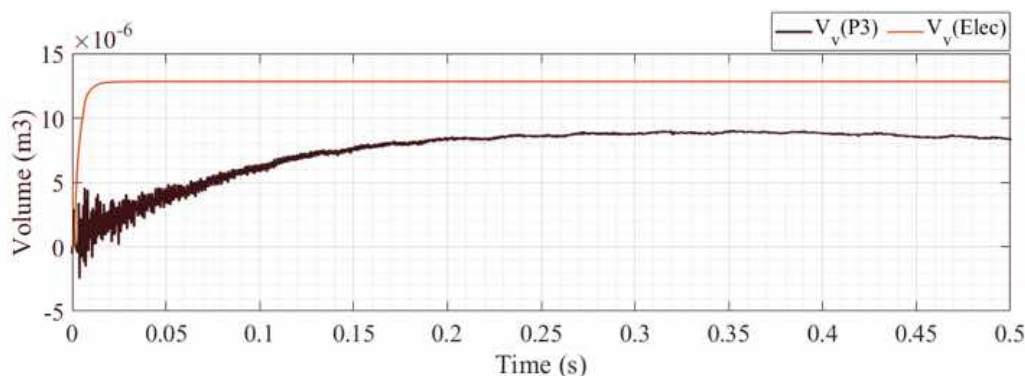


Figure 3.11: Évolution du volume de vapeur créée au cours du temps ( $V_v(P3)$ ) et du volume de vapeur théoriquement créée ( $V_v(Elec)$ )

changement de phase. Le volume de vapeur ainsi calculé est noté  $V_v(Elec)$ , il s'agit de la quantité maximale de vapeur créable par le dépôt d'énergie :

$$V_v^{(Elec)}(t) = \frac{1}{\mathcal{L}\rho_v} \int_0^\infty U(t)I(t)dt \quad (3.34)$$

Où  $\mathcal{L}$  et  $\rho_v$  sont la chaleur latente de vaporisation du  $CO_2$  et la masse volumique de la vapeur qui, dans les conditions considérées, sont égales à  $2,62 \times 10^5 \text{ J.kg}^{-1}$  et  $68,5 \text{ kg.m}^{-3}$ , respectivement.

Le volume  $V_v(Elec)$  est tracé sur la figure 3.11. Il présente une phase de croissance exponentielle dont la constante de temps vaut 2,5 ms (constante de temps du dépôt d'énergie). Le volume est ensuite constant car aucune recondensation n'est considérée. La valeur maximale théorique de vapeur créée est égale à  $1,28 \times 10^{-5} \text{ m}^3$ , soit  $12,8 \text{ cm}^3$ . Cette valeur constitue une borne supérieure pour le volume de vapeur créée lors de l'interaction thermique. Cela est visible sur la figure 3.11, où les valeurs de  $V_v(P3)$  sont plus faibles que celui de  $V_v(Elec)$ .

L'écart entre le calcul théorique et la valeur mesurée est peut-être dû à des pertes thermiques ou à la présence d'incondensables dans le ciel de gaz. Toutefois, l'ordre de grandeur de l'estimation de volume de vapeur est cohérent, cela valide l'analyse tout en apportant une incertitude sur la valeur.

Dans cette section, nous avons présenté la phase de création de vapeur. Cette dernière a lieu durant environ 300 ms après le dépôt d'énergie. Elle donne lieu à une compression du ciel de gaz présent en haut de la section d'essai, qui est utilisée pour calculer le volume de vapeur créée. L'augmentation du volume de vapeur créée au cours du temps permet de calculer le flux moyen entre le tungstène et le fluide. La détermination de ce flux est présentée dans la section suivante.

### 3.4 Estimation des échanges thermiques

La caractérisation des phénomènes passe par la connaissance des échanges thermiques entre l'élément chauffant et le fluide. Cette caractérisation a débuté avec la comparaison entre l'énergie adiabatique et l'énergie du tungstène (cf. figure 3.3).

Afin d'affiner cette description thermique, une étude complète est menée dans cette section. Pour cela, deux données sont utilisables : l'évolution du volume de vapeur au



cours du temps (figure 3.11) et les évolutions transitoires de température (figure 3.9). Le volume de vapeur créée permet d'obtenir un flux thermique qui est comparé au flux thermique issu des graphiques de température.

La figure 3.12 donne à voir le flux transféré au fluide au cours du temps (figure du haut) et le coefficient de transfert thermique qui en résulte (figure du bas). Ce flux est calculé de deux manières différentes.

La première utilise la température de l'élément chauffant comme suit,

$$\Phi_f^T(t) = \frac{1}{S_{ext}} \left( U(t) \times I(t) - m_W c_{p,W} \frac{dT_W}{dt} \right) \quad (3.35)$$

Où,  $\Phi_f^T$ ,  $m_W$  et  $S_{ext}$  sont respectivement le flux thermique entre le tungstène et le fluide ( $W.m^{-2}$ ), la masse ( $10,8 \times 10^{-3} kg$ ) et la surface extérieure ( $3,9 \times 10^{-3} m^2$ ) des plaques de tungstène.  $c_{p,W}$  est la chaleur spécifique du tungstène ( $J.kg^{-1}.K^{-1}$ ). Cette chaleur spécifique dépend de la température, son expression est issue de [Tolias, 2017]. La température notée  $T_W$  est la température corrigée, notée  $T_W(mod)$  sur la figure 3.9.

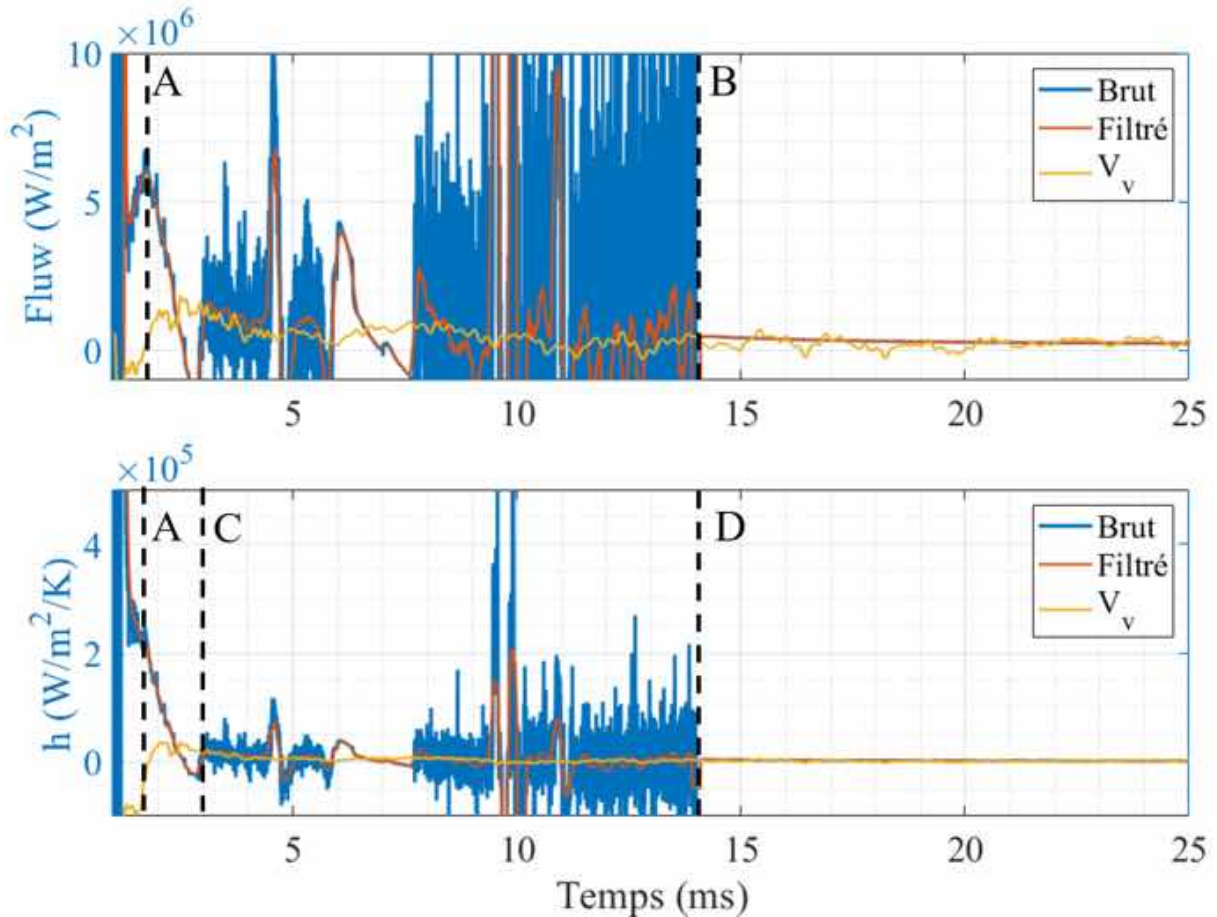


Figure 3.12: Flux thermique entre le tungstène et le fluide (haut) et coefficient de transfert associé (bas), calculés à l'aide de la température ( $T_W$ ) (*Brut* et *Filtré*) et de la dynamique de création de vapeur ( $V_v$ )

Le flux calculé à partir de l'équation (3.35) est tracé en bleu sur la figure 3.12, (*'Brut'*). Ce signal présente plusieurs parties très bruitées qui sont filtrées à l'aide d'une moyenne

glissante ('Filtré'). En ce qui concerne les variations, la courbe croît rapidement pour atteindre une valeur de flux de  $6 \times 10^6 \text{ W.m}^{-2}$  à l'instant  $t=1,72 \text{ ms}$  (A). Cette augmentation semble correspondre à la linéarisation introduite sur la température. Ensuite, le flux diminue tout en oscillant de manière quasi aléatoire jusque  $t=14 \text{ ms}$  (B). À partir de cet instant, qui correspond à la décroissance de température sur le graphique 3.9, le flux décroît lentement de  $3,7 \times 10^3 \text{ W.m}^{-2}$  à  $2,1 \times 10^3 \text{ W.m}^{-2}$  entre 14 ms et 25 ms.

De ces tendances, nous retenons un ordre de grandeur de flux égal à  $5 \times 10^6 \text{ W.m}^{-2}$  aux premiers instants (création rapide de vapeur), puis une décroissance chaotique, due au bruit de la mesure amplifié par le calcul, jusqu'à un régime très stable dont les flux moyens sont de l'ordre de  $3 \times 10^3 \text{ W.m}^{-2}$ .

Concernant le coefficient de transfert  $h$ , ce dernier est obtenu au cours du temps à l'aide de la formule suivante :

$$h(t) = \frac{\Phi_f^T(t)}{(T(t) - T_i)} \quad (3.36)$$

Où  $T_i$  est la température du liquide environnant (température initiale).

Ce coefficient d'échange est tracé sur la figure 3.12 (figure du bas). Le signal brut est filtré à l'aide d'une moyenne glissante. Nous pouvons alors constater que le coefficient d'échange présente une évolution équivalente au flux. Une première décroissance rapide jusque (C). Contrairement au flux, cette décroissance n'est pas perturbée par un pic (A sur le graphique de flux). Ensuite, le graphique donne à voir une décroissance plus lente, mais relativement bruitée jusque 14 ms (D). À partir de 14 ms, le coefficient d'échange se stabilise autour de  $3,7 \times 10^3 \text{ W.K}^{-1}.\text{m}^{-2}$  puis décroît jusque  $2,17 \times 10^3 \text{ W.K}^{-1}.\text{m}^{-2}$ .

De cette analyse, nous pouvons retenir que les tendances en flux et en coefficient de transfert sont équivalentes. À ceci près que lors des premiers instants (autour de A), le flux présente un pic qui n'est visible que sous l'aspect d'un léger changement de pente pour le coefficient de transfert.

Ensuite, le flux et le coefficient d'échanges issus de la température sont comparés à ceux calculés à l'aide du calcul de volume de vapeur ( $V_v$ ). Nous considérons le flux thermique dans un premier temps (figure 3.12-haut). Cette seconde indication de flux est calculée comme suit :

$$\Phi_f^{V_v}(t) = \mathcal{L} \frac{dV_v(t)}{dt} \frac{\rho_v}{S_{ext}} \quad (3.37)$$

Où  $\mathcal{L}$  et  $\rho_v$  sont la chaleur latente de vaporisation ( $\text{J.kg}^{-1}$ ) et la masse volumique de vapeur ( $\text{kg.m}^{-3}$ ).

Afin de faciliter la lecture, le flux est filtré sur 0,1 ms à l'aide d'une moyenne glissante. Cela permet de voir une première augmentation du flux sur les premiers instants, en A, puis une stabilisation oscillante et légèrement décroissante sur des valeurs inférieures à  $10^5 \text{ W.m}^{-2}$ . Après 14 ms (B), le flux calculé à l'aide du volume de vapeur présente la même décroissance et la même valeur moyenne que celui issu du calcul à partir de la température. Cela permet de justifier les ordres de grandeur obtenus à l'aide du premier calcul, c.-à-d. équation (3.35).

En ce qui concerne le coefficient de transfert  $h$ , la dynamique est similaire au flux : une croissance aux premiers instants, puis une décroissance quasi monotone. Cette décroissance est, elle aussi, du même ordre de grandeur que celle issue des calculs thermiques pour  $t > 14 \text{ ms}$ .

Dans cette section, les transferts thermiques entre l'élément chauffant et le fluide ont été présentés. Ils ont donné lieu à une génération massive de vapeur présentée dans la section précédente. Durant sa phase de création et après celle-ci, l'amas de vapeur créé ne reste pas proche de l'élément chauffant. Sous l'effet de la poussée d'Archimède, il remonte dans la section d'essai. Afin de caractériser le régime diphasique, la détermination du diamètre et de la vitesse de bulles particulières est entreprise. Cette démarche est présentée dans la section suivante.

## 3.5 Description de l'écoulement diphasique

Les deux parties précédentes se sont attachées à traiter de la dynamique de création de vapeur et de son interprétation en termes de transfert thermique. Nous souhaitons à présent caractériser les régimes d'écoulement diphasiques visibles dans la section d'essai. La présence de hublots donne accès à une caractérisation qualitative : bulles dispersées, ou amas ; recondensation visible ou non ... Ils donnent aussi accès à une caractérisation quantitative de bulles choisies : vitesse, surface projetée, excentricité ...

Dans une première sous-partie, la présentation qualitative des résultats est donnée. La seconde sous-partie est réservée aux calculs du diamètre et de la vitesse de certaines bulles.

### 3.5.1 Description qualitative

Afin d'illustrer cette partie, trois essais sont considérés. Ils ont été effectués dans les conditions thermodynamiques décrites dans ce chapitre : à saturation,  $(T_0, P_0) = (-12,5^\circ\text{C}, 2,55\text{ MPa})$ . L'énergie déposée dans le solide est toutefois différente d'un essai à l'autre. Trois dépôts sont considérés : 100 J, 160 J et 233 J. Au-delà de la différence en terme de quantité de vapeur créée, les écoulements diphasiques sont équivalents entre les niveaux d'énergie utilisés.

La figure 3.13 représente l'écoulement vapeur au cours du temps lorsque l'opérateur fixe le hublot numéro 3 (hublot H3 sur la figure 2.2-(a)). Ainsi, quatre phases successives se succèdent :

- I** Quelques bulles isolées et de petites tailles précèdent l'amas de vapeur. Elles ont une vitesse constante et changent peu de forme. Leur diamètre équivalent moyen est 0,6 mm.
- II** Un amas massif de vapeur occupe la majeure partie de la section de passage. Il est constitué d'un épais front. Ce qui suit ce front est difficilement distinguable à cause de nombreuses bulles de tailles médianes qui viennent perturber ce premier amas. Cette phase peut s'apparenter à un régime "Frothy slug" décrit dans [Liu, 1993].
- III** Une myriade de bulles qui possèdent un mouvement quasi chaotique, même si le mouvement d'ensemble reste constant. Leur taille est très fluctuante avec le temps (interaction entre différentes bulles et mouvement turbulent).
- IV** La dernière partie de l'amas de bulles est constituée de bulles de taille moyenne dont le mouvement est très régulier et rectiligne. Leur forme varie au cours du temps.

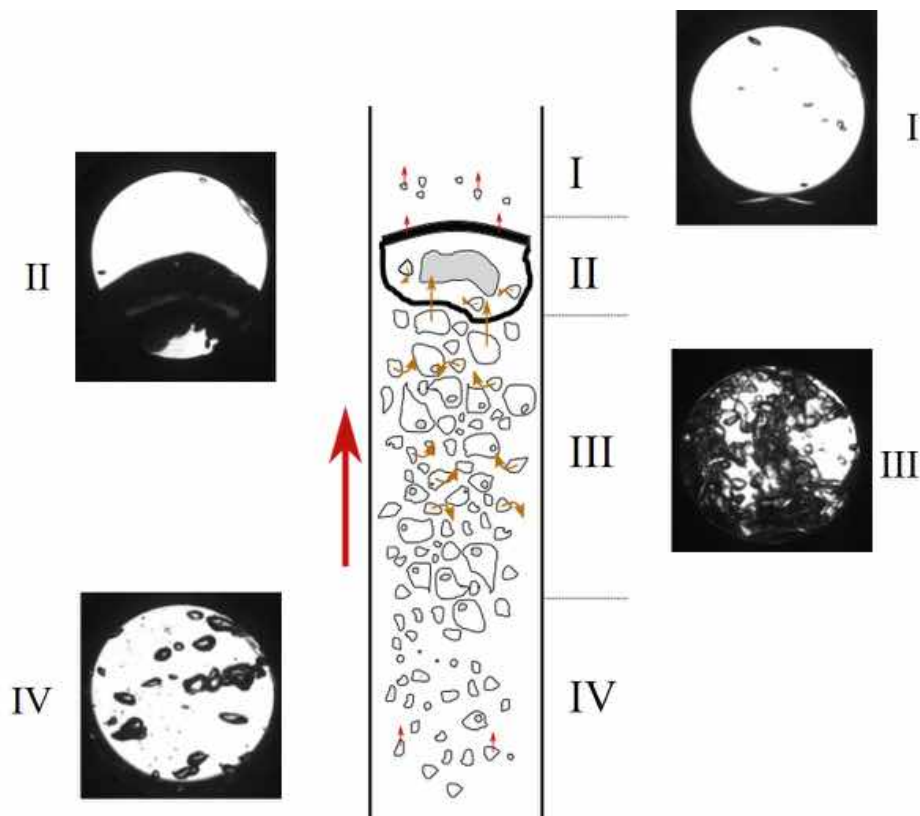


Figure 3.13: Illustration du régime d'écoulement de vapeur observé pour un essai saturé

Cette cartographie de l'écoulement de vapeur est commune à l'ensemble des essais effectués sous ces conditions de température et de pression. Compte tenu du diamètre des sections vitrées, il n'est pas possible de déterminer, à chaque instant, la forme et la vitesse de l'amas de vapeur visible lors de la phase II. Un calcul de vitesse et de diamètre moyen de la vapeur ne peut être effectué que pour les bulles visibles lors de la phase I ou IV. Ces calculs sont explicités dans la sous-partie suivante.

### 3.5.2 Détection Matlab

La partie précédente a mis en évidence différents régimes d'écoulement de vapeur. Le mouvement chaotique des bulles dans certains régimes ne permet pas une caractérisation (vitesses, diamètres) de l'ensemble des bulles. Trois bulles choisies arbitrairement dans le régime IV sont utilisées pour estimer le mouvement global de l'amas de vapeur.

Le premier outil de détection utilise une fonction géométrique de suivi de bulles écrite sous Matlab. L'objectif de cette détection est de pouvoir être facilement transposable sur l'ensemble des essais. Pour une bulle donnée, cette méthode de recherche la position suivante en minimisant la distance entre deux images successives. Le principe de détection est explicité sur la figure 3.14. L'image utilisée pour la détection, notée (c), est issue de la soustraction du complément (a2) de l'image (a1) et du complément (b2) de la première image enregistrée par la caméra (b1). La première image (b1) est ce que l'on peut appeler le fond. À l'aide de la fonction Matlab *regionprops*, la détection des bulles est effectuée sur l'image (c). Le résultat de cette détection est l'image (d). La détection permet de repérer toutes les bulles bien discernables. Toutefois, les amas sont, sans surprise, plus difficiles à étudier.

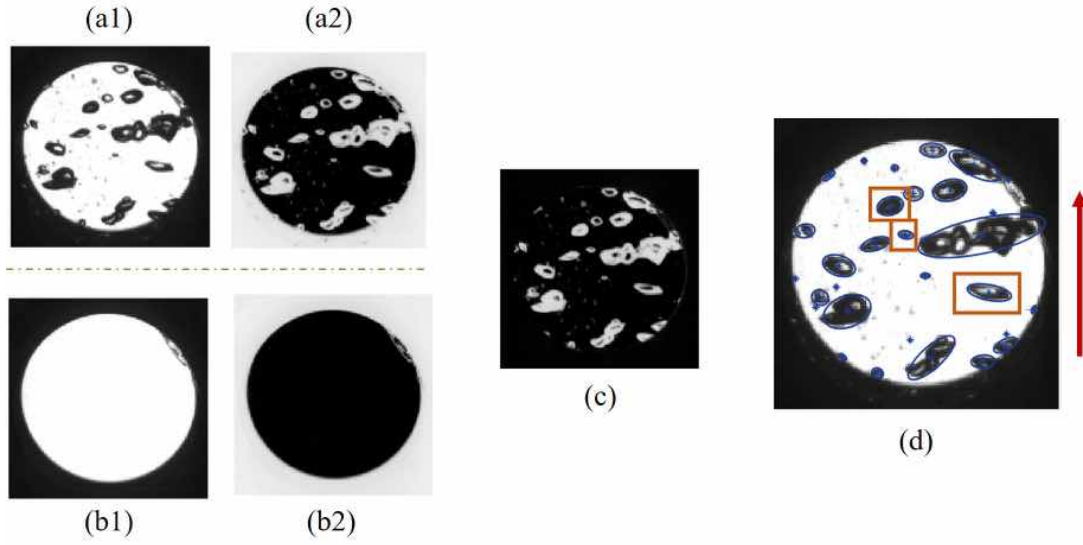


Figure 3.14: Principe de détection de bulles sous Matlab. Les images (a1) et (b1) sont les données d'entrée et (c) et (d) les images résultantes de la détection. Les bulles utilisées pour caractériser l'écoulement sont encadrées en rouge. La flèche représente le sens de l'écoulement

Trois bulles de tailles différentes sont choisies de manière aléatoire pour caractériser l'écoulement. Elles sont encadrées sur la figure 3.14-(d). Ces trois bulles sont caractérisées par leur diamètre équivalent ( $d_e$ ) et leur vitesse ( $v_b$ ). La flèche rouge présente sur la droite de l'image 3.14-(d) illustre la direction et le sens de l'écoulement diphasique.

Dans le cas d'une bulle déformable en trois dimensions, la détermination précise de son volume et de sa forme est délicate. Dans la plupart des cas, la projection en deux dimensions de ladite bulle est utilisée pour calculer un diamètre équivalent. C'est cette méthode qui est utilisée ici pour caractériser le diamètre des bulles de vapeur. Le diamètre équivalent  $d_e$  est calculé à partir de la reconstruction du volume issu de la surface projetée. Chaque bulle est incluse dans une ellipse de demi-grand axe  $M$  et de demi-petit axe  $m$ . Le diamètre équivalent est le diamètre d'une sphère de même volume que l'ellipsoïde projetée (cf. [Laupsien et al., 2019]) :

$$d_e = \sqrt[3]{8mM^2} \quad (3.38)$$

La vitesse  $v_b$  est calculée grâce aux positions successives du centre de l'ellipse. Le résultat de ces calculs est présenté sur la figure 3.15. Il s'agit d'une représentation graphique introduite par [Clift et al., 2013]. Elle permet de discerner simplement le régime de bulle attendu pour des nombres de Reynolds et de Eötvös donnés. Ces nombres sont calculés comme suit :

$$\begin{cases} Re(t) &= (\rho_l \langle v_b \rangle_5 d_e) / \mu_l \\ Eo(t) &= (g(\rho_l - \rho_v) d_e^2) / \sigma \end{cases} \quad (3.39)$$

Où  $g$ ,  $\mu_l$  et  $\sigma$  sont respectivement la constante universelle de gravitation ( $9.81 \text{ m.s}^{-2}$ ), la viscosité dynamique du liquide ( $\text{Pa.s}$ ) et la tension superficielle ( $\text{N.m}^{-1}$ ).  $\langle v_b \rangle_5$  traduit la moyenne de la vitesse ( $v_b$ ) de la bulle sur les cinq termes précédents l'instant  $t$ . Cette moyenne est appliquée à la vitesse afin de limiter le bruit lié aux calculs.

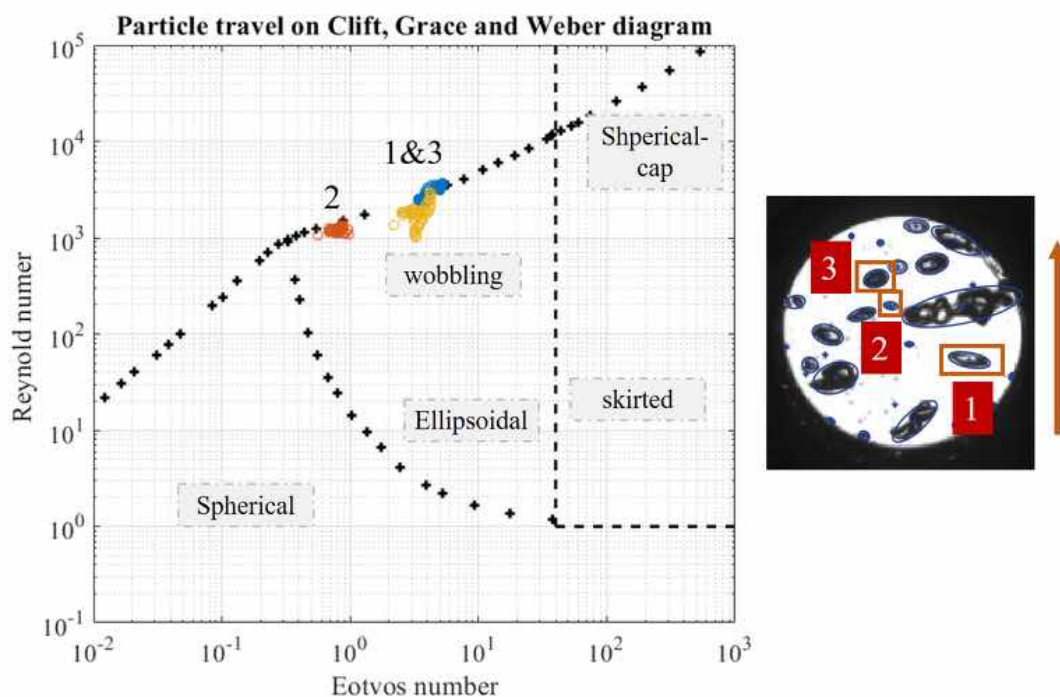


Figure 3.15: Figure de Clift, Webber et Grace (cf. [Clift et al., 2013]) pour les trois bulles étudiées

Placées sur la figure 3.15, les trois bulles étudiées appartiennent au même régime d'écoulement. Il s'agit du "wobbling", un régime où les bulles ont tendance à se déformer au cours du temps. Cela confirme les premières observations qualitatives faites lors de l'observation des images acquises à la caméra.

Sur l'intervalle de temps considéré, la figure 3.16 donne à voir les évolutions temporelles de  $d_e$  (a) et  $\langle v_b \rangle_5$  (b).

Aux diamètres équivalents sont ajoutées leurs incertitudes respectives qui sont calculées en considérant une surestimation de 1 pixel de la détection de la frontière. Le diamètre de chacune des bulles (figure 3.16-(a)) évolue comme suit :

- diminution du diamètre de la bulle numéro 1 au cours du temps. Le diamètre équivalent moyen diminue de 2,15 à 1,9 mm en 17 ms (50 images) ;
- stagnation du diamètre équivalent de la bulle 2. Le diamètre équivalent est faible (0,9 mm) car la bulle capturée contient peu de pixels (entre 5 et 7). La discontinuité de diamètre (cercle bleu sur la figure 3.16-(a)), n'est pas physique, il s'agit d'un saut de bulle durant la détection (la bulle suivie sort du cadre) ;
- augmentation puis diminution rapide du diamètre de la bulle 3. Le diamètre équivalent est compris entre 1,6 et 1,9 mm.

Le diamètre équivalent des bulles sélectionnées varie au cours du temps. Cela traduit une variation de forme de la bulle caractéristique du régime dit oscillant ('wobbling'). Cette observation est valide malgré l'incertitude significative. Cette incertitude est obtenue en estimant une erreur de 1 pixel dans l'obtention de  $M$  et  $m$ , et en considérant un facteur d'élargissement  $k=2$ .

Ensuite, la figure 3.16-(b) donne à voir les vitesses calculées à l'aide de la méthode décrite plus haut. Les bulles 1 et 2 présentent des variations faibles de vitesse au cours



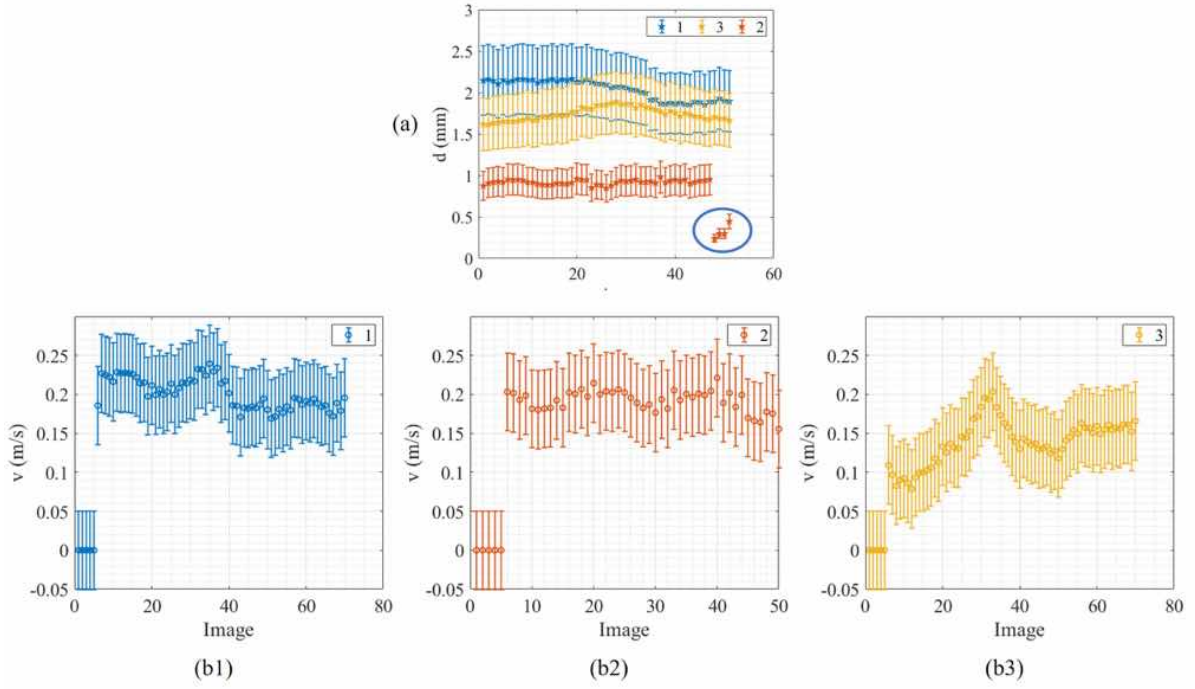


Figure 3.16: Diamètres (a) et vitesses (b) moyennés sur 5 pas de temps pour les trois bulles considérées

du temps, ce qui explique la faible dispersion des points sur la figure 3.15. La vitesse de ces deux bulles est comprise entre  $0,15$  et  $0,2 \text{ m.s}^{-1}$  et leurs vitesses moyennes sont égales à,

$$\begin{cases} v_1 = 0,20 \text{ m.s}^{-1} \pm 0,049 \text{ m.s}^{-1} \\ v_2 = 0,19 \text{ m.s}^{-1} \pm 0,049 \text{ m.s}^{-1} \end{cases} \quad (3.40)$$

La bulle 3 présente des variations importantes de vitesse au cours du temps. La vitesse calculée varie ainsi de  $0,08$  à  $0,17 \text{ m.s}^{-1}$  en exhibant un pic à  $0,2 \text{ m.s}^{-1}$ .

Ces vitesses sont comparées à des corrélations issues de la littérature et présentées dans [Zhou et al., 2020]. La vitesse  $v_2$  est correctement estimée à l'aide de la corrélation de [Shiller and Naumann, 1935] qui évalue une vitesse terminale égale à  $0,196 \text{ m.s}^{-1}$ . Pour la vitesse de la bulle 1, cette même corrélation surestime grandement la vitesse terminale de la bulle, tandis que les autres corrélations présentées dans [Zhou et al., 2020] ne sont pas satisfaisantes. Pour la bulle 3, aucune corrélation présente dans [Zhou et al., 2020] n'estime correctement sa vitesse terminale moyenne valant  $0,14 \text{ m.s}^{-1} \pm 0,049 \text{ m.s}^{-1}$ .

Ce premier calcul effectué à l'aide d'un code développé au cours de la thèse permet de caractériser le régime d'écoulement vapeur présent dans la section d'essai. Toutefois, l'impossibilité de trouver une corrélation cohérente avec les vitesses de bulle observées et l'incertitude importante sur la vitesse suggèrent une amélioration du code de calcul utilisé. Pour cela, nous recourons à une méthode de flot optique qui est présentée dans la section suivante.

### 3.5.3 Flot optique

#### Principe de calcul et choix de la méthode

Afin d'améliorer la précision du calcul de la vitesse des bulles, une méthode de suivi par flot optique est utilisée. Le principe du flot optique a été introduit par [Horn and Schunck, 1981] au début des années 1980. Cette méthode considère l'évolution de la luminosité d'une image en fonction du temps et de la position spatiale considérée. Soit  $E(x, y)$  la luminosité du pixel de coordonnées  $(x, y)$  considéré dans le repère cartésien de l'image prise à l'instant  $t$ . La dérivée particulaire de la luminosité est nulle :

$$\frac{\partial E}{\partial x} \frac{dx}{dt} + \frac{\partial E}{\partial y} \frac{dy}{dt} + \frac{\partial E}{\partial t} = 0 \quad (3.41)$$

En simplifiant les écritures :

$$E_x u_x + E_y u_y + E_t = 0 \iff \nabla E \cdot \vec{U} = -E_t \quad (3.42)$$

Cette équation permet de déterminer un couple  $(u, v)$  caractérisant le déplacement du pixel considéré. Toutefois, ce couple n'est pas unique. Il est alors nécessaire d'introduire des fermetures. Différentes approches existent (cf. [Weinzaepfel, 2016]), mais seules celles utilisant les modèles de variationnels sont considérés ici. Ces modèles sont basés sur la minimisation de l'énergie globale, le carré des amplitudes du gradient du flot optique :

$$\left( \frac{\partial u_x}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial u_x}{\partial y} \right)^2 \quad \text{et} \quad \left( \frac{\partial u_y}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial u_y}{\partial y} \right)^2 \quad (3.43)$$

Le choix de l'approche considérée a un impact non négligeable sur les résultats. Pour cette raison, les méthodes répertoriées dans [Sun et al., 2014] sont comparées pour l'essai considéré dans ce chapitre.

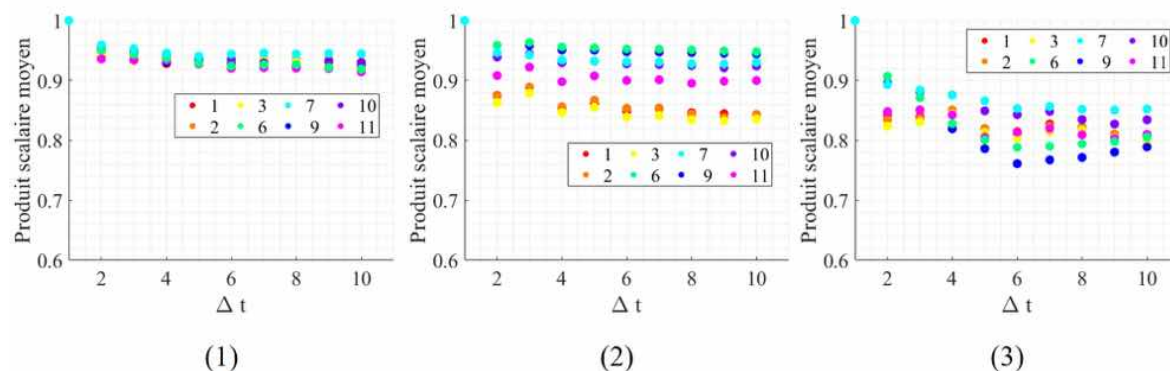


Figure 3.17: Produits scalaires moyens en fonction du pas de temps pour les méthodes considérées (cf. [Sun et al., 2014]) et des bulles choisies (1-2-3)

Pour chaque bulle, le choix de la méthode à utiliser se fait comme tel. Un premier déplacement est mesuré entre une image acquise à l'instant  $t$  et une image acquise à l'instant  $t + N t$ , avec  $N \in \mathbb{N}^* - \{1\}$ . Ce champ de vitesse est ensuite comparé à la somme des  $N$  vitesses mesurées entre  $t$  et  $t + \Delta t$ . Si les calculs sont bons, le déplacement entre l'image 1 et 3 doit être la somme des déplacements entre l'image 1 et 2 puis 2 et 3. Afin de



vérifier cette linéarité, le produit scalaire moyen est calculé pour les différentes méthodes de flot optique et pour différents délais entre les images. Les images ont été traitées pour des écarts d'indice allant jusqu'à 10 images (nommé  $\Delta t$ ). Les bulles considérées sont les bulles 1 à 3 de la partie précédente (cf. partie 3.5.2).

Le produit scalaire moyen est tracé pour chacune des bulles sur la figure 3.17. Les tracés sont notés de 1 à 3 en référence aux bulles traitées. La méthode présentant le produit scalaire moyen le plus constant en fonction du pas de temps et le plus proche de l'unité est la méthode 7. Cette méthode dite de Black et Anandan utilise une fonction de pénalité de type lorentzienne, cf. [Sun et al., 2014].

Pour les bulles 1 et 2, la méthode 7 donne un produit scalaire constant. Toutefois, pour la bulle numéro 3, le produit scalaire est fortement dépendant du  $\Delta t$  choisi et, de plus, il est significativement inférieur à 0,9. Pour expliquer cette différence, considérons une bulle particulière représentée sur la partie haute de la figure 3.18. Le flot optique utilise chaque pixel composant cette bulle pour calculer une vitesse de norme  $u_i$  ( $u_i = \sqrt{(u_i^x)^2 + (u_i^y)^2}$ ) et d'orientation  $a$  dans le repère cartésien  $(x,y)$  [cf. schéma sur la figure 3.18]. Pour les trois bulles choisies, le calcul de  $u_i$  et  $a$  par la méthode 7 et pour  $\Delta t=6$  est représenté en coordonnées polaires sur la partie basse de la figure 3.18. Le nuage de point tracé dans les sous figures 3.18-(1)-(2) et (3) représente la norme et l'orientation du déplacement de chaque pixel qui constituent la bulle considérée. Ainsi, pour les bulles 1 et 2, les points sont peu dispersés, le produit scalaire résultant est proche de 1 comme observé sur la figure 3.17. On constate cependant des points de vitesses proches de zéro. Ces points ne correspondent certainement pas à la bulle et doivent être retirés du calcul final. Pour la bulle 3, les points sont dispersés sur l'ensemble du spectre polaire, cela explique que le produit scalaire résultant est plus éloigné de 1 que pour les bulles 1 et 2.

Cette figure ne considère chaque bulle que pour un instant et un  $\Delta t$  donné. Toutefois, une dispersion comme celle observée pour la bulle (3) explique le faible produit scalaire obtenu.

Afin d'extraire une incertitude de mesure de vitesse à l'aide du flot optique, il est nécessaire de calculer la dispersion des points équivalents à ceux visibles sur la figure 3.18, mais calculés pour l'ensemble des  $\Delta t$  ( $\Delta t=6$  pour la figure 3.18).

En considérant une faible déformation de la bulle sur l'ensemble de sa trajectoire<sup>3</sup>, le nombre de pixels des bulles 1, 2 et 3 est considéré constant. Le tableau 3.1 présente, pour les bulles considérées, les incertitudes de vitesses ( $U_u$ ) calculées à l'aide du flot optique et un coefficient d'élargissement<sup>4</sup> ( $k$ ) dépendant du nombre de pixels contenus dans la bulle ( $N_p$ ). Cette incertitude initialement exprimée en pixels par images (px/im) est convertie en m/s à l'aide du rapport de conversion égal à  $3000[\text{im/s}]/(7,64 \times 10^3[\text{px/m}])=0,39 \text{ im.m.s}^{-1}.\text{px}^{-1}$ .

<b>Y</b>	$U_{b1}$	$U_{b2}$	$U_{b3}$
$N_p$	152	29	112
<b>k</b>	1,98	2,05	1,98
$U_u$ ( <b>px/im</b> )	$1,28 \times 10^{-2}$	$2,29 \times 10^{-2}$	$9,95 \times 10^{-3}$
$U_u$ ( <b>m/s</b> )	$5 \times 10^{-3}$	$8,9 \times 10^{-3}$	$3,9 \times 10^{-3}$

Table 3.1: Table des incertitudes du calcul des vitesses à l'aide du flot optique

<sup>3</sup>Cette hypothèse est un peu à contre-courant des observations faites dans la section précédente, mais elle est nécessaire pour déterminer une estimation des incertitudes sur la vitesse.

<sup>4</sup>Coefficient de Student, voir annexe B

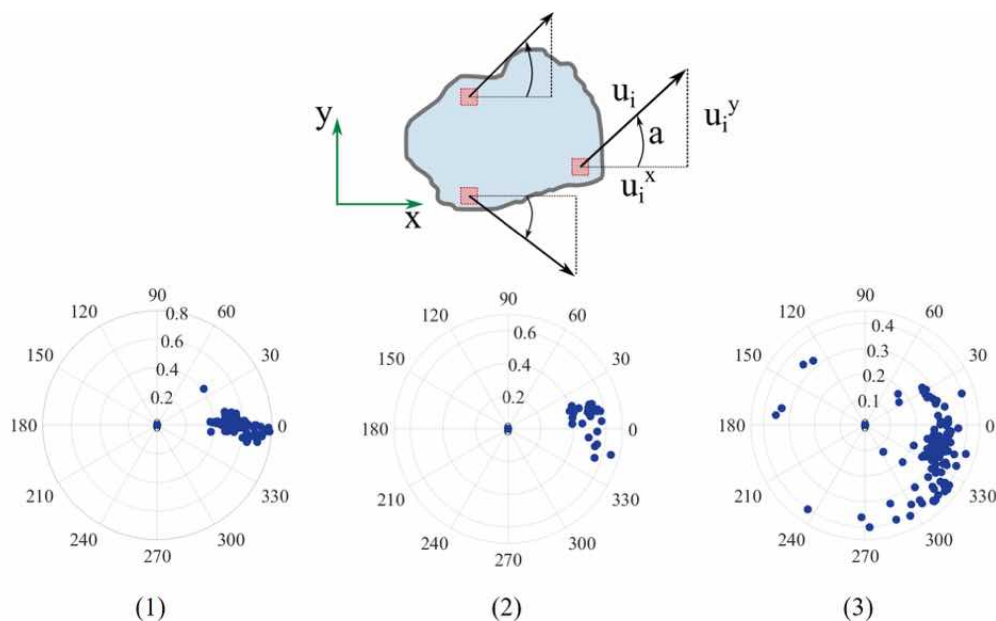


Figure 3.18: [Partie haute] Principe de calcul de la vitesse à l'aide du flot optique pour une bulle particulière dans le repère  $(x,y)$ . [Partie basse] Norme et orientation des vecteurs vitesse des pixels de chacune des bulles calculés à partir de la 20<sup>ème</sup> image et pour  $\Delta t=6$ . Les points sont placés dans un repère polaire.

### Résultats expérimentaux

Sur la figure 3.19 sont placés les nombres de Reynolds et de Eötvös calculés en moyennant la vitesse de chaque bulle sur 5 pas de temps. Cette démarche de calcul est équivalente à celle utilisée pour la détection Matlab (cf. sous-section 3.5.2). Les bulles sont toutes placées dans la zone de "wobbling" du graphique. Cela confirme l'aspect oscillant du régime d'écoulement vapeur.

**N.B. :** Le calcul par flot optique permet d'extraire une vitesse de bulle, mais ne calcule pas un diamètre moyen de la bulle. Le diamètre moyen de la bulle est extrait et calculé de la même façon que dans la section précédente (cf. 3.5.2).

Les points représentatifs de la bulle 1 et 2 sont faiblement dispersés, ce qui indique une faible variation de la vitesse et du diamètre moyen de la bulle au cours du temps. Concernant les points représentatifs de la bulle 3, ils présentent une plus faible dispersion que ceux issus de la détection Matlab - cf figure 3.15. Cette réduction de la dispersion se justifie par une amélioration du calcul de la vitesse au cours du temps. Le flot optique apporte une plus grande robustesse du calcul de la vitesse particulière.

La figure 3.20 présente les graphiques de vitesses pour chacune des bulles, et pour les deux calculs effectués : *Mat* pour celui issu de la section précédente et *OF* pour celui utilisant le flot optique. Pour chacune des bulles, les deux types de calculs présentent des ordres de grandeur et des évolutions de vitesse comparables. Le calcul par flot optique permet toutefois de réduire considérablement l'incertitude de calcul.

La bulle numéro 1 (figure 3.20-(a)) a une vitesse oscillante et décroissante au cours du temps. Elle décroît de 0,22 à 0,18  $m.s^{-1}$  pour le flot optique et de 0,23 à 0,18  $m.s^{-1}$  pour le second calcul.

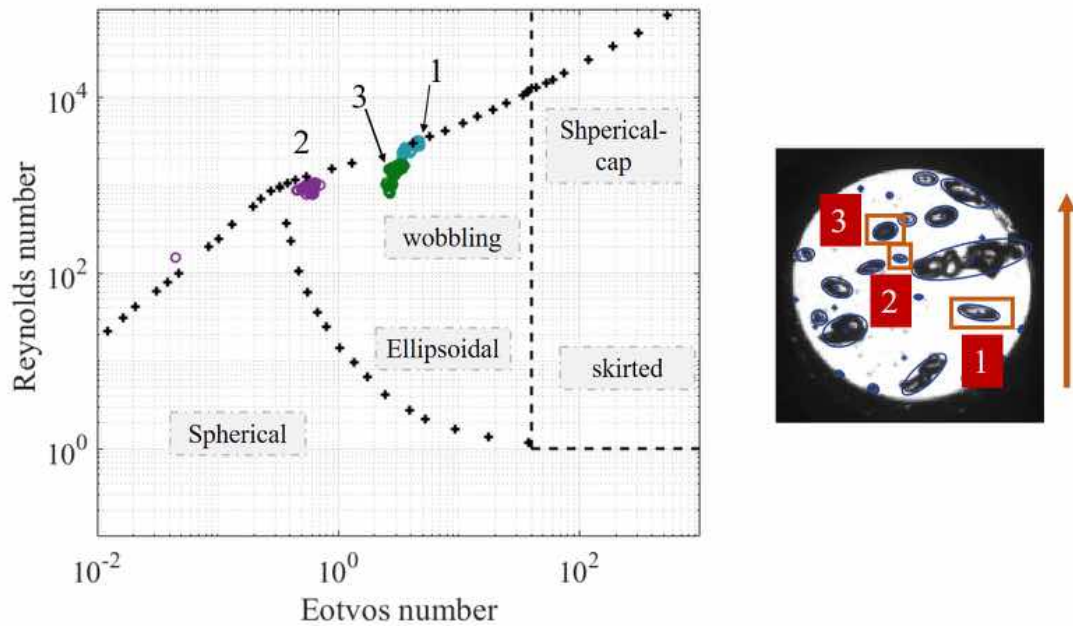


Figure 3.19: Figure de Clift, Webber et Grace (cf. [Clift et al., 2013]) pour les trois bulles étudiées. Calculs effectués à l'aide du flot optique.

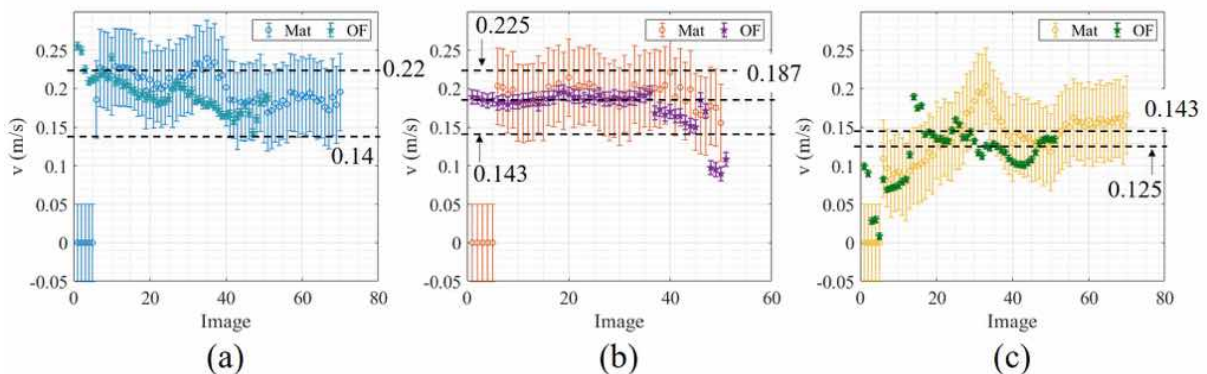


Figure 3.20: Vitesses des bulles de vapeur 1 (a), 2 (b) et 3(c), estimées à l'aide deux techniques : flot optique (*OF*) et minimisation de la distance algébrique (*Mat*)

La bulle numéro 2 (figure 3.20-(b)) a une vitesse globalement constante au cours du temps égale à  $0,185 \text{ m.s}^{-1}$ .

La bulle numéro 3 (figure 3.20-(c)) a une vitesse croissante puis décroissante (voir constante) au cours du temps. La détection par flot optique est plus chaotique que celle par Matlab car la seconde technique procède à une binarisation de l'image tandis que la première utilise les images brutes. Cette différence peut produire des "sauts" de vitesse. La vitesse particulière évolue ainsi de  $0,08 \text{ m.s}^{-1}$  à  $0,135 \text{ m.s}^{-1}$  pour le flot optique, et de  $0,08 \text{ m.s}^{-1}$  à  $0,16 \text{ m.s}^{-1}$  pour le second calcul. Ce dernier présente un pic à  $0,2 \text{ m.s}^{-1}$  environ, qui n'est pas présent dans les résultats issus du calcul par flot optique.

## Comparaison avec la littérature

La hauteur à laquelle sont capturées les images est suffisamment élevée par rapport à la zone de création de vapeur pour considérer les vitesses observées comme terminales. Il est alors intéressant de comparer les graphiques de vitesses à des corrélations issues de littérature. Pour cela, toutes les corrélations présentes dans l'article [Zhou et al., 2020] sont considérées. Elles représentent la majeure partie des corrélations existantes pour un écoulement de vapeur vertical et sans courant d'entraînement. Le tableau 3.2 regroupe les corrélations significatives pour chacune des bulles. Les corrélations qui estiment une vitesse inférieure à la limite basse, fixée la plupart du temps, par la corrélation de [Clift et al., 2013], ne sont pas considérées. De plus, chaque valeur calculée à l'aide des corrélations du tableau est reportée à l'aide de pointillés horizontaux sur la figure 3.20.

Concernant la première bulle (a), la corrélation de [Shiller and Naumann, 1935] et celle de [Clift et al., 2013] encadrent la valeur réelle de la vitesse, sauf aux premiers instants où la corrélation de [Shiller and Naumann, 1935] estime correctement la vitesse mesurée.

Pour la seconde bulle (b), la corrélation de [Wallis, 1974] estime parfaitement la vitesse de la particule. Cette dernière semble légèrement osciller autour de cette valeur moyenne (données OF), traduisant une légère variation de la vitesse au cours du temps. De plus, ces vitesses calculées sont encadrées par les corrélations de [Clift et al., 2013] (limite basse) et [Peebles and Garber, 1953] (limite haute).

Enfin, la dernière bulle (c) possède une vitesse très délicate à interpréter, car très instable. En considérant la vitesse calculée à l'aide du flot optique, deux corrélations estiment de façon pertinente la vitesse la bulle : les corrélations de [Clift et al., 2013] et de [Mendelson, 1967].

Bulle	Corrélation	$u_c$ (m.s <sup>-1</sup> )
<b>1</b>	[Clift et al., 2013]	0,14
	[Shiller and Naumann, 1935]	0,22
<b>2</b>	[Clift et al., 2013]	0,143
	[Wallis, 1974]	0,187
	[Peebles and Garber, 1953]	0,225
<b>3</b>	[Clift et al., 2013]	0,143
	[Mendelson, 1967]	0,125

Table 3.2: Corrélation de vitesses terminales issues de [Zhou et al., 2020]

De cette étude de l'écoulement diphasique, nous pouvons conclure sur le régime général de la vapeur qui s'apparente à un écoulement oscillant ("wobbling"). Ce dernier provoque une forte variabilité du diamètre et de la vitesse des bulles au cours du temps. Ainsi, pour des bulles de taille moyenne (bulle 1 et 3), il devient difficile de trouver une corrélation satisfaisante pour la vitesse moyenne. Ce qui n'est pas le cas pour les petites bulles (bulle 2) qui sont moins influencées par ce régime d'écoulement.

Le flot optique apporte une stabilité dans le calcul des vitesses particulières et une diminution significative de l'incertitude de mesure.

## Conclusion

La création d'un choc thermique au sein du dioxyde de carbone liquide à (2,55 MPa ; -12,5 °C) a été étudiée au cours de ce chapitre. Le dépôt d'énergie se fait en 7,5 ms dans l'élément chauffant. Il provoque une augmentation de quelques dizaines de degrés seulement, mais cela est suffisant pour générer en 10 ms un volume de vapeur suffisamment important pour couvrir la surface de l'élément chauffant. Cette création de vapeur transitoire provoque une augmentation de pression de  $3 \times 10^5$  Pa en moins de 0,2 ms dans la section d'essai. Ce front de surpression se déplace dans la section d'essai et est atténué par les nombreux changements de section et l'interface liquide/vapeur. Le volume de vapeur étant en constante augmentation du fait de la température importante des plaques de tungstène, la succession de rebonds acoustiques de l'onde de compression crée un gradient de pression dans la section d'essai qui provoque une oscillation verticale de l'amas de vapeur au cours de sa prise de volume.

Au bout de 0,3 s, le volume de vapeur atteint un maximum estimé à l'aide de la compression adiabatique du ciel de gaz provoquée par le mouvement du piston liquide supposé incompressible. Ce volume est égal à  $9,05 \text{ cm}^3$ . La mesure de la température de l'élément chauffant permet d'estimer les flux thermiques tungstène/fluide de l'ordre de  $6 \times 10^6 \text{ W.m}^{-2}$  lors des premiers instants, c.-à-d.  $t < 3 \text{ ms}$ , puis de l'ordre de  $2 \times 10^3 \text{ W.m}^{-2}$  pour  $t > 14 \text{ ms}$ . L'estimation de la cinétique de vaporisation à partir de l'évolution du volume de vapeur permet également d'estimer, via un bilan d'énergie, un flux transmis au fluide et donne des valeurs comparables.

À la suite de cette création massive de vapeur proche de l'élément chauffant, la vapeur remonte dans la section d'essai jusqu'à atteindre le ciel de gaz. L'écoulement vapeur exhibe quatre phases distinctes. Une première qui est composée de quelques bulles de tailles microscopiques qui sont directement suivies d'une bulle massive composée d'un front épais (phase 2). La traînée de cette bulle massive est composée d'une multitude de bulles au mouvement chaotique et qui s'entrechoquent les unes aux autres (phase 3). Enfin, lorsque le nombre de bulles de cette traînée diminue, le mouvement devient moins chaotique (phase 4). Lors de cette phase, une analyse d'images a permis de déterminer diamètre et vitesses des bulles à l'aide de deux méthodes, celle du flot optique étant optimale dans ce cas.



# Chapter 4

## Modèle théorique de la surpression

### Introduction

L'objectif du modèle théorique présenté dans ce chapitre est de modéliser le transitoire de pression généré lors de l'amorce de la vaporisation. Pour ce faire, une phénoménologie simplifiée de la création de vapeur est considérée dans la première section. Elle permet d'aboutir à une équation différentielle reliant l'évolution de la pression à celle de la vapeur et dont la résolution fait intervenir des paramètres caractéristiques sans dimension. Cette normalisation est présentée dans la seconde section. La dernière section s'attache à la résolution du modèle théorique à sa comparaison aux données expérimentales fournies par l'expérience EDITE.

### 4.1 Conditions d'étude

Les phénomènes de transferts de masse et de chaleur aux premiers instants de la vaporisation lors des essais réalisés dans EDITE sont modélisés par une configuration simplifiée. Cette dernière, présentée sur la figure 4.1, consiste en une surface plane de tungstène couverte d'une couche de vapeur en contact avec un liquide de pression et température  $P_i$  et  $T_i$ . La température du liquide est uniforme et homogène pendant toute la durée de l'étude.

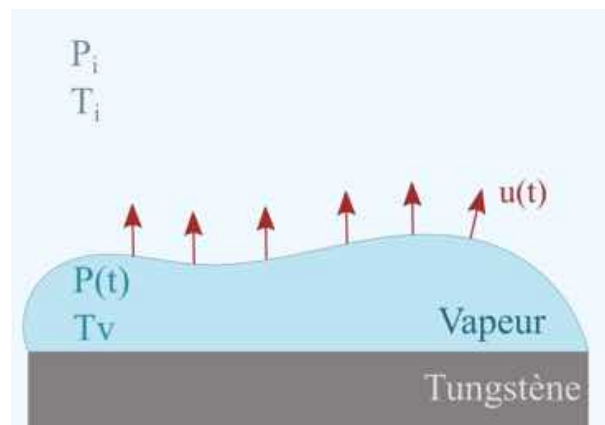


Figure 4.1: Schéma de croissance de la bulle de vapeur

La température de la poche de vapeur est notée  $T_v$ , elle est considérée homogène dans

le volume et constante au cours du temps. La pression au sein de la vapeur est notée  $P(t)$  et est aussi considérée homogène dans le volume. Le volume de vapeur est une couche d'épaisseur uniforme sur la surface. La croissance du volume de vapeur lors du dépôt d'énergie est ramenée à une vitesse d'interface  $u(t)$ , homogène sur l'ensemble de la surface.

### 4.1.1 Quantité et état de la vapeur

On considère que la vapeur formée est à une température moyenne entre la température du tungstène et de celle de son interface avec le liquide. La température à l'interface liquide/vapeur est la température de saturation à la pression  $P_i$ .

Le coût énergétique de la formation de cette vapeur est estimé par la différence d'enthalpie entre le liquide dans son état initial et celle de la vapeur. L'enthalpie de la vapeur dépend peu de la pression dans ces conditions. Le coût énergétique de sa formation est donc bien estimé par une constante lors du transitoire, notée  $\mathcal{L}$ . À chaque instant du transitoire, la masse vaporisée est  $m_v(t) = \frac{E(t)}{\mathcal{L}}$ , où  $E(t)$  est l'énergie transmise au fluide au cours du temps.

Un modèle pour  $E(t)$  maximisant la création de vapeur est alors de considérer que l'ensemble de la puissance déposée au sein du tungstène est transmise instantanément au fluide. Une alternative plus réaliste est de modéliser le transfert thermique entre les plaques et le fluide. En se basant sur les mesures, on peut vouloir estimer  $E$  à partir de la mesure de la température du chauffant et d'un bilan d'énergie. Une dernière alternative est d'estimer directement  $m_v(t)$  à partir des mesures.

Le comportement de la vapeur est,

$$v(P, T) = \frac{\tilde{r}T}{P} = \frac{zRT}{MP} \quad (4.1)$$

Où  $z$ ,  $R$ ,  $T_v$ ,  $P$  et  $M$  sont respectivement le coefficient de compressibilité qui traduit l'écart à l'idéalité du comportement de la vapeur de  $CO_2$ , la constante universelle des gaz parfaits ( $R=8,314 \text{ J.K}^{-1}.\text{mol}^{-1}$ ), la température de la vapeur (K), la pression de la vapeur (Pa) et la masse molaire du  $CO_2$  ( $44 \text{ g.mol}^{-1}$ ). La température ne dépend pas du temps et ainsi, le volume massique n'est fonction que de la pression  $P(t)$  au sein de la poche de vapeur. Le volume  $V$  de vapeur s'écrit ainsi  $V = m_v(t) v(P)$ .

### 4.1.2 Expansion de la vapeur

Par ailleurs, on considère la dynamique de l'interface entre la masse de vapeur et le liquide environnant à partir d'un bilan de quantité de mouvement simplifié. On néglige notamment les termes convectifs, visqueux ou gravitaires. La vitesse de déplacement de l'interface  $u_{\partial v}$  obéit alors à l'équation<sup>1</sup>,

$$\rho_l \frac{du_{\partial v}}{dt} = -\nabla P \quad (4.2)$$

---

<sup>1</sup>Cette approximation n'est théoriquement valable que sur une courte durée qui correspond à un aller-retour des ondes de pression au sein de la colonne liquide du dispositif. On suppose effectivement ici que le pic de pression est associé à la cinétique rapide du transfert de chaleur qui est de l'ordre de la fraction de milliseconde. Au vu de la faible atténuation du premier pic de pression (cf. 3.5), cette hypothèse est considérée vraie pour modéliser le premier pic de pression.



On estime alors le gradient de pression à l'interface en considérant que la surpression  $P$  se propage dans le canal mono dimensionnel à la vitesse du son  $c$  dans le fluide à la pression initiale  $P_i$ . Ces conditions acoustiques sont équivalentes à celles du banc expérimental EDITE (cf. partie 1.5.3 et partie 3.1.3). Soit,

$$\nabla P \simeq \frac{dP}{dt} \frac{1}{c} \quad (4.3)$$

Et ainsi,

$$u_{\partial v} = \frac{P(t) - P_i}{\rho_l c} \quad (4.4)$$

Ainsi, si la frontière du volume de vapeur est  $S$ , la croissance de ce volume de vapeur est donnée par

$$\frac{dV}{dt} = S u_{\partial v} \quad (4.5)$$

### 4.1.3 Équation différentielle régissant l'évolution de pression

L'évolution de la pression dans la bulle de vapeur est obtenue en utilisant les équations (4.4)-(4.5) et en écrivant  $V = m_v v(P)$  selon l'hypothèse de (4.1) :

$$S \frac{P(t) - P_i}{\rho_l c} = \frac{dm_v}{dt} v(P) + \frac{\partial v}{\partial P} \frac{dP}{dt} m_v(t) \quad (4.6)$$

Soit,

$$\underbrace{\frac{\partial v}{\partial P} m_v(t)}_{<0} \frac{dP}{dt} = \underbrace{-\frac{dm_v}{dt} v(P)}_{<0,(a)} + \underbrace{S \frac{P(t) - P_i}{\rho_l c}}_{>0,(b)} \quad (4.7)$$

Cette équation permet de prédire l'évolution de la pression  $P$  en fonction de deux phénomènes. Le premier terme de droite (a) tend à faire croître la pression lors de la formation de vapeur à volume constant. Le second terme de droite (b) tend à faire décroître la pression lorsque le volume de la vapeur augmente du fait de la différence de pression  $P(t) - P_i$ .

L'équation différentielle traduit la compétition entre les deux phénomènes. Au début du transitoire, la pression est proche de la pression initiale et c'est le terme d'accroissement associé à la cinétique de vaporisation qui l'emporte, (a). À la fin du transitoire, le taux de création de vapeur est moindre ce qui rend dominant le phénomène d'expansion, (b), et tend à ramener la pression vers la valeur  $P_i$ . Ainsi l'équation permet de décrire un pic de pression.

Ce modèle simplifié du comportement d'une bulle de vapeur sur la surface de tungstène permet de relier l'évolution de pression au sein de cette bulle à deux dynamiques distinctes. La partie suivante s'attache à déterminer les échelles de grandeur de cette équation différentielle dans le but de déterminer une écriture normalisée sans dimension.

On note ici que l'équation est mal posée lorsque  $m_v=0$  et on doit considérer l'existence d'une fine couche de vapeur au début de sa résolution.

## 4.2 Modèle théorique normalisé

Le modèle théorique est posé à l'aide de l'équation (4.7). Cette démarche est présentée dans la partie ci-après.

La seconde étape consiste en la résolution des équations qui permettront la caractérisation du premier pic de pression.

### 4.2.1 Normalisation de l'équation différentielle

En remplaçant  $v(P)$  et  $\partial v/\partial P$  par leur expression et en utilisant la notation simplifiée  $\partial/\partial t = \dot{\phantom{v}}$ ; l'équation (4.7) devient,

$$\dot{P}(t) = -\frac{S}{\rho_l c \tilde{r} T} P^2(t) \frac{1}{m_v(t)} (P(t) - P_i) - \frac{\dot{m}_v(t)}{m_v(t)} \frac{\tilde{r} T}{P(t)} \frac{(-P^2(t))}{\tilde{r} T} \quad (4.8)$$

Soit, en réarrangeant,

$$\dot{P}(t) = -\frac{S}{\rho_l c \tilde{r} T} \frac{1}{m_v(t)} P^2(t) (P(t) - P_i) + \frac{\dot{m}_v(t)}{m_v(t)} P(t) \quad (4.9)$$

Afin de normaliser l'équation précédente, trois échelles caractéristiques sont utilisées : une échelle de temps (notée  $\tau_{sf}$ , que l'on associe au temps caractéristique de la phase de vaporisation initiale), une échelle de pression ( $P_i$ , la pression du liquide environnant) et une échelle de masse de vapeur ( $\dot{m}_0 \tau_{sf}$ ), où  $\dot{m}_0$  est le taux initial de création de vapeur. Ces échelles permettent de définir les variables sans dimension suivantes,

$$\begin{cases} t^* = t/\tau_{sf} \\ P^* = P/P_i \\ m_v^* = m_v/(\dot{m}_0 \tau_{sf}) \end{cases} \quad (4.10)$$

Ainsi, l'équation (4.9) donne :

$$\dot{P}^*(t^*) = -\frac{S}{\underbrace{\rho_l c \tilde{r} T \dot{m}_0}_{N_1}} P_i^2 \frac{1}{m_v^*(t^*)} (P^*(t^*))^2 (P^*(t^*) - 1) + \frac{\dot{m}_v^*(t^*)}{m_v^*(t^*)} P^*(t^*) \quad (4.11)$$

L'équation est paramétrée par un unique nombre sans dimension  $N_1$  de telle sorte que :

$$\dot{P}^*(t^*) = -N_1 \frac{1}{m_v^*(t^*)} (P^*(t^*))^2 (P^*(t^*) - 1) + \frac{\dot{m}_v^*(t^*)}{m_v^*(t^*)} P^*(t^*) \quad (4.12)$$

Soit, en allégeant les notations,

$$\dot{P}^* = -N_1 \frac{1}{m_v^*} (P^*)^2 (P^* - 1) + \frac{\dot{m}_v^*}{m_v^*} P^* \quad (4.13)$$

De l'équation précédente, deux cas limites peuvent être mis en évidence :

**Cas 1,**  $N_1 \rightarrow 0^+$

Dans ce cas, on injecte de la vapeur dans un volume constant, l'équation (4.13) devient

$$\dot{P}^* = \frac{\dot{m}_v^*}{m_v^*} P^* \quad (4.14)$$

La création de vapeur est motrice de l'évolution de pression dans la poche de vapeur. À volume constant, une augmentation de la masse de vapeur dans la poche implique une augmentation de la pression dans celle-ci. L'équation différentielle (4.14) montre que l'évolution de la pression suit celle de la formation de la vapeur,  $P^* \propto \dot{m}^*$ . Considérons un cas similaire à l'expérience pour lequel la vaporisation correspond à une phase transitoire sur la plaque. Alors, la pression présentera alors une forte augmentation puis un plateau.

**Cas 2,**  $N_1 \rightarrow +\infty$

Le cas où  $N_1$  tend vers  $+\infty$  est, plus simplement, le cas où  $0 = -N_1 \frac{1}{m_v^*} (P^*)^2 (P^* - 1)$ . À chaque instant, le déplacement de l'interface permet d'égaliser la pression interne à  $P^*=1$ .

Le pic engendré par la création de vapeur est alors très faible, voire inexistant.

Ces cas limites montrent comment le paramètre  $N_1$  influe sur la surpression engendrée par la création de vapeur. On cherche dans la section suivante à résoudre l'équation différentielle pour une valeur finie de  $N_1$ .

### 4.2.2 Estimation du premier pic de pression

On cherche à estimer le pic de pression maximal en fonction de  $N_1$ . À l'instant  $t_m$  du pic de pression, on a

$$\left. \frac{dP^*}{dt^*} \right|_{t^*=t_m^*} = 0 \quad (4.15)$$

Où  $t_m$  représente l'instant d'occurrence de l'extremum. L'équation 4.13 devient, en  $t_m^*$  :

$$N_1 \frac{1}{m_{v,t_m}^*} (P_{t_m}^*)^2 (P_{t_m}^* - 1) = \frac{\dot{m}_{v,t_m}^*}{m_{v,t_m}^*} P_{t_m}^* \quad (4.16)$$

Où l'indice  $t_m$  constitue, pour une fonction quelconque  $f$ , une écriture simplifiée de  $f(t_m^*)$ . Pour  $P_{t_m}^*$  non nul, l'équation précédente s'écrit :

$$N_1 P_{t_m}^* (P_{t_m}^* - 1) = \dot{m}_{v,t_m}^* \quad (4.17)$$

Afin de résoudre cette équation, il est nécessaire de se donner une expression de la masse de vapeur adimensionnée,  $m_v^*$ . Pour cela, l'évolution de la masse de vapeur est considérée comme un système du premier ordre avec  $\tau_{sf}$  comme constante de temps et  $m_{v,max}$  pour valeur maximale,

$$m_v(t) = m_{v,max} - \dot{m}_o \tau_{sf} e^{-t/\tau_{sf}} \quad (4.18)$$

Si l'on rend l'équation précédente sans dimension, un nouveau paramètre noté  $N_0$  est mis en évidence :

$$m_v^*(t^*) = \frac{m_{v,max}}{\dot{m}_o \tau_{sf}} - e^{-t/\tau_{sf}} = N_0 - e^{-t^*} \quad (4.19)$$

$N_0$  traduit l'écart entre la masse de vapeur réellement créée ( $m_{v,max}$ ) et la masse de vapeur créée aux instants précédents  $\tau_{sf}$  si l'on considère la pente à l'origine. De plus, en  $t^*=0$ ,  $m_v^*(t^*=0) = N_0 - 1$  et par définition,  $m_v^*(t^*=0) \geq 0$ , donc  $N_0 \geq 1$ . Ainsi, en  $t=0$ , la masse de vapeur s'écrit :

$$m_v(t=0) = m_{v,max} - \dot{m}_o \tau_{sf} \quad (4.20)$$

L'équation étant mal posée si  $m_v(t=0) = 0$ , on considère que  $N_0 > 1$  et on voit par la suite quel rôle joue cette initialisation sur la solution.

L'équation (4.17) devient, en  $t_m^*$  :

$$N_1(P_{t_m}^*)(P_{t_m}^* - 1) - e^{-t_m^*} = 0 \quad (4.21)$$

Par définition,  $N_1 > 0$  et,  $P_{t_m}^* > 0$  pour  $N_1 \neq 0$ . Ainsi, l'instant d'occurrence normalisé du maxima est :

$$\boxed{t_m^* = -\ln \left( N_1 P_{t_m}^* (P_{t_m}^* - 1) \right)} \quad (4.22)$$

Remarquons que,

$$t_m^* > 0 \Leftrightarrow N_1 P_{t_m}^* (P_{t_m}^* - 1) \in ]0; 1[ \quad (4.23)$$

Soit,

$$0 < N_1 P_{t_m}^* (P_{t_m}^* - 1) < 1 \Leftrightarrow \begin{cases} N_1 P_{t_m}^* (P_{t_m}^* - 1) > 0 \\ N_1 P_{t_m}^* (P_{t_m}^* - 1) < 1 \end{cases} \quad (4.24)$$

Ce qui ajoute deux conditions à  $N_1 > 0$  et  $P_{t_m}^* > 0$  :

$$\begin{cases} P_{t_m}^* > 1 \\ (P_{t_m}^*)^2 - P_{t_m}^* - 1/N_1 < 0 \end{cases} \quad (4.25)$$

La première condition est triviale et contraint  $P_{t_m}^*$  à être supérieur strictement à 1. Ce qui se traduit par  $P_{t_m} > P_i$ . La seconde est une condition sur un polynôme de degré 2. Le calcul du déterminant  $\Delta$  de ce polynôme donne :

$$\Delta = 1 + \frac{4}{N_1} \quad (4.26)$$

Or,  $N_1$  est strictement supérieur à 0. Le polynôme possède deux racines réelles distinctes notées  $r_1$  et  $r_2$ . De plus, le terme d'ordre supérieur du polynôme est positif. La valeur  $P_{t_m}^*$  est donc comprise entre les deux racines réelles. Soit :

$$r_2 < P_{t_m}^* < r_1 \text{ avec } \begin{cases} r_1 = \frac{1 + \sqrt{1 + 4/N_1}}{2} \\ r_2 = \frac{1 - \sqrt{1 + 4/N_1}}{2} \end{cases} \quad (4.27)$$

La condition  $P_{t_m}^* > r_2$  est toujours vérifiée puisque  $r_2 < 0$  et que  $P_{t_m}^* > 1$ . La première condition ( $r_1$ ), quant à elle, donne une borne supérieure à la valeur de  $P_{t_m}^*$ . Cette borne supérieure signifie que la pression maximale est atteinte lorsque toute la vapeur est générée sans que le volume de la poche de vapeur ne change. Le volume étant constant, il s'agit bien de la borne supérieure.

Ces conditions d'existence ne sont pas directement utiles à la résolution, mais elles permettront de guider cette dernière. La valeur de la pression maximale est encadrée par :

$$1 < P_{t_m}^* < \frac{1 + \sqrt{1 + 4/N_1}}{2} \quad (4.28)$$

On a donc ici un premier résultat permettant d'encadrer la pression maximale en fonction de  $N_1$ . On remarque que l'on retrouve que la borne maximale tend vers l'infini quand  $N_1$  tend vers 0 ce qui est cohérent avec notre première analyse.

L'équation (4.22) permet de relier  $t_m^*$ ,  $P_{t_m}^*$  et  $N_1$ .  $N_1$  est une donnée, puisqu'on se donne  $m_v(t)$ , nous avons donc besoin d'une seconde équation pour déterminer  $P_{t_m}^*$  et  $t_m^*$ .

Pour obtenir une seconde équation pour la pression maximale, l'expression du volume de vapeur est considérée,

$$\frac{dV_v(t)}{dt} = \frac{d(m_v(t)v_v(t))}{dt} = \frac{S}{\rho_l c} (P(t) - P_i) \quad (4.29)$$

Par intégration entre 0 et  $t_m$ , l'équation précédente devient alors

$$\left[ \frac{m_v(t) \tilde{r} T}{P(t)} \right]_0^{t_m} = \frac{S}{\rho_l c} \int_0^{t_m} (P(t) - P_i) dt \quad (4.30)$$

Ce qui s'écrit,

$$\tilde{r} T \left[ \frac{m_v(t_m)}{P_{t_m}} - \frac{m_{v,0}}{P_i} \right] = \frac{S}{\rho_l c} \int_0^{t_m} (P(t) - P_i) dt \quad (4.31)$$

Pour calculer l'intégrale, il faut se donner une expression de  $P(t)$ . Dans un premier temps, la phase de montée entre  $P_i$  et  $P_m$  s'approxime par un polynôme d'ordre 2.

$$\exists(a, b) \in \mathbb{R}^2 \text{ tel que } P(t) = at^2 + bt + P_i \quad (\forall t \in \mathbb{R}^+) \quad (4.32)$$

À  $t = t_m$ ,  $\left. \frac{dP^*}{dt^*} \right|_{t^*=t_m^*} = 0$ , donc  $P - P_i \propto t^2 - 2t_m t$ . On cherche une allure avec un maximum local, soit  $a < 0$ . Enfin, la condition  $P(t_m) = P_{t_m}$  donne l'expression de  $P$  suivante

$$P(t) - P_i = (P_{t_m} - P_i) \frac{2t_m t - t^2}{t_m^2} \quad (4.33)$$

Le second membre de l'équation (4.31) s'écrit dans ce cas,

$$\frac{S}{\rho_l c} \int_0^{t_m} (P(t) - P_i) dt = \frac{S}{\rho_l c} (P_{t_m} - P_i) \frac{2t_m}{3} \quad (4.34)$$

Et l'équation complète (4.31) s'écrit,

$$\left[ \frac{m_v(t_m)}{P_{t_m}} - \frac{m_{v,0}}{P_i} \right] = \frac{S}{\rho_l c \tilde{r} T} \frac{2t_m}{3} (P_{t_m} - P_i) \quad (4.35)$$

Soit, en introduisant l'expression de  $m_v(t)$  devient :

$$\left[ \frac{m_{v,m} - \dot{m}_o \tau_{sf} e^{-t_m/\tau_{sf}}}{P_{t_m}} - \frac{m_{v,m} - \dot{m}_o \tau_{sf}}{P_i} \right] = \frac{S}{\rho_l c \tilde{r} T} \frac{2t_m}{3} (P_{t_m} - P_i) \quad (4.36)$$

La factorisation du membre de gauche par  $\dot{m}_o\tau$ , réduit l'équation précédente à,

$$\dot{m}_o\tau_{sf} \left[ \frac{N_0 - e^{-t_m/\tau_{sf}}}{P_{t_m}} - \frac{N_0 - 1}{P_i} \right] = \frac{S}{\rho_l \tilde{c} r T} \frac{2t_m}{3} (P_{t_m} - P_i) \quad (4.37)$$

Le recours aux grandeurs sans dimension introduites précédemment simplifie l'équation (4.37),

$$\frac{\dot{m}_o\tau_{sf}}{P_i} \left[ \frac{N_0 - e^{-t_m^*}}{P_{t_m}^*} - (N_0 - 1) \right] = \frac{S}{\rho_l \tilde{c} r T} \tau_{sf} P_i \frac{2t_m^*}{3} (P_{t_m}^* - 1) \quad (4.38)$$

Le membre de droite de l'équation fait apparaître le paramètre sans dimension  $N_1$  introduit précédemment. L'équation précédente s'écrit alors de la sorte :

$$\frac{N_0 - e^{-t_m^*}}{P_{t_m}^*} - (N_0 - 1) = N_1 \frac{2t_m^*}{3} (P_{t_m}^* - 1) \quad (4.39)$$

In fine, l'équation sans dimension permettant le calcul de la pression maximale est :

$$\boxed{N_0(1 - P_{t_m}^*) = N_1 \frac{2t_m^*}{3} P_{t_m}^* (P_{t_m}^* - 1) + e^{-t_m^*} - P_{t_m}^*} \quad (4.40)$$

L'équation (4.22) et l'équation précédente donnent le système suivant :

$$\begin{cases} e^{-t_m^*} = N_1(P_{t_m}^*)(P_{t_m}^* - 1) \\ N_0(1 - P_{t_m}^*) = N_1 \frac{2t_m^*}{3} P_{t_m}^* (P_{t_m}^* - 1) + e^{-t_m^*} - P_{t_m}^* \end{cases} \quad (4.41)$$

La substitution du terme  $N_1(P_{t_m}^*)(P_{t_m}^* - 1)$  dans la seconde ligne permet d'écrire :

$$N_0(1 - P_{t_m}^*) = e^{-t_m^*} \left( 1 + \frac{2t_m^*}{3} \right) - P_{t_m}^* \quad (4.42)$$

Finalement,

$$\begin{cases} N_1 = \frac{e^{-t_m^*}}{P_{t_m}^*(P_{t_m}^* - 1)} \\ N_0 = \frac{1}{(1 - P_{t_m}^*)} \left[ e^{-t_m^*} \left( 1 + \frac{2t_m^*}{3} \right) - P_{t_m}^* \right] \end{cases} \quad (4.43)$$

Avec,

$$\begin{cases} N_1 = \frac{S}{\rho_l \tilde{c} r T \dot{m}_0} P_i^2 \\ N_0 = \frac{m_{v,m}}{\dot{m}_o \tau_{sf}} \end{cases} \quad (4.44)$$

La résolution du système 4.43 fait uniquement intervenir  $P_{t_m}^*$  et  $t_m^*$  pour calculer  $N_0$  et  $N_1$  (méthode directe). Inversement, il est possible d'estimer le pic de pression et l'instant de son occurrence uniquement à l'aide de deux paramètres adimensionnés  $N_1$  et  $N_0$  (méthode indirecte). La méthode directe est utilisée dans la partie suivante pour valider la démarche théorique. La méthode indirecte est ensuite présentée afin de décrire la phénoménologie en fonction de  $N_1$  et  $N_0$ .

### 4.3 Résolution - données EDITE

Afin de confronter cette approche théorique aux données expérimentales, la méthode directe est employée. Cette dernière ajuste le modèle aux résultats expérimentaux. La méthode indirecte est ensuite présentée afin de dégager des tendances concernant le transitoire de pression.

#### 4.3.1 Résolution directe

La résolution directe consiste à utiliser les données expérimentales afin de calculer un couple  $(N_1, N_0)$ . Ensuite, un signal théorique de  $P_1$  est calculé à l'aide de l'équation 4.13.

Le transitoire de pression utilisé est celui utilisé dans le chapitre 3. Il est tracé sur la figure 4.2. Afin d'améliorer le calcul, l'échelle de temps débute au début de la croissance de la surpression P1. Le premier pic de surpression est repéré à l'aide de pointillés. Cela permet de relever les valeurs suivantes :

$$\begin{cases} P_{t_m}^* = \frac{3,0335 \times 10^5 + P_i}{P_i} = 1,119 \\ t_m = 1,44 \times 10^{-4} \text{ s} \end{cases} \quad (4.45)$$

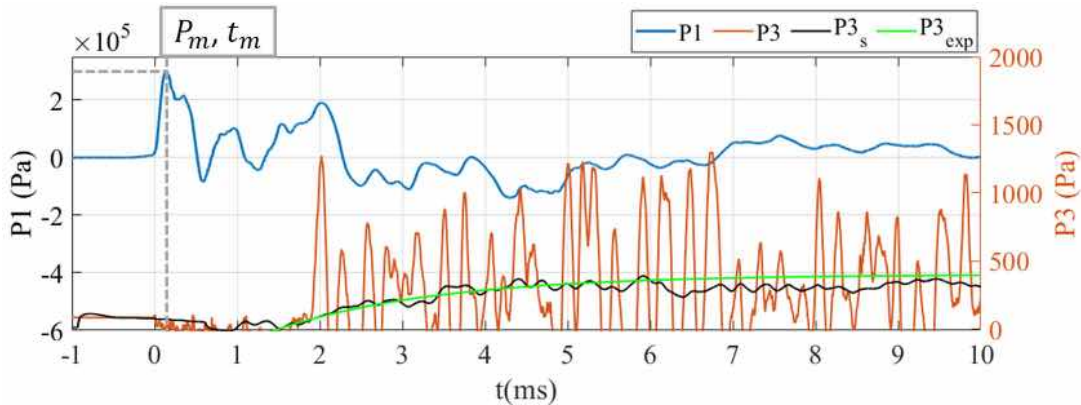


Figure 4.2: Axe de gauche - Surpression P1. Axe de droite - Surpression P3 ajoutée de sa moyenne glissante ( $P3_s$ ) et de son approximation exponentielle ( $P3_{exp}$ )

La valeur normalisée de l'instant d'occurrence du pic de pression nécessite l'introduction d'une échelle de temps  $\tau_{sf}$ . Comme  $\tau_{sf}$  est une échelle de temps pour la dynamique de formation de la vapeur, on s'intéresse à l'analyse du signal de  $P_3$ , qu'on a montré être l'image de la formation du volume de vapeur. Le signal de  $P_3$  est considéré sur la figure 4.2. Pour obtenir une tendance, ce signal est filtré à l'aide d'une moyenne glissante ( $P3_s$ ). Le signal  $P3_s$  présente une croissance que nous estimons à l'aide d'une fonction exponentielle ( $P3_{exp}$ ) de constante de temps  $\tau_{sf}$ . La meilleure approximation est obtenue pour  $\tau_{sf}=2$  ms. De ce fait le système 4.45 devient,

$$\begin{cases} P_m^* = 1,119 \\ t_m^* = 0,072 \end{cases} \quad (4.46)$$

Ces deux valeurs permettent de calculer le couple  $(N_1, N_0)$  à l'aide de l'équation 4.43,

$$\begin{cases} N_1 = 7,01 \\ N_0 = 1,21 \end{cases} \quad (4.47)$$

Ce couple  $(N_1, N_0)$  permet de décrire à lui seul le transitoire de surpression engendré par la création d'un choc thermique au sein du fluide. Afin de confronter cette estimation au signal expérimental, les deux évolutions sont tracées sur la figure 4.3. La pression expérimentale est normalisée à l'aide de  $P_i$  et son échelle de temps à l'aide de  $\tau_{sf}$ . Le signal théorique nommé 'Calcul' est issu de la résolution de l'équation 4.13 à l'aide d'une méthode de Runge Kutta à l'ordre 4. Cette dernière introduit une fonction  $g$  à deux variables sur  $\mathbb{R}^+$  issue de l'équation 4.13,

$$g(t^*, P^*) = -N_1 \frac{1}{m_v^*} (P^*)^2 (P^* - 1) + \frac{\dot{m}_v^*}{m_v^*} P^* \quad (4.48)$$

En discrétisant  $P^*$  pour  $n \in \mathbb{N}$ ,

$$P_{n+1}^* = P_n^* + \frac{h}{6} \cdot (a_n + 2b_n + 2c_n + d_n) \quad (4.49)$$

Où,  $h = \Delta t^* = t^*(n+1) - t^*(n)$ , et,

$$\begin{cases} a_n = g(t_n^*, P_n^*) \\ b_n = g(t_n^* + \frac{1}{2}h, P_n^* + \frac{1}{2}ha_n) \\ c_n = g(t_n^* + \frac{1}{2}h, P_n^* + \frac{1}{2}hb_n) \\ d_n = g(t_n^* + h, P_n^* + hc_n) \end{cases}$$

Le signal de pression calculé est tracé sur la figure 4.3-(a). Il présente une phase de croissance rapide comparable à la croissance expérimentale. Puis une phase de décroissance plus lente que celle des premières décroissances expérimentales. Le taux de décroissance du modèle correspond, en ordre de grandeur, à celui de l'enveloppe de décroissance exponentielle.

Des modèles basés sur des hypothèses équivalentes existent dans la littérature et ont été notamment développés par [Cho et al., 1972] ou [Oh and Corradini, 1987]. Ces approches simulent l'ensemble de la phénoménologie des transferts de chaleur et de masse et elles ont été appliquées à des interactions combustible-réfrigérant induites par un RIA, par exemple [Armstrong et al., 2019]. De la même manière que dans le modèle théorique étudié ici, il est nécessaire d'initialiser le calcul avec une masse de vapeur non nulle. L'allure de la prédiction du pic de pression par ces approches, présentée sur la figure 4.3-(b) est très similaire à celle issue du modèle théorique proposé. Ce modèle présente une croissance rapide ( $\partial P / \partial t \simeq 800 \text{ GPa.s}^{-1}$ ) puis une décroissance plus lente. La compression estimée atteint une valeur maximale égale à 60 MPa, ce qui est supérieur à la valeur expérimentale observée sur la figure 4.3-(a). Cette différence est majoritairement due à la l'énergie déposée dans le fluide qui est bien supérieure dans les travaux de [Armstrong et al., 2019] ( $E \simeq 87 \text{ kJ}$ ).

Sur la figure 4.3-(a), la phase de croissance possède la même cinétique entre le cas calculé et le cas expérimental. Toutefois, le pic de pression et son instant d'occurrence ne semblent pas équivalents pour les deux signaux (*Expérience* et *Calcul*). Pour vérifier cela, la figure 4.4-(a) présente la surpression normalisée aux premiers instants, pour  $t^* \in [0; 1]$ . La figure 4.4-(b) présente le ratio entre la surpression issue de l'expérience et celle issue du calcul ('*Calcul*'). À l'instant  $t_m^*$ , cette dernière figure montre que le ratio entre le  $P_m^*$  expérimental et le  $P_m^*$  calculé est supérieur à 1. La surpression maximale est donc surévaluée par le modèle théorique.

Afin d'améliorer cela, il est possible de modifier le coefficient algébrique présent dans l'expression de  $N_0$ , c.-à-d.  $2/3$ . Ce dernier traduit une approximation polynomiale du



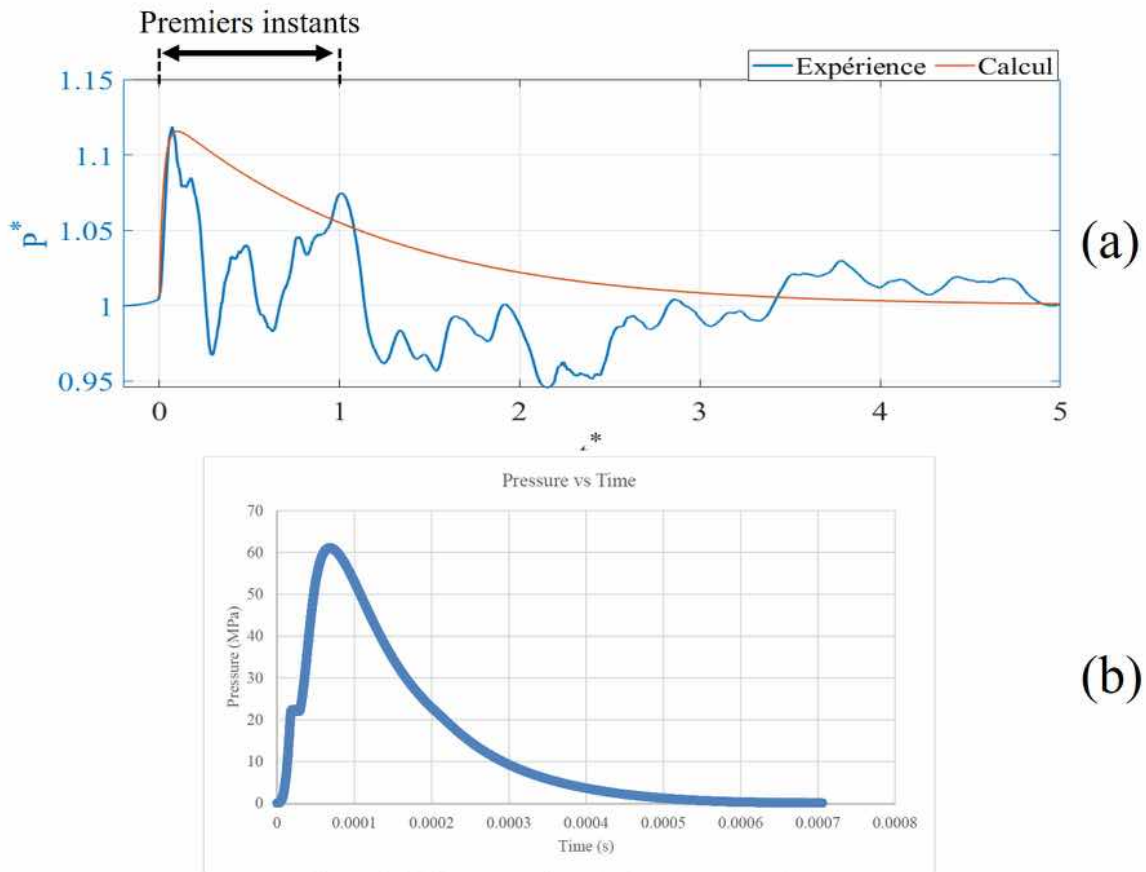


Figure 4. UW-FCI pressure prediction based on conservative estimates

Figure 4.3: (a) - Surpression expérimentale ('Expérience') comparée au calcul théorique ('Calcul') sur les dix premières millisecondes. (b)- Surpression estimée par [Armstrong et al., 2019]

signal de surpression lors des premiers instants. La surpression calculée avec un coefficient égal à 0,8 au lieu de  $2/3$  est présentée sur la figure 4.4-(a) sous le nom de '*Ajustement*'. Cette surpression croît plus rapidement aux premiers instants que le calcul avec  $2/3$  avant d'entamer la même décroissance que la surpression premièrement présentée. Cette différence de croissance aux premiers instants est due au fait que  $0,8 > 2/3$ . La surpression maximale est parfaitement estimée par ce nouveau calcul. En effet, le rapport entre la surpression expérimentale et la surpression calculée est égal à 1 à l'instant  $t^* = t_m^*$ , cf. figure 4.4-(b).

Malgré une meilleure approximation du pic de la pression maximale et de son instant d'occurrence, cette nouvelle surpression calculée avec le coefficient 0,8 présente une croissance plus importante aux premiers instants. En voulant améliorer l'estimation de  $P_m^*$  et  $t_m^*$ , nous avons surestimé la dérivée à l'origine de  $P^*$ . Cette difficulté d'ajustement montre les limites de l'utilisation d'un polynôme de degré deux pour estimer le premier pic de pression. Toutefois, la première estimation à l'aide d'un coefficient  $2/3$  présente une estimation du premier pic suffisamment satisfaisante<sup>2</sup> pour valider la démarche.

La partie suivante s'attache à étudier les tendances du transitoire de pression pour des

<sup>2</sup>Cette affirmation est quantifiée dans la section 4.3.3 pour un ensemble d'essais réalisés dans des conditions différentes.

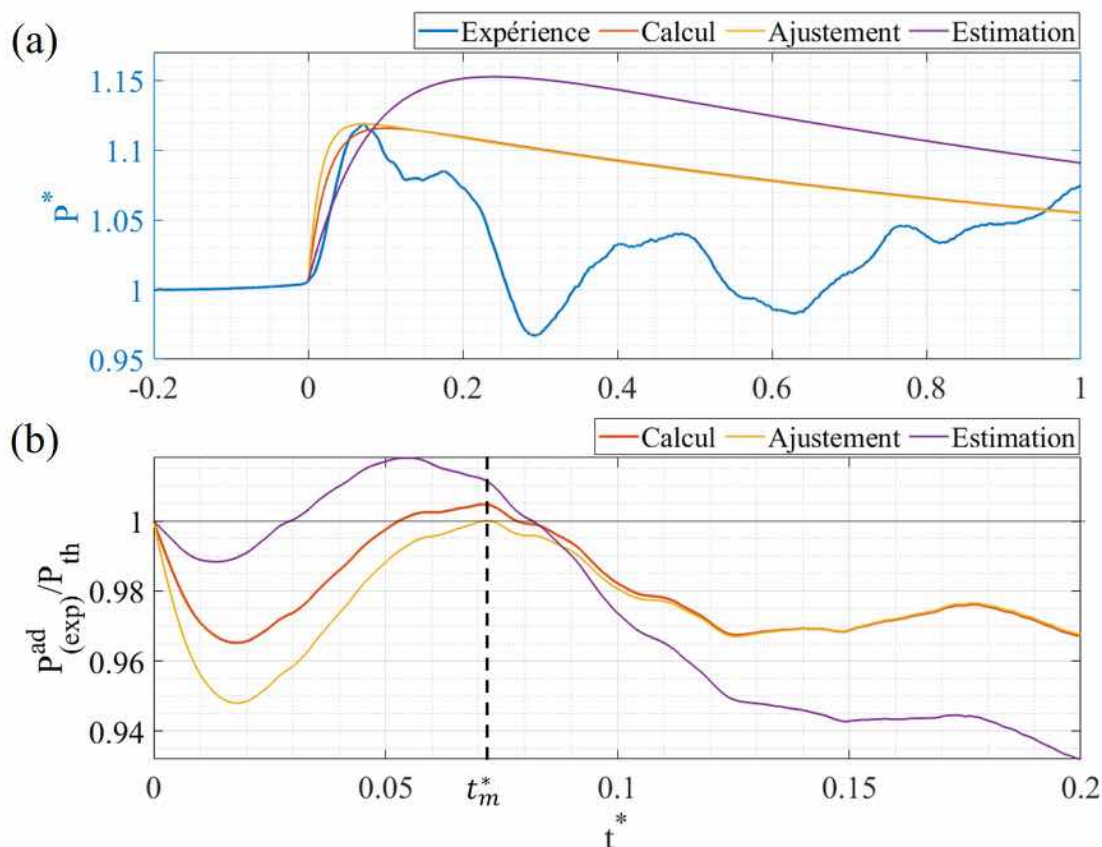


Figure 4.4: (a)- Surpression expérimentale (*'Expérience'*) comparée au calcul théorique (*'Calcul'*), au calcul théorique dont le coefficient polynomial est ajusté à 0,8 (*'Ajustement'*) et à une surpression estimée à l'aide de la création de vapeur (*'Estimation'*-cf.4.3.2).(b)- Rapport entre la surpression expérimentale et les estimations théoriques.

couples  $(N_0, N_1)$  différents.

### 4.3.2 Résolution indirecte

La résolution indirecte se base sur la connaissance de  $N_1$  et  $N_0$  pour en déduire  $P_m^*$  et  $t_m^*$ . Pour rappel, les expressions de  $N_0$  et  $N_1$  sont,

$$\begin{cases} N_0 = \frac{m_{v,max}}{\dot{m}_o \tau_{sf}} \\ N_1 = \frac{S}{\rho_l c \tilde{r} T \dot{m}_0} P_i^2 \end{cases} \quad (4.50)$$

Où,  $m_{v,max}$ ,  $\dot{m}_o$  et  $\tau_{sf}$  sont respectivement le volume de vapeur maximal créé pour générer le premier pic de pression (kg), le taux de création de vapeur à l'origine ( $\text{kg.s}^{-1}$ ) et l'échelle de temps de création de vapeur (s).

Où  $S$ ,  $\rho_l$ ,  $c$ ,  $T$  et  $P_i$  sont la surface extérieure de l'élément chauffant ( $3,9 \times 10^{-3} \text{ m}^2$ ), la densité du fluide environnant ( $989,2 \text{ kg.m}^{-3}$ ), la célérité du son dans le liquide environnant ( $648,9 \text{ m.s}^{-1}$ ), la température de la vapeur créée (260,65 K), la pression du liquide environnant ( $2,5 \times 10^6 \text{ Pa}$ ).  $\tilde{r} = zR/M$  est une constante thermodynamique qui exprime le rapport entre le facteur de compressibilité ( $z$ ), la constante universelle des gaz parfaits ( $R$ ) et la masse molaire ( $\text{g.mol}^{-1}$ ). Elle est égale à  $141,7 \times 10^{-3}$ .

Afin de déterminer  $N_0$ , il est nécessaire d'estimer le transitoire de création de vapeur. Pour cela, la figure 4.5 donne à voir la création de vapeur pour l'essai à estimer (essai traité dans le chapitre précédent). La masse créée lors des premiers instants et notée  $m_v$  présente une croissance à partir de 2,7 ms, que l'on approche à l'aide d'une fonction exponentielle. Cette dernière, nommée  $m_v(exp)$ , a pour valeur maximale ( $1,2 \times 10^{-4}$  kg) et pour constante de temps  $\tau_{sf}=2$  ms. De plus, au départ, l'écart entre le début de la croissance exponentielle et la courbe expérimentale s'explique par une valeur de volume non nulle au départ ( $m_0=0,2 \times 10^{-4}$  kg). Cela implique :

$$m_{v,max} = \dot{m}_o \tau_{sf} + m_0 \quad (4.51)$$

La dérivée de cette estimation est tracée sur la même figure ( $dm_v$ ) et a pour valeur à l'origine  $\dot{m}_0=0,061$  kg.s<sup>-1</sup>. Ainsi,

$$\begin{cases} N_0 = 1,47 \\ N_1 = 4,375 \end{cases} \quad (4.52)$$

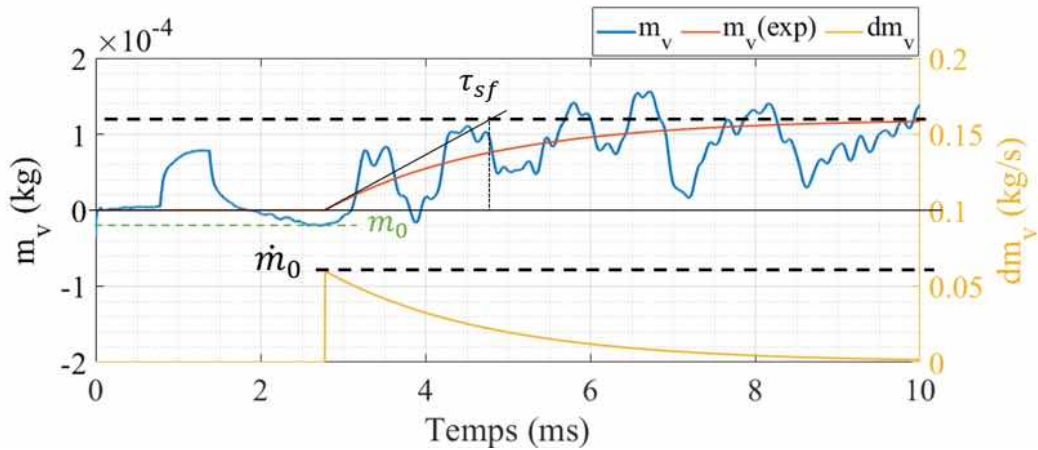


Figure 4.5: Partie haute- Quantité de vapeur créée aux premiers instants ( $m_v$ ) et son estimation exponentielle ( $m_v(exp)$ ). Partie basse - Dérivée temporelle de la quantité de vapeur créée aux premiers instants ( $dm_v$ )

Ensuite par calcul inverse, ce couple  $(N_0, N_1)=(1,47 ; 4,475)$  donne  $(P_m^*, t_m^*)=(1,152 ; 0,24)$ . Ces valeurs de  $N_0$  et  $N_1$  permettent de calculer une estimation de la surpression qui est tracée sur la figure 4.4-(a) ('*Estimation*'). La surpression estimée présente une croissance plus lente que celle obtenue expérimentalement. Si l'on estime la pente moyenne entre l'instant 0 et l'instant de surpression maximum, la valeur expérimentale est 3,3 fois supérieure à la valeur estimée, c.-à-d.  $\langle (\partial P^*/\partial t^*)_{Experience} \rangle = 3,3 \times \langle (\partial P^*/\partial t^*)_{Estimation} \rangle$ .

Toutefois, malgré cette plus faible croissance, la surpression estimée atteint une valeur maximale 1,05 fois plus élevée que la valeur expérimentale.

### 4.3.3 Limites du modèle théorique

Afin de quantifier les écarts entre les données expérimentales et les estimations observés sur la figure 4.4-(a), nous pouvons introduire deux indicateurs : le biais et l'erreur quadratique moyenne (RMSE).

Le biais permet de déterminer si le modèle a tendance à surestimer ou sous-estimer la variable d'intérêt. Dans notre cas, on s'intéresse à la seule phase de croissance, le biais s'exprime comme tel,

$$Biais = \frac{\sum_{k=1}^N (P_{th,k}^* - P_{exp,k}^*)}{N} \frac{1}{\langle P_{exp}^* \rangle} \quad (4.53)$$

Où,  $P_{th}^*$  et  $P_{exp}^*$  sont respectivement les surpressions théorique et expérimentale adimensionnées à l'aide de la pression statique  $P_i$ . De plus,  $N$  est l'instant discret pour lequel la pression expérimentale est égale à son maximum. Afin de faciliter l'interprétation, le biais est donné comme un pourcentage de la valeur moyenne de la pression expérimentale sans dimension,  $\langle P_{exp}^* \rangle$ .

Type	$N_0$	$N_1$	$P_{t_m,th}^*$	$\epsilon_P$ (%)	$t_{m,th}^*$	$\epsilon_t$ (%)	<i>Biais</i> (%)	<i>RMSE</i> (%)
<b>Essai n°1 - (<math>P_i, T_i, E</math>)=(2,6 MPa ; -12,55 °C ; 232 J)–Saturation</b>								
$(P_{m,exp}^*, t_{m,exp}^*)=(1,1186 ; 0,072)$								
Direct	1,21	7,01	1,1156	-0,27	0,101	40	1,5	1,9
Ajustement	1,21	7,	1,1186	0	0,073	1,4	2,8	3,2
Indirect	1,47	4,38	1,155	3,3	0,24	233	-0,4	1,14
<b>Essai n°2 - (<math>P_i, T_i, E</math>)=(5,3 MPa ; -6,8 °C ; 230 J)–REP</b>								
$(P_{m,exp}^*, t_{m,exp}^*)=(1,0105 ; 0,165)$								
Direct	6,6	79,8	1,0102	-0,03	0,196	18,8	0,44	0,51
Indirect	2,38	144,4	1,0066	-0,4	0,044	-73	0,3	0,46
<b>Essai n°3 - (<math>P_i, T_i, E</math>)=(5,5 MPa ; 18,7 °C ; 232 J)–Saturation</b>								
$(P_{m,exp}^*, t_{m,exp}^*)=( 1,0064; 0,062)$								
Direct	4,38	146,18	1,0062	-0,02	0,087	40	0,12	0,15
Indirect	8,9	209	1,0042	-0,22	0,125	102	-0,07	0,11
<b>Essai n°4 - (<math>P_i, T_i, E</math>)=(6 MPa ; 22 °C ; 232 J)–Saturation</b>								
$(P_{m,exp}^*, t_{m,exp}^*)=(1,00346 ; 0,097)$								
Direct	10,74	261,08	1,00336	-0,01	0,125	29	0,025	0,045
Indirect	10,8	423,6	1,00216	-0,13	0,087	-10	-0,04	0,07

Table 4.1: Tableau comparatif des estimations de pression sur plusieurs essais

L'erreur quadratique moyenne (RMSE) permet de caractériser la dispersion des données estimées. Elle s'exprime comme suit,

$$RMSE = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (P_{th,i}^* - P_{exp,i}^*)^2}{N}} \frac{1}{\langle (P_{exp}^*) \rangle} \quad (4.54)$$

L'erreur quadratique et le biais sont calculés pour l'essai traité dans cette section et sont reportés dans la table 4.1 (Essai n°1). Dans ce tableau sont répertoriés les résultats obtenus lors du calcul direct (avec ou sans ajustement du coefficient polynomial, cf. figure 4.4) et du calcul indirect.

Pour la méthode directe, le biais et la variance (erreur quadratique) ont des valeurs relativement faibles, c.-à-d. proches de 0. Le modèle est ainsi précis, car le biais est proche de zéro. Il est de plus peu dispersé car l'erreur quadratique est faible, c.-à-d. inférieure

à 5%. Ainsi, le modèle semble estimer précisément et de manière cohérente le pic de pression.

L'ajustement du coefficient polynomial (ligne 'Ajustement') donne une meilleure estimation du couple  $(P_{t_m}^*, t_m^*)$ , c.-à-d. diminution de l'erreur  $\epsilon_P = (P_{t_m,th}^* - P_{t_m,exp}^*) / P_{t_m,exp}^*$  et  $\epsilon_t = (t_{m,th}^* - t_{m,exp}^*) / t_{m,exp}^*$ , mais a augmenté le biais et l'erreur quadratique, rendant ainsi l'évaluation théorique de la croissance de pression moins précise.

Concernant le calcul indirect, le biais et l'erreur quadratique sont faibles indiquant une meilleure estimation du pic de pression. Toutefois, lorsque l'on observe l'estimation indirecte du pic de pression nommée 'Estimation' sur la figure 4.4-(a), on constate que le taux de croissance du pic de pression est sous-estimé. Ce calcul indirect paraît alors moins bon que le calcul direct (nommé 'Calcul' sur la figure) alors que le biais et l'erreur quadratique semblent indiquer le contraire. Cette ambivalence montre les limites de ces deux indicateurs algébriques lors de la validation d'un calcul théorique.

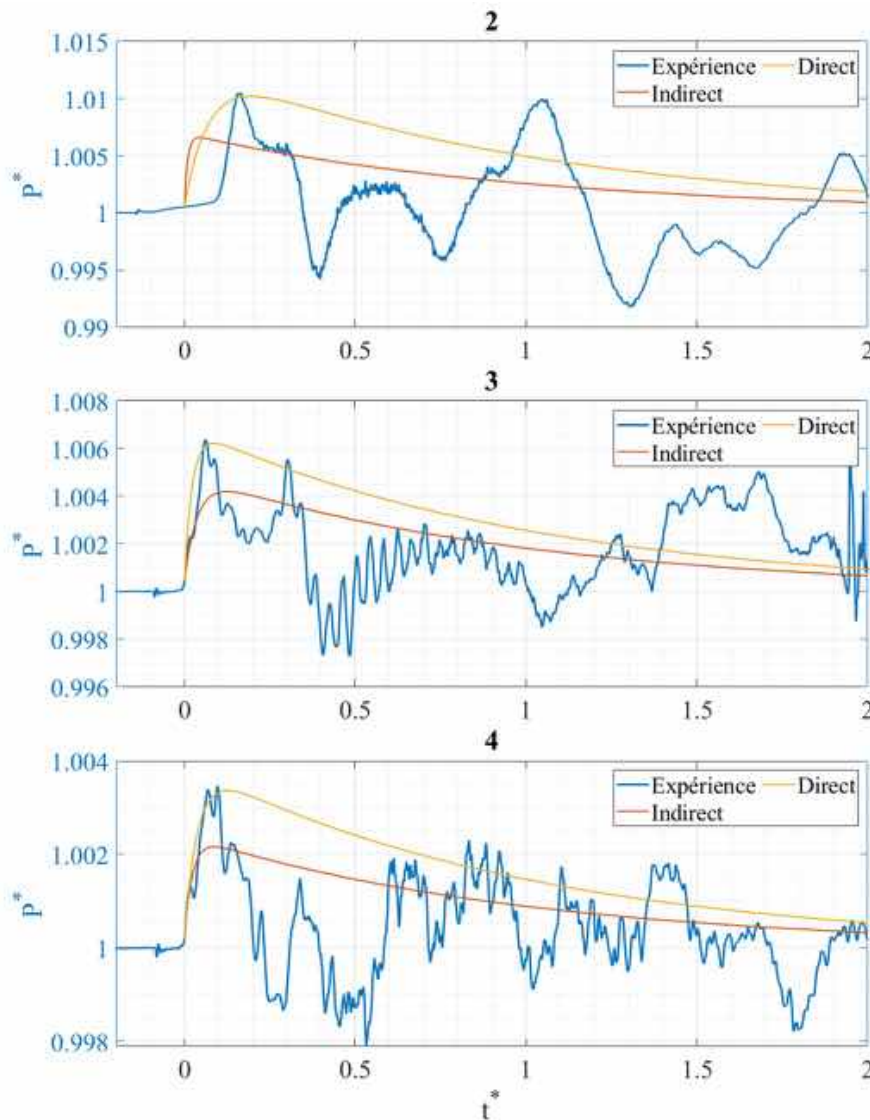


Figure 4.6: Suppression expérimentale, estimée à l'aide du calcul direct et du calcul indirect pour les trois essais supplémentaires présentés dans le tableau 4.1

Plusieurs essais ont été estimés afin d'éprouver le modèle mis en place. Les résultats

sont présentés dans la table 4.1 et sur la figure 4.6. Deux essais ont été effectués à saturation, mais à une pression plus élevée, essais 3 et 4, et un essai a été effectué en conditions thermodynamiques similaires au réacteur nucléaire (REP).

Les pics de pression observés pour les nouveaux essais considérés sont plus faibles que pour l'essai 1 (environ 11 à 18 fois inférieurs). De manière générale, le modèle théorique sous-estime le pic de pression ( $\epsilon_P < 0$ ) et sur estime l'instant du pic de pression ( $\epsilon_t > 0$ ), sauf pour l'essai 2 où la méthode indirecte sous-évalue grandement l'instant du pic de pression ( $\epsilon_t = -73\%$ ). Cela est sûrement dû à une surévaluation du  $\dot{m}_0$  lors du calcul de  $N_0$ .

La sous-estimation théorique du pic de pression est d'autant plus marquée dans le cas de la méthode indirecte. En effet, les erreurs  $\epsilon$  portant sur  $P_m^*$  sont 10 fois plus élevées dans le cas indirect que dans le cas direct. Cette différence entre les deux méthodes s'explique par le fait que la méthode directe est une méthode a posteriori qui utilise les résultats expérimentaux pour ajuster les paramètres  $N_0$  et  $N_1$ , tandis que la méthode indirecte est une méthode a priori qui utilise une estimation du taux de création de vapeur aux premiers instants ( $\dot{m}_0$ ) et les conditions d'essai (pression température, section extérieur de l'élément chauffant, etc.). Ainsi, le bruit important dans le signal de P3 (cf. figure 4.2) peut engendrer une erreur lors de l'estimation de la quantité de vapeur créée aux premiers instants, et donc dans l'estimation de  $N_0$  et  $N_1$ .

Le biais et l'erreur quadratique calculés pour les trois essais supplémentaires considérés sont reportés dans le tableau 4.1. Le biais et l'erreur quadratique sont faibles (inférieur à 1%) pour l'ensemble des essais, indiquant que le modèle est précis et cohérent. Le biais est faible pour l'essai n°2, alors que celui-ci est bien éloigné de la surpression expérimentale sur la figure 4.6, car les amplitudes de pressions sont faibles.

La figure 4.7 compare les estimations de  $P_{m,th}^*$  et  $t_{m,th}^*$  vis-à-vis des valeurs expérimentales ( $P_{m,exp}^*$  et  $t_{m,exp}^*$ ) pour les deux méthodes considérées, c.-à-d. directe et indirecte. Le graphique 4.7-(a) confirme la meilleure estimation de la surpression  $P_{m,th}^*$  à l'aide de la méthode directe. Cette estimation est proche de la droite ( $y = x$ ), ce qui montre une bonne estimation de la surpression expérimentale. Il n'en est pas de même pour l'estimation théorique de l'instant d'occurrence de la surpression, cf. 4.7-(b), qui s'écarte significativement de sa valeur expérimentale. Cela est d'autant plus marqué pour le calcul indirect car dans ce cas, les valeurs sont fortement dispersées par rapport à la droite ( $y = x$ ).

De manière générale, les calculs directs et indirects pour les essais considérés estiment de manière convenable le premier pic de pression, même si la seconde méthode a tendance à sous-estimer la valeur réelle du maximum de pression. Cela est visible sur la figure 4.7-(a) De plus, le paramètre  $N_1$  semble très dépendant de la pression statique de l'essai mené. En effet, pour une pression croissante entre les essais 1 à 4, le paramètre  $N_1$  est croissant. Ceci affecte de manière significative le pic de pression maximal car le pic de pression semble inversement proportionnel à la pression si l'on se réfère à la table 4.1. La partie suivante se propose d'étudier ces tendances.

#### 4.3.4 Influence de $N_1$ et $N_0$ sur $P_m^*$ et $t_m^*$

Afin d'étudier l'influence des paramètres  $N_1$  et  $N_0$  sur l'estimation du pic de pression, la surpression est recalculée en fonction de ces deux paramètres. Sur la figure 4.8 est tracée les évolutions de la surpression normalisée en fonction du temps et en fonction de  $N_1$  pour



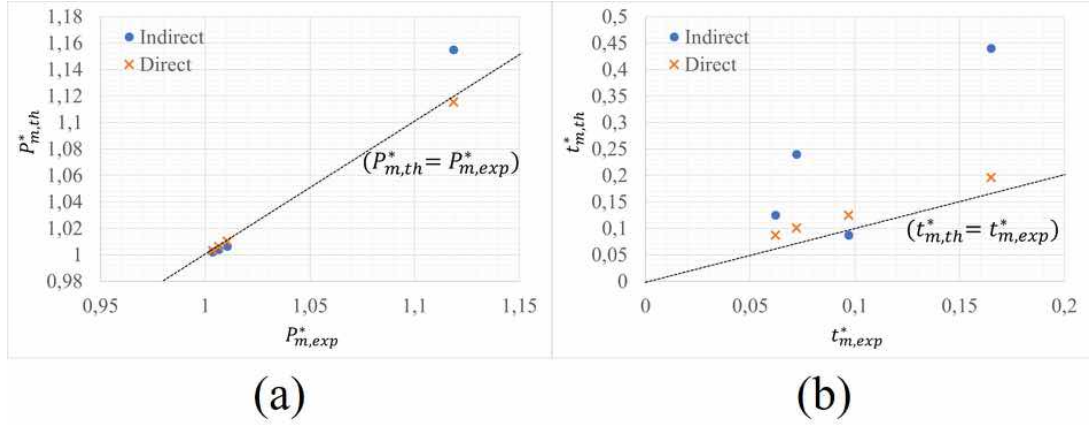


Figure 4.7: Comparaison des estimations théoriques et de valeurs expérimentales de la surpression maximale (a) et de son instant d'occurrence (b).

$N_0=1,47$  (a) ou en fonction de  $N_0$  pour  $N_1=4,375$  (b). Le relief de couleur utilisé pour  $N_1$  et  $N_0$  est issu de [Geissbuehler, 2021] et est adapté aux déficiences colorimétriques de certains lecteurs.

L'ensemble des surpressions présente deux phases distinctes : une croissance rapide puis une décroissance lente. La courbe reliant les maxima de chaque surpression est représentée en pointillés noirs.

Si l'on considère un  $N_0$  fixe (figure 4.8-(a)), la valeur de la surpression maximale ( $P_{t_m}^*$ ) ainsi que son instant d'occurrence ( $t_m^*$ ) sont inversement proportionnel à  $N_1$ . Le fait de fixer  $N_0$ , fixe le rapport  $m_{v,m}/(\tau_{sf}\dot{m}_0)$ . Considérons une réécriture de  $N_1$  avec la masse volumique de la vapeur ( $\rho_v$ ) à la température T,

$$N_1 = \underbrace{\frac{\rho_v}{\rho_l}}_{th} \underbrace{\frac{P_i}{c}}_{ge} \underbrace{S}_{dv} \frac{1}{\dot{m}_0} \quad (4.55)$$

Trois termes sont identifiables :

**th** correspond à l'état thermodynamique du fluide. Le ratio des masses volumiques est proportionnel à la pression du fluide. Toutefois,  $1/c$  est inversement proportionnelle à la pression et à la sous-saturation. In fine, le terme  $(\rho_v/\rho_l)P_i/c$  est proportionnel vis-à-vis de la pression (cf. tables thermodynamiques). Ainsi, lorsque la pression statique augmente,  $N_1$  augmente. Cela confirme ce qui est observé expérimentalement dans le tableau 4.1 où  $N_1$  augmente pour une pression accrue entre les essais 1, 3 et 4.

**ge** correspond aux caractéristiques géométriques de l'élément chauffant considéré (fragments, plaques de tungstènes, etc.). Lorsque la surface d'échange augmente,  $N_1$  augmente et  $P_m^*$  ainsi que  $t_m^*$  diminuent. La compression est alors plus faible, mais plus rapide.

**dv** correspond à la dynamique de création de vapeur aux premiers instants. Lorsque  $\dot{m}_0$  augmente,  $N_1$  diminue et la valeur de la surpression maximale augmente.

Cette décomposition en différents termes montre l'importance de la pression, de la géométrie de l'élément chauffant, ainsi que de la dynamique de création de vapeur dans l'estimation de la surpression.

L'importance de la dynamique de création de vapeur se retrouve sur le graphique 4.8-(b). Le pic de pression est inversement proportionnel à  $N_0$ . Ainsi, pour une création de vapeur  $m_{v,max}$  donnée, le pic de pression est proportionnel à la cinétique de création de cette vapeur :  $\dot{m}_o\tau_{sf}$ . Toutefois, pour une cinétique de dépôt donnée, la surpression engendrée par la création de vapeur est inversement proportionnelle à la masse de vapeur créée. Ainsi, le pic de pression maximal est plus impacté par la cinétique de dépôt que la masse de vapeur réellement créée.

De plus, concernant l'instant du pic de pression, ce dernier est proportionnel à  $N_0$ . Ainsi, pour une cinétique de dépôt donnée,  $t_m^*$  est proportionnelle à la valeur de vapeur créée. Inversement, pour une masse de vapeur créée donnée, plus la cinétique de création de vapeur est lente ( $N_0$  élevé), plus le pic de pression est retardé ( $t_m^*$  élevé).

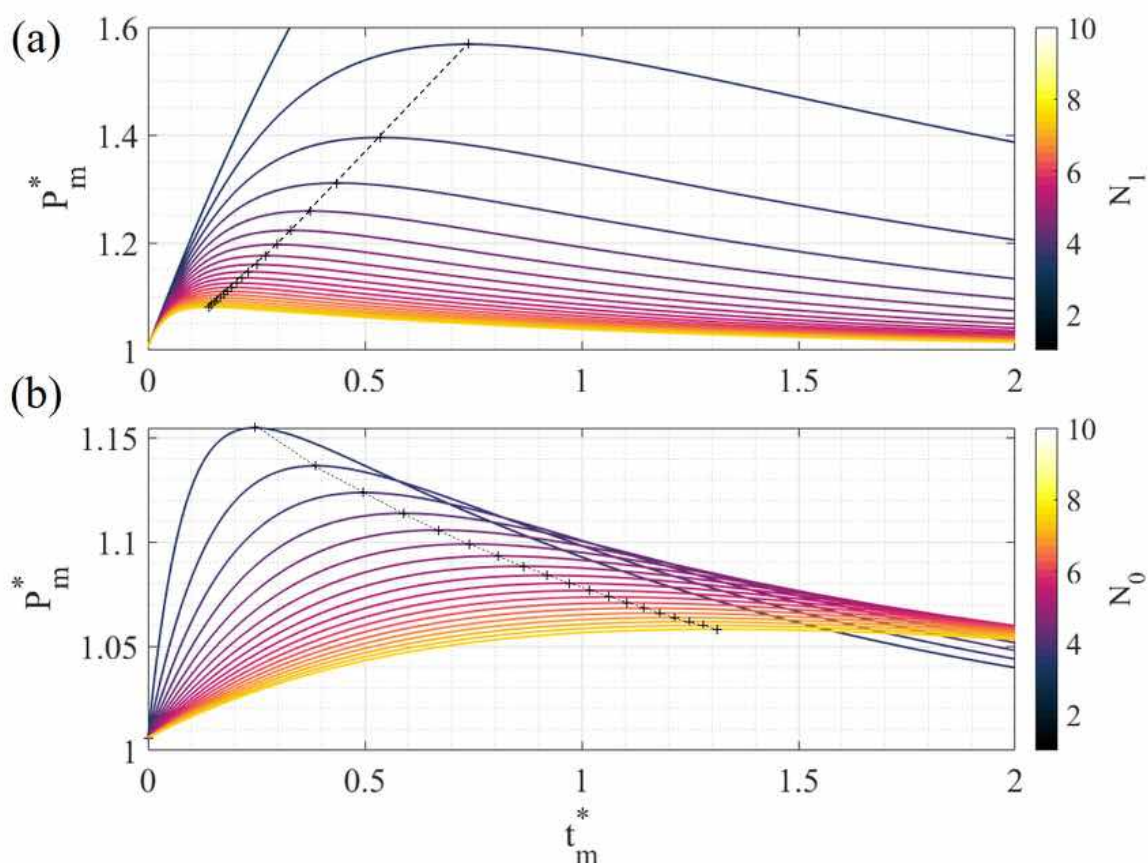


Figure 4.8: Pression théorique pour  $N_0=1.47$  et  $N_1 \in [1 ; 10]$  (a) **ou**  $N_1=4.375$  et  $N_0 \in [1 ; 10]$  (b)

Par méthode directe ou indirecte, l'équation différentielle utilisée semble bien estimer le pic de pression mesuré. La valeur de la surpression ainsi que son instant d'occurrence varient significativement avec les données expérimentales et la dynamique de création de vapeur sous l'influence des nombres sans dimensions  $N_0$  et  $N_1$ . Toutefois, force est de constater que certains écarts dans la détermination du pic de pression sont visibles. Ils sont sûrement dus à l'hypothèse exponentielle faite pour estimer la dynamique de création



de vapeur.

## Conclusion

Le modèle théorique proposé pour décrire le pic de pression observé et associé à la dynamique de formation de la vapeur est une approche simplifiée de la description de la compétition entre la pressurisation locale de la poche de vapeur par la vaporisation intense et l'expansion de cette poche.

La modélisation de ces dynamiques permet d'écrire une équation différentielle du premier ordre reliant l'évolution de la pression au sein de la poche de vapeur à la cinétique de formation de la vapeur. On montre que dans ce cadre, le problème est déterminé par un nombre sans dimension reliant les propriétés physiques du liquide et de la vapeur, à la cinétique de vaporisation et à la géométrie de l'élément chauffant. Pour résoudre ce modèle, on a proposé de se donner une évolution temporelle explicite de la formation de vapeur. Sa paramétrisation introduit un second paramètre sans dimension. Sa détermination est réalisée à partir de l'analyse du signal de la surpression dans le ciel de gaz. Cela permet alors de simuler un pic de pression à partir de la résolution de l'équation différentielle.

Une résolution analytique approchée permet de relier le maximum de pression (instant et amplitude) aux valeurs de paramètres sans dimension. Une résolution numérique de l'équation différentielle permet de modéliser l'évolution temporelle de la pression. Les deux approches sont cohérentes.

À partir des résultats de l'expérience, on a ajusté les paramètres de l'équation pour reproduire l'allure de l'enveloppe du signal de pression dans le liquide. Deux méthodes ont été étudiées. Dans la première, on ajuste les coefficients de l'équation pour reproduire l'instant et l'amplitude du pic. Dans la seconde, on ajuste ces coefficients à partir d'une estimation de la cinétique de vaporisation.

L'évolution temporelle de la pression déduite des conditions expérimentales (seconde méthode, c.-à-d. méthode indirecte) s'éloigne plus des résultats obtenus que celle déduite de la pression maximale et de son instant d'occurrence (première méthode, c.-à-d. méthode directe). Les tendances du modèle en fonction des conditions de l'essai ont été analysées. Dans le chapitre suivant, on se propose de comparer les tendances déduites de ce modèle avec celles observées sur la matrice d'essais et analysées dans le chapitre suivant.

En perspective, ce modèle reste limité pour son application générale car il suppose qu'on se donne un modèle pour la formation de la vapeur. Un modèle plus complet permettrait de décrire l'ensemble des phénomènes de transferts de masse et de chaleur depuis le dépôt d'énergie dans l'élément chauffant, le transfert de chaleur entre cet élément et le fluide et la vaporisation de ce dernier.



# Chapter 5

## Analyse globale

### Introduction

Les parties précédentes se sont attachées à décrire un essai et à modéliser théoriquement le transitoire de pression. Cette étude a été menée sur un seul essai parmi les 200 réalisés au cours de la thèse. Cette partie étudie l'impact des conditions d'essai sur la phénoménologie, l'ensemble des essais y sont traités.

La gamme de variation des conditions expérimentales de la matrice d'essai est présentée dans la première section. La seconde partie s'attache à la caractérisation des transitoires de pression. Ensuite, la troisième partie présente une étude globale des échanges thermiques aux premiers instants. La quatrième partie analyse l'influence des conditions d'essais et de l'énergie déposée dans le fluide sur la quantité de vapeur produite. Enfin, les deux dernières parties étudient l'énergie mécanique générée durant l'essai et l'influence des conditions d'essai sur le taux de conversion entre l'énergie mécanique générée et l'énergie thermique déposée dans le fluide.

## 5.1 Conditions expérimentales

### 5.1.1 Présentation générale

Le banc expérimental a été conçu pour étudier l'interaction thermique sur une large gamme de conditions thermodynamiques. Au cours de cette thèse, des essais à l'aide de filaments torsadés ou droits ont été réalisés. Toutefois, seuls les essais effectués à l'aide de plaques de tungstène sont retenus pour cette analyse.

Les conditions d'essais sont regroupées dans un diagramme en pression et température sur la figure 5.1. La pression et la température sont respectivement la pression statique et la température du fluide moyennées sur 30 secondes avant l'essai. La température est supposée homogène dans la section d'essai.

Une portion de la courbe de saturation du liquide est tracée afin de placer les différents points de mesure par rapport à cette dernière. Trois catégories de points sont alors différenciées :

- les points à saturation qui se placent sur ou proche de la courbe de saturation (pentagrammes) ;
- les points en condition REP. Ils représentent les points des essais en similitude thermodynamique avec le réfrigérant du réacteur nucléaire. Ils sont représentés à

l'aide de losanges.

- les points sous-saturés sont ceux qui s'écartent significativement de la courbe de saturation, mais qui ne sont pas en condition REP. Ils sont représentés à l'aide de disques.

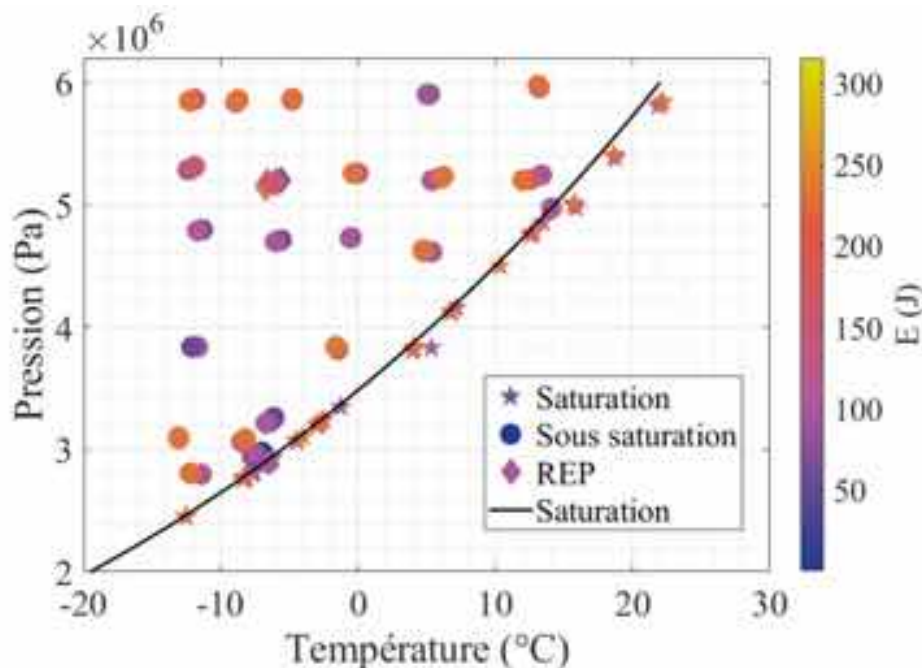


Figure 5.1: Conditions thermodynamiques des essais réalisés

L'échelle de couleur représente les énergies déposées. Elle est issue de [Geissbuehler, 2021] et est adapté aux déficiences colorimétriques de certains lecteurs. Les incertitudes en pression et en température sont de la même taille que les points, ajouter des barres d'erreur rendrait alors le graphique difficilement lisible.

### 5.1.2 Nombres caractéristiques sélectionnés

Les états thermodynamiques sont caractérisés classiquement par la pression et la température. On s'intéresse ici aux variations des propriétés thermodynamiques du fluide sur la gamme pression/température pertinente pour la description de la vaporisation. Pour ce faire, on s'intéresse plus particulièrement aux nombres sans dimensions caractérisant la transformation.

Dans l'étude de l'ébullition en vase clos, le premier nombre sans dimension à considérer est le nombre de Jakob,  $Ja$ . Ce dernier est l'écart de l'enthalpie du fluide avec celle du liquide à saturation à la pression considérée rapportée à la chaleur latente. De ce fait, il traduit l'écart à la saturation. Il s'écrit comme suit :

$$Ja = \frac{\rho_l c_{pl} (T - T_{sat}(P))}{\rho_v \mathcal{L}(P)} \quad (5.1)$$

Où,  $\rho_v$ ,  $\rho_l$ ,  $c_{pl}$ ,  $T$ ,  $T_{sat}$ ,  $P$  et  $\mathcal{L}$  sont respectivement la masse volumique de la vapeur et du liquide ( $\text{kg.m}^{-3}$ ), la chaleur spécifique du liquide à pression constante ( $\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ), la

température du liquide considéré (K), la température de saturation du liquide considéré (K), la pression du fluide (Pa) et la chaleur latente du liquide ( $\text{J.kg}^{-1}$ ).

La figure 5.2-(a) représente ce nombre dans le repère ( $P, T$ ). Le nombre de Jakob croît lorsque le point initial s'éloigne de la courbe de saturation. Pour les essais considérés, le nombre de Jakob est compris entre 0,02 (saturation) et 2,25 (forte sous saturation). Ces ordres de grandeur sont très éloignés de ceux rencontrés pour les essais NSRR ou de vaporisation explosive<sup>1</sup>, dans de l'eau à pression ambiante, où le nombre de Jakob est égal à 250 (rapport 100).

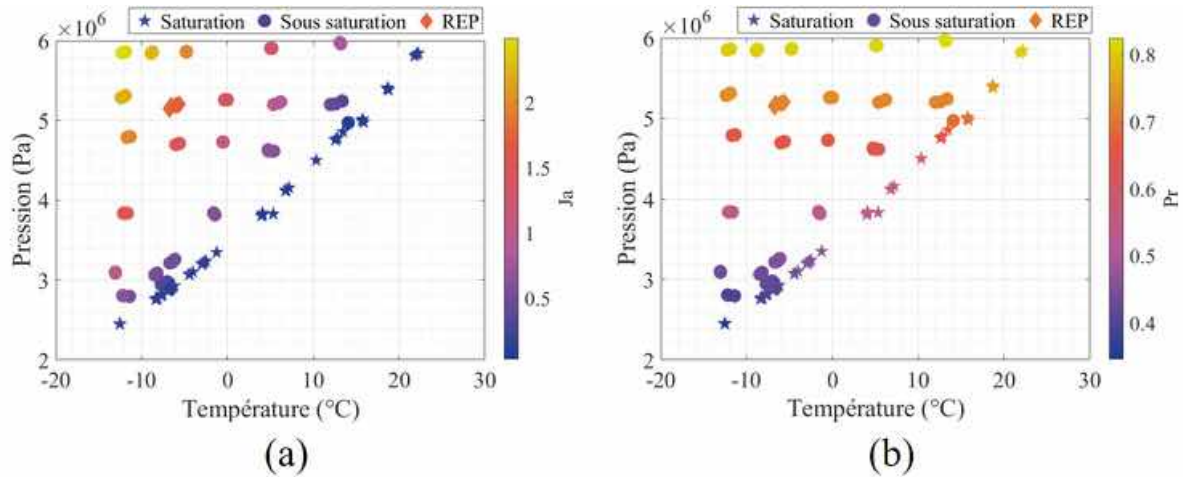


Figure 5.2: Nombre de Jakob (a) et pression réduite (b) dans le repère ( $P, T$ )

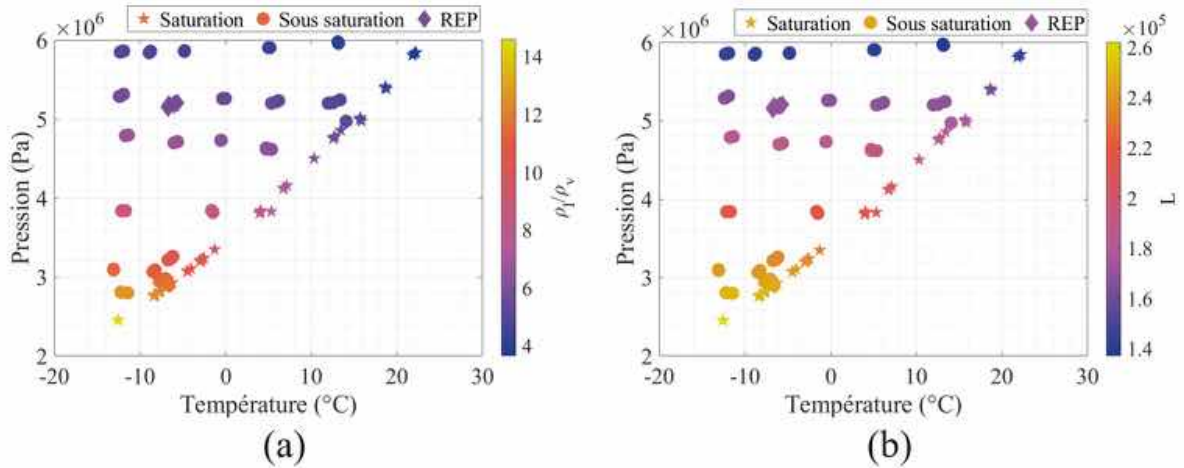
Le nombre de Jakob est composé du rapport des masses volumiques  $\rho_l/\rho_v$ . Cette quantité est tracée en fonction des conditions d'essai sur la figure 5.3-(a). Le rapport  $\rho_l/\rho_v$  est inversement proportionnel à la pression du fluide considéré, de plus il varie entre 4 et 14 pour les essais considérés. Dans ce cas, pour une même masse de vapeur créée, le volume de vapeur obtenu peut être jusqu'à 10 fois supérieur entre deux essais.

Le nombre de Jakob est aussi composé de la chaleur latente qui est tracée sur la figure 5.3-(b). Cette dernière quantité est inversement proportionnelle à la pression, et varie entre 14 et 26  $\text{kJ.kg}^{-1}$ . Ainsi pour une même énergie déposée dans le fluide, plus la pression augmente, plus la masse de vapeur créée est importante.

Afin de considérer l'influence de la pression et la distance vis-à-vis du point critique, le second paramètre considéré est la pression réduite,  $P_r$ , qui est le rapport entre pression statique et la pression critique du dioxyde de carbone ( $7,27 \times 10^6$  Pa). La pression réduite est tracée en fonction des conditions thermodynamiques sur la figure 5.2-(b). Elle varie entre 0,3 et 0,8 selon les essais, ce qui est 60 à 180 fois supérieur aux essais réalisés en eau à des conditions de pressions et de températures ambiantes.

Le troisième paramètre principal d'un essai est la quantité d'énergie déposée. On introduit alors le paramètre  $\Theta$  qui traduit le rapport de la masse créable sur la masse de liquide contenue dans le système. Cette masse de liquide est retenue ici comme une grandeur normalisante de manière arbitraire la quantité de vapeur qu'il est possible de créer. Cela permet de considérer, pour une énergie  $E$  transmise au fluide, le ratio de

<sup>1</sup>cf. chapitre 1


 Figure 5.3:  $\rho_l/\rho_v$  (a) et  $\mathcal{L}$  (b) dans le repère  $(P, T)$ 

masse de vapeur créée,  $\Theta$  calculé comme tel,

$$\Theta = \frac{E}{\Delta H_{i \rightarrow v}} \cdot \frac{1}{m_f} \quad (5.2)$$

Où  $m_f$ ,  $E$  et  $\Delta H_{i \rightarrow v}$  sont, respectivement, la masse de fluide contenue dans la section d'essai (4,8 kg), l'énergie déposée dans le fluide (J) et la différence d'enthalpie massique pour vaporiser le fluide (chaleur sensible et latente) [J.kg<sup>-1</sup>].

Ce nombre sans dimension est présenté sur la figure 5.4-(a), pour les essais ayant une énergie de 100 J. Ainsi, pour une énergie donnée,  $\Theta$  est proportionnel à la pression réduite et inversement proportionnel au nombre de Jakob. On note que la variable  $\Theta$  varie principalement en fonction de la température et faiblement en fonction de la pression.

Sur la figure 5.4-(b),  $\Theta$  est tracé en fonction de la température du liquide et de l'énergie déposée. Ce nombre est croissant de manière polynomiale fonction de  $T$  sur la gamme considérée comme observé sur la figure 5.4-(a). Pour l'ensemble des essais,  $\Theta$  est compris entre  $0,2 \times 10^{-4}$  et  $3 \times 10^{-4}$ .

Finalement, pour caractériser la phénoménologie, nous nous limitons à l'utilisation de trois paramètres sans dimension :  $Ja$ ,  $Pr$  et  $\Theta$ . Le fait qu'ils soient composés de grandeurs thermodynamiques dépendantes de la pression et de la température permet d'anticiper les tendances exhibées par les essais. Leur utilisation permet ainsi de cadrer la réflexion sur le comportement de la phénoménologie de choc thermique en fonction de la pression, de la température et de l'énergie déposée dans le fluide.

## 5.2 Transitoires de pression

### 5.2.1 Paramètres de la surpression

Le dépôt d'énergie est directement suivi par une création transitoire de vapeur. Cela a pour effet de générer une surpression de plusieurs bars qui se propage ensuite dans la section d'essai. On étudie ici l'évolution de cette dynamique de surpression en fonction des paramètres d'essai. Pour se faire, la première donnée à étudier est le maximum de surpression.

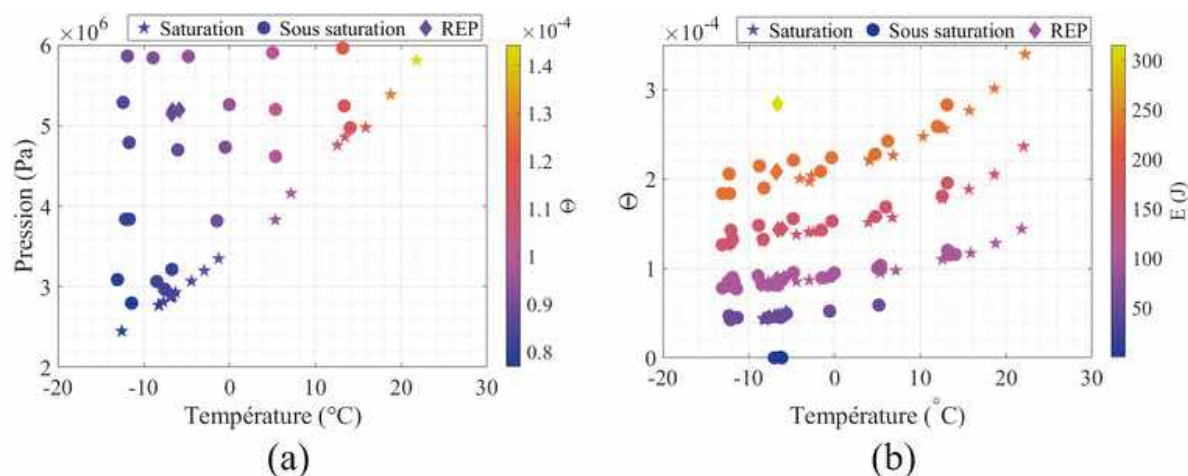


Figure 5.4: Relevés de  $\Theta$  dans le repère  $(P, T)$  [a] et en fonction de l'énergie et de la température du fluide au moment de l'essai (b)

Cela est tracé pour tous les essais sur la figure 5.5. Cette dernière donne à voir la surpression en fonction du nombre de Jakob (a) et de la pression réduite (b) en fonction de  $\Theta$  (gradient de couleur). La surpression maximale est comprise entre  $0,1 \times 10^5$  Pa et  $3 \times 10^5$  Pa.

Le fait de tracer les pics de pression en fonction de Jakob ne permet pas de dégager de tendance claire. On note tout de même que nous n'observons pas de forts pics de pression dans la région des forts nombres de Jakob, c.-à-d.  $Ja \geq 1,5$ . Or de forts nombres de Jakob correspondent à la fois à une combinaison de fort sous-refroidissement et de forte pression réduite (faible chaleur latente) (cf. figure 5.2-(a)).

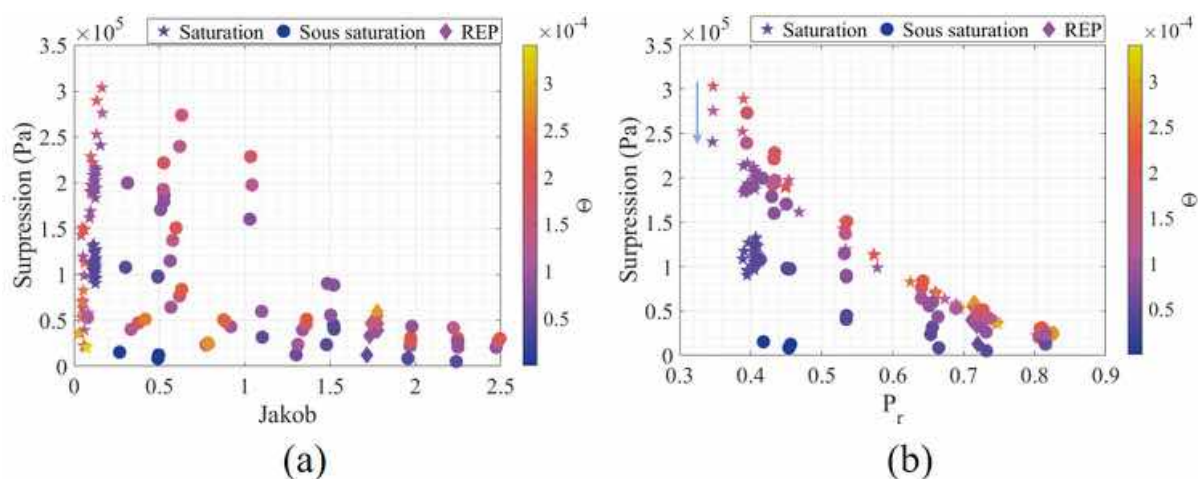


Figure 5.5: Surpression maximale mesurée en fonction du nombre de Jakob (a) et de la pression réduite (b)

Cette tendance se confirme lors de l'étude de l'effet de la pression réduite sur le pic de pression, figure 5.5-(b). La surpression est nettement décroissante lorsque l'on se



rapproche du point critique, c.-à-d. lorsque  $P_r$  augmente. De plus, les pics de pressions semblent tendre vers une valeur commune de l'ordre de  $0,2 \times 10^5$  Pa, et ce quelle que soit la valeur de  $\Theta$ .

$P_m$  est inversement proportionnel à  $P_r$  et donc à la pression initiale ( $P_i$ ). Ces observations corroborent celles faites dans le chapitre 4 avec le paramètre  $N_1$ . En effet, dans ce dernier, nous avons montré que  $P_m$  est inversement proportionnel à  $N_1$  et est donc proportionnel à la dynamique de création de vapeur aux premiers instants et inversement proportionnel à la pression initiale ( $P_i$ ).

La pente de l'évolution de la surpression en fonction de la pression réduite est fortement dépendante de  $\Theta$  pour les pressions réduites faibles. La surpression est alors tracée en fonction de  $\Theta$  et de  $P_r$  sur la figure 5.6. Pour une pression élevée, c.-à-d.  $P_r > 0,65$ , la surpression est quasi-indépendante de  $\Theta$  à partir d'une valeur  $\Theta = \Theta_1$  (avec  $\Theta_1 = 1,05 \cdot 10^{-4}$ ) indiquée en pointillés verticaux. Pour des pressions réduites faibles, c.-à-d.  $P_r < 0,65$ , la surpression est fortement dépendante de  $\Theta$ .

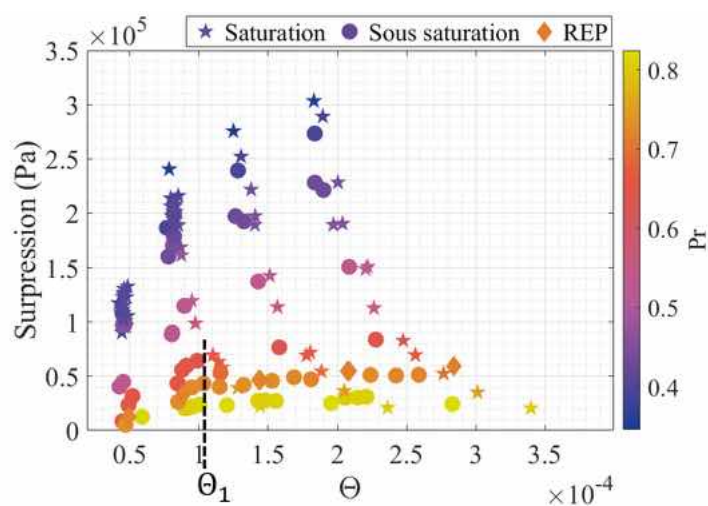


Figure 5.6: Surpression maximale mesurée en fonction du nombre  $\Theta$

Ainsi la compilation des effets de la pression réduite et de  $\Theta$  montre un phénomène de saturation de l'amplitude du pic lorsque la distance au point critique diminue, lorsque  $P_r > 0,65$ .

Pour résumer, le premier pic de pression est peu dépendant du nombre de Jakob alors qu'il est très dépendant de la pression réduite et du nombre  $\Theta$ , pour de faibles pressions réduites. Au-delà d'une certaine valeur de pression réduite ( $P_r > 0,65$ ), la surpression ne montre plus qu'une faible dépendance à  $\Theta$ . En d'autres termes, la surpression maximale tend vers une unique valeur lorsque les conditions thermodynamiques se rapprochent du point critique, et ce quelle que soit l'énergie déposée et la sous saturation.

Pour une pression réduite donnée, la surpression est proportionnelle à  $\Theta$  et est donc proportionnelle à la puissance électrique déposée dans l'élément chauffant comme observé par [Zhao et al., 2000]. En effet, l'échelle de temps de décharge des condensateurs est fixe, donc l'échelle de temps de la dynamique de dépôt de fixe. Une augmentation de  $\Theta$  signifie alors une augmentation de puissance déposée. Au-delà de la surpression, l'un des paramètres déterminants du choc thermique est le taux de croissance de cette surpression. La partie suivante se propose de le caractériser en fonction des conditions d'essai.



### 5.2.2 Paramètres qui influent le taux de croissance de la surpression

Pour calculer le taux d'accroissement de pression, un calcul approché est effectué à l'aide d'une approximation linéaire de la croissance. Cette dernière est représentée sur la figure 5.7 pour un essai choisi. La croissance est ainsi estimée par  $(19/20) \times P_{1,m}/\Delta t$ . Où  $P_{1,m}$  et  $\Delta t$  sont respectivement la surpression maximale et l'écart temporel entre l'instant du pic de pression et l'instant où la surpression est égale à un vingtième de la surpression maximale.

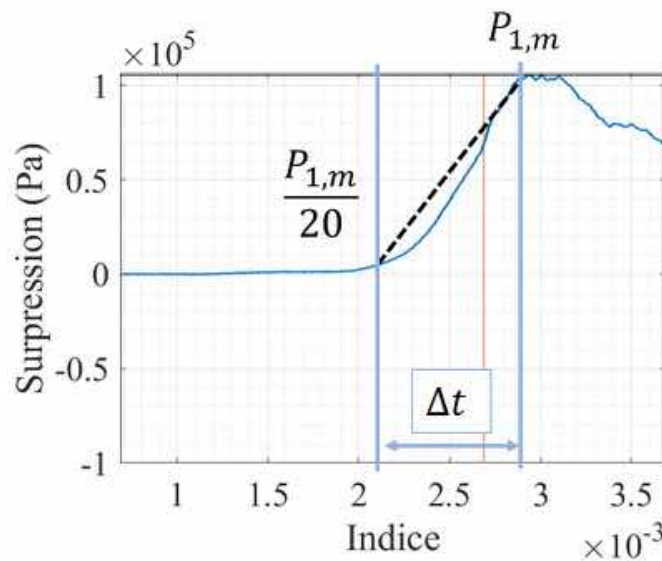


Figure 5.7: Schéma de principe de l'estimation de  $\partial P/\partial t$  pour le premier pic de pression

Le calcul de cette estimation du taux de croissance permet d'obtenir la figure 5.8. Sur cette dernière est tracée l'évolution du taux d'accroissement ( $dP/dt$ ) en fonction de la pression réduite et de  $\Theta$ . Les taux de croissance ainsi calculés sont compris entre  $0,05$  et  $2,5 \text{ GPa}\cdot\text{s}^{-1}$ .

Le taux de croissance de la surpression est décroissant avec la pression réduite, cf. figure 5.8-(a), et il tend vers une valeur commune à tous les  $\Theta$  valant  $0,05 \text{ GPa}\cdot\text{s}^{-1}$ . Cette valeur de taux de croissance est inférieure à celle observée lors des essais de [Zhao et al., 2000] et [Glod et al., 2002], comprise entre  $1,3 \text{ GPa}\cdot\text{s}^{-1}$  et  $10 \text{ GPa}\cdot\text{s}^{-1}$  en fonction des essais. Cet écart de taux de croissance peut s'expliquer par le fait que le taux d'augmentation de la température est plus élevé dans les essais issus des travaux cités.

La décroissance en fonction de  $P_r$  est similaire à l'évolution de la surpression en fonction de la pression réduite. Toutefois, force est de constater que l'indépendance vis-à-vis de  $\Theta$  est moins flagrante pour le taux de surpression que pour la surpression elle-même<sup>2</sup>.

Cela est confirmé par la figure 5.8-(b) qui donne à voir le taux de croissance en fonction de  $\Theta$  pour des pressions réduites données. Le taux de croissance dépend linéairement de  $\Theta$  à pression réduite constante. La pente est d'autant plus faible que la pression réduite est élevée.

<sup>2</sup> $P_m$  semble indépendant de  $\Theta$  pour  $\Theta > \Theta_1$

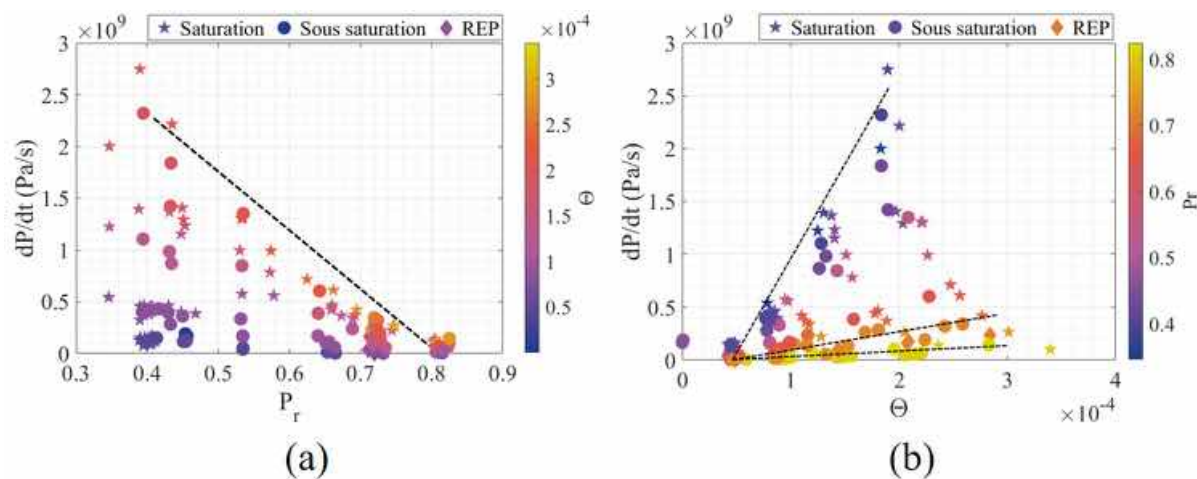


Figure 5.8: Taux de croissance de la surpression en fonction de la pression réduite et de  $\Theta$

### 5.2.3 Saturation du délai de surpression

On s'intéresse alors au temps de croissance du signal de pression pour le premier pic,  $\Delta t$  tracé en fonction de la pression réduite et de  $\Theta$  sur la figure 5.9. Les valeurs de  $\Delta t$  sont comprises entre 2,5 et 0,1 ms.

Pour des valeurs de  $\Theta$  élevées,  $\Delta t$  est constant en fonction de la pression réduite, cf. figure 5.9-(a). Toutefois, pour un  $\Theta$  faible (en dessous de  $\Theta_1$ ), il existe une dispersion élevée des valeurs du  $\Delta t$  en fonction de  $P_r$ . Cela est d'autant plus clair en traçant  $\Delta t$  en fonction de  $\Theta$  pour des pressions réduites données (figure 5.9-(b)). Dans ce cas, l'échelle temporelle décroît en fonction de  $\Theta$ , puis se stabilise pour  $\Theta > \Theta_1$ . Cela confirme que pour des nombres  $\Theta$  élevés, c.-à-d. supérieurs à  $\Theta_1$ ,  $\Delta t$  est constant.

On constate que les points obtenus pour la pression réduite la plus élevée ( $P_r=0,8$ ) se démarquent de cette tendance.

La décroissance exponentielle de  $\Delta t$  en fonction de  $\Theta$  semble correspondre à celle observée dans les travaux de [Zhao et al., 2000] qui montre une diminution, voir une stabilisation de  $t_c$  en fonction de l'énergie déposée (qui est ici proportionnelle à  $\Theta$ )<sup>3</sup>. Pour comparer la tendance obtenue par le travail cité aux essais présentés ici, la figure 5.9-(c) donne à voir cette même échelle de temps  $t_c$ , qui est le délai entre le maximum de surpression ( $t_{P_{1,m}}$ ) et le début de la décharge d'énergie (instant du maximum de puissance), en fonction de  $\Theta$ . Pour les essais effectués dans EDITE,  $t_c$  est compris entre 0,2 et 2,5 ms, soit plusieurs ordres de grandeur supérieurs aux  $t_c$  observés par [Zhao et al., 2000] (de l'ordre de 5 à 10  $\mu$ s). Cet écart est vraisemblablement dû à une dynamique de chauffe plus rapide dans les essais effectués par [Zhao et al., 2000]. Toutefois, les deux travaux présentent le même type de décroissance de  $t_c$  en fonction de l'énergie déposée.

Pour résumer,  $\Delta t$  présente une décroissance exponentielle jusqu'à une valeur de  $\Theta$  égale à  $\Theta_1$ . À partir de cette valeur,  $\Delta t$  est stable en fonction de  $\Theta$  et l'augmentation de  $dP/dt$  observée sur la figure 5.8 est due à une augmentation de la pression maximale en fonction de  $\Theta$ , même si cette augmentation n'est pas évidente sur la figure 5.6.

<sup>3</sup>cf. section 1.3.3

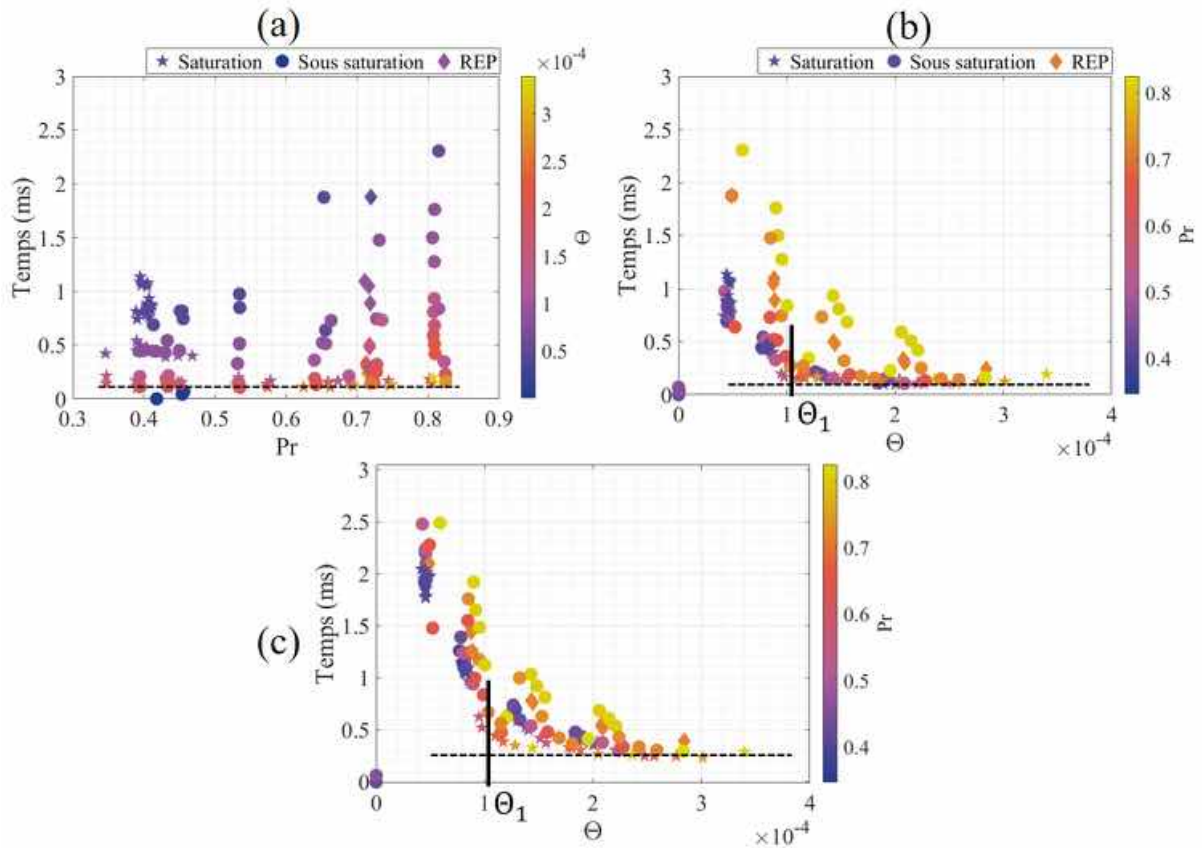


Figure 5.9: (a) & (b)-Temps de croissance du premier pic de pression en fonction de la pression réduite et de  $\Theta$ . (c)-Retard entre le pic de puissance maximale (début du dépôt d'énergie) et l'instant de surpression maximale

### 5.3 Échanges thermiques aux premiers instants

On souhaite estimer l'intensité du transfert de chaleur paroi/liquide sur les premiers instants du transitoire. On considère le bilan d'énergie au sein de l'élément chauffant de température  $T$  et on définit le flux surfacique  $\phi$  de ce transfert et le coefficient de transfert  $h$  correspondant :

$$S_{ext}\phi = hS_{ext}(T - T_i) = UI - m_w c_{p,w} \frac{\partial T}{\partial t} \quad (5.3)$$

Où  $UI$  est la puissance déposée dans l'élément chauffant. Sans échange avec le fluide, cette puissance correspond à un échauffement adiabatique de la paroi. On pose alors,  $UI = m_w c_{p,w} (\partial T_{adiab} / \partial t)$  et le flux surfacique s'exprime ainsi,

$$\phi = \frac{m_w c_{p,w}}{S_{ext}} \frac{\partial (T_{adiab} - T)}{\partial t} \quad (5.4)$$

Où  $m_w$ ,  $c_{p,w}$  et  $S_{ext}$  sont respectivement la masse ( $10,8 \times 10^{-3}$  kg), la chaleur spécifique et la surface extérieure ( $3,9 \times 10^{-3}$  m<sup>2</sup>) du tungstène.  $T_{adiab}$ ,  $T$  et  $T_i$  sont respectivement la température adiabatique de l'élément (sous l'hypothèse d'aucun échange avec l'extérieur), la température du tungstène (estimée à l'aide de la résistance) et la température du liquide entourant l'élément chauffant.

Afin de calculer, le flux  $\phi$  ou son coefficient d'échange associé, il est nécessaire de déterminer l'évolution temporelle des températures  $T_{adiab}$  et  $T$  pour l'ensemble des essais.

### 5.3.1 Estimation de la température aux premiers instants

La figure 5.10 donne à voir, pour un essai dans les conditions  $(P_i, T_i, E)=(4,2 \text{ MPa} ; 280 \text{ K} ; 226 \text{ J})$ , l'évolution de la température de l'élément chauffant ( $T$ ) et de sa température adiabatique ( $T_{adiab}$ ) durant les 20 premières millisecondes de l'essai. Ces deux températures ont une croissance comprise entre 280 et 400 K pour  $T$  et entre 280 et 435 K pour  $T_{adiab}$ . Les chutes brusques de la température  $T$  sont dues à des contacts électriques entre les différentes parties de l'élément chauffant. Ils sont considérés peu influents dans l'analyse de la température.

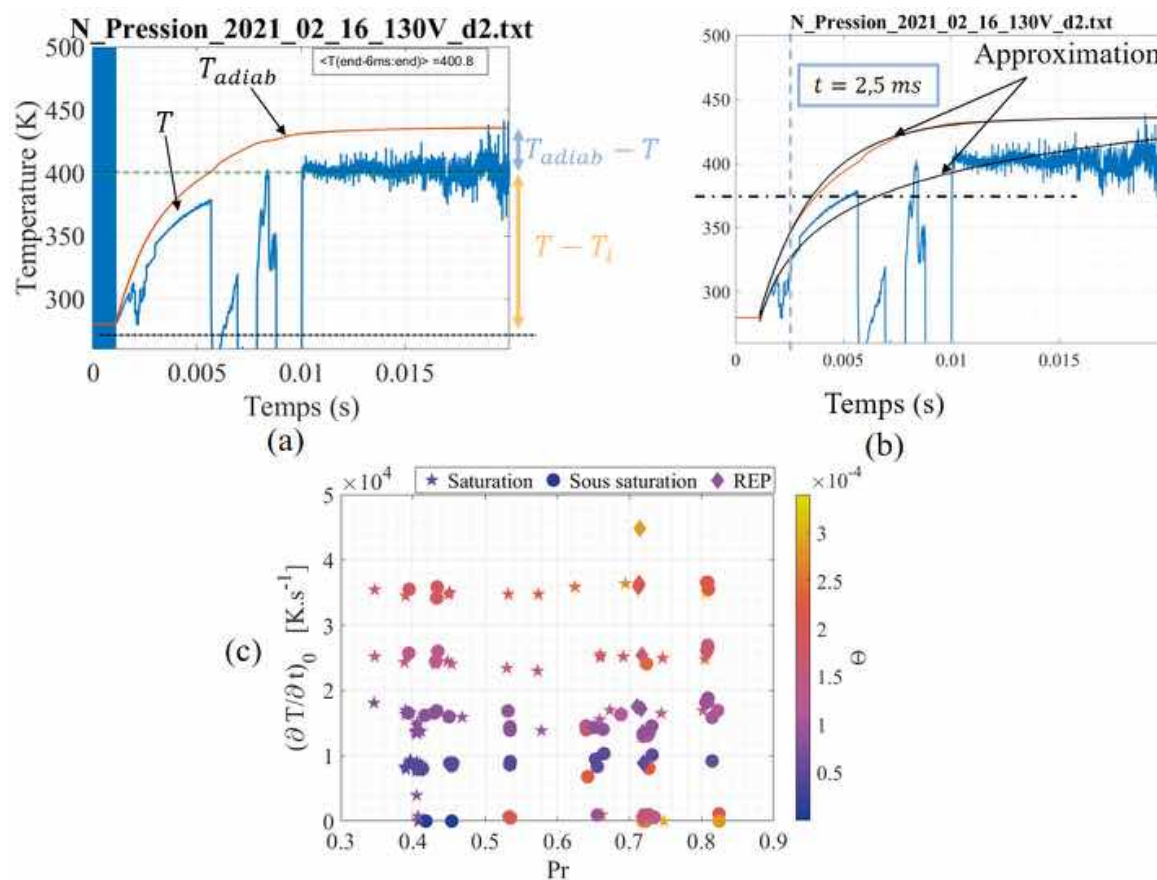


Figure 5.10: (a) Température de l'élément chauffant ( $T$ ) et de son équivalent adiabatique ( $T_{adiab}$ )- (b) Approximations en puissance et exponentielle de la température de l'élément chauffant et de la température adiabatique. (c)- Moyenne de taux d'accroissement de la température ( $T$ ) sur les 2,5 premières millisecondes du transitoire

Pour analyser l'intensité des transferts sur l'ensemble de la période, il est nécessaire de reconstruire une évolution régulière de la température. Pour cela, nous utilisons des fonctions puissances qui approximent les premiers instants du transitoire. La figure 5.10-(b) présente l'accord des estimations avec les courbes de température. Jusqu'à  $t=2,5 \text{ ms}$ , l'approximation proposée présente une bonne approximation de la température ( $T$ ) malgré la chute brusque de cette dernière autour de 2 ms. Après 2,5 ms, l'approximation en

puissance sous-estime significativement la puissance et ne peut donc plus être utilisée en toute confiance.

La température  $T_{adiab}$  est quant à elle parfaitement estimée sur l'ensemble du transitoire à l'aide d'une approximation composée de fonctions exponentielles.

Enfin, la figure 5.10-(c) présente la moyenne du taux d'accroissement de la température ( $T$ ) sur les 2,5 premières millisecondes du transitoire. Ce taux d'accroissement est compris entre  $0,6 \times 10^4$  et  $4 \times 10^4 \text{ K.s}^{-1}$ . Ces valeurs sont ainsi plus faibles que celles obtenues lors de vaporisations explosives où  $\partial T/\partial t \simeq 50 \times 10^6 \text{ K.s}^{-1}$ , valeurs obtenues par [Glod et al., 2002] (cf. section 1.3.3). Ces plus faibles taux d'échauffement peuvent expliquer les différences d'ordre de grandeur observées pour les taux d'accroissement de la pression entre les essais réalisés dans EDITE et ceux effectués par [Glod et al., 2002] ou [Zhao et al., 2000] (cf. figure 5.8).

Le taux d'accroissement de la température aux premiers instants est fortement dépendant de  $\Theta$  car il dépend de l'énergie déposée dans l'élément chauffant (la constante de temps de dépôt est la même pour tous les essais). Néanmoins, il est peu dépendant de la pression réduite. Ainsi afin d'augmenter le taux d'accroissement de la température, il est nécessaire d'augmenter l'énergie déposée dans l'élément chauffant.

### 5.3.2 Instants précédant le pic de pression

L'estimation de la température permet de calculer le flux surfacique transmis au fluide aux tout premiers instants, c.-à-d.  $t \leq 2,5 \text{ ms}$ , à l'aide de l'équation 5.4. Cette estimation de flux est représentée en fonction de l'écart à la saturation<sup>4</sup>  $\Delta T$  sur la figure 5.11. Le nombre d'essais présenté est limité pour des questions de lisibilité. Toutefois, les tendances présentées sur la figure sont cohérentes avec l'ensemble des essais.

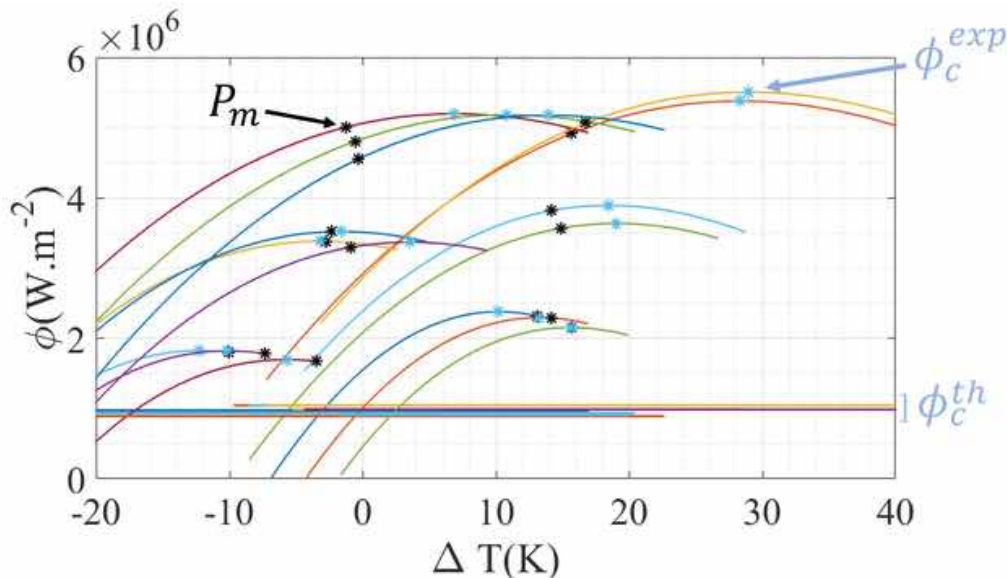


Figure 5.11: Flux surfacique en fonction de l'écart de température par rapport à la saturation. Les niveaux de flux critique surfacique ( $\phi_c$ ) et le  $\Delta t$  d'occurrence du pic de pression maximal ( $P_m$ ) sont repérés.

Le flux surfacique présente une évolution polynomiale : il croît, atteint un maximum,

<sup>4</sup>Cette représentation est équivalente à celle utilisée par Nukiyama, cf. figure 1.6

puis entame une décroissance. Cette évolution semble caractéristique de la succession d'un régime d'ébullition nucléée (augmentation du coefficient d'échange avec la température), suivi d'ébullition en film (diminution du flux en fonction la température). Le maximum de  $\phi$  est interprété comme le flux critique de chaque essai considéré. Les flux observés sont compris entre  $1,8 \times 10^6 \text{ W.m}^{-2}$  et  $5,5 \times 10^6 \text{ W.m}^{-2}$ , ce qui est cohérent avec ceux observés aux premiers instants sur l'essai considéré dans le chapitre 3, cf. section 3.4.

Afin de comparer les flux calculés avec la littérature, nous avons placé les flux critiques calculés à l'aide des corrélations considérées dans l'annexe C. Ces flux critiques, notés  $\phi_c^{th}$  sur la figure 5.11 (droites horizontales) sont de l'ordre de  $1 \times 10^6 \text{ W.m}^{-2}$ . Ces valeurs sont bien en deçà de celles calculées avec les transitoires de température (d'un facteur 2 à 6),  $\phi_c^{exp}$ . Cet écart peut-être s'expliquer par le caractère transitoire du développement de l'ébullition lors d'un essai, le flux critique des corrélations correspondant aux conditions limites de maintien d'une ébullition nucléée stationnaire.

La figure 5.11 donne à voir des valeurs de  $\Delta T$  comprises entre -20 et 40 K. Un flux critique se produisant pour une valeur négative de  $\Delta T$  n'est pas physique car cela concéderait que l'ébullition se produit avant la température de saturation. Cette figure est donc à considérer avec beaucoup de précaution car elle semble présenter une erreur dans l'estimation de  $L/s$  ou une mauvaise est des pertes thermiques lors de la décharge. Ces deux effets peuvent modifier le calcul de la température et ainsi insérer une erreur dans cette dernière.

L'analyse du flux transmis au fluide lors des premiers instants du transitoire indique que le flux transféré au fluide au moment du maximum de pression est proche d'un maximum du flux calculé à l'aide des relevés de pression. Cette valeur maximale de flux est 2 à 6 fois supérieure à celle calculée à l'aide de la littérature (cf. annexe C). Cette estimation sur les tout premiers instants est limitée par l'approximation de la température par une fonction puissance qui n'est plus valable lorsque  $t > 2,5 \text{ ms}$ . Pour pallier cela, la partie suivante s'attache à calculer un coefficient d'échange global durant le transitoire.

### 5.3.3 Échanges thermiques globaux

On cherche à estimer une valeur moyenne du coefficient d'échange sur la durée du transitoire. Sur la figure 5.10-(a) est tracée la température calculée à l'aide de la résistance et la température adiabatique du tungstène en fonction du temps. La température du tungstène croit de manière quasi monotone sur les 10 premières millisecondes avant de se stabiliser autour d'une valeur moyenne. Cette tendance s'observe sur la majorité des essais analysés. On définit cette température moyenne  $T_m$ . On note par ailleurs  $T_{adiab}$  la valeur asymptotique. Le coefficient d'échange moyen sur les 20 premières millisecondes se calcule alors comme suit,

$$h_{m,20} = \frac{m_w c_{p,w}}{S_{ext}(T_m - T_i)} \frac{T_{adiab} - T_m}{20 \times 10^{-3}} \quad (5.5)$$

Le coefficient moyen est tracé pour l'ensemble des essais en fonction de  $\Theta$  et de  $Ja$  sur la figure 5.12-(a). Pour de faibles valeurs de  $\Theta$  (à gauche de la droite en pointillés verticaux), le coefficient d'échange  $h_{m,20}$  est fortement dispersé. Si l'on restreint l'analyse aux points à droite de la droite verticale tracée en pointillés<sup>5</sup>, le coefficient d'échange est initialement égal à  $1,1 \times 10^4 \text{ W.K}^{-1}.\text{m}^{-2}$  et décroît (pointillés bleus) jusqu'à un minimum

<sup>5</sup>Ce qui élimine les points fortement dispersés



atteint pour  $\Theta \sim \Theta_1$  et égal à  $3 \times 10^3 \text{ W.K}^{-1}.\text{m}^{-2}$ . À partir de cette valeur, il entame une lente croissance jusque  $7,5 \times 10^3 \text{ W.K}^{-1}.\text{m}^{-2}$  (pointillés obliques noirs).

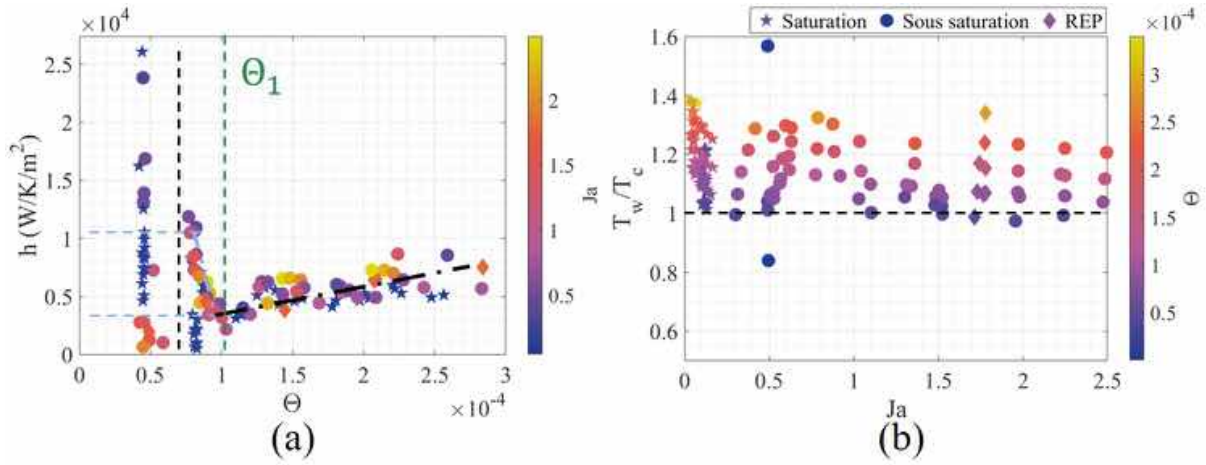


Figure 5.12: (a)-Coefficient d'échange moyen en fonction de  $\Theta$  et de  $Ja$ . (b)-Rapport entre la température du tungstène au bout de 0,01 s et de la température au moment du flux critique en fonction du Jakob et de  $\Theta$ .

La figure 5.12-(b) donne à voir le rapport entre la température atteinte par le tungstène au bout de 20 ms et la température que le tungstène atteint au moment du flux critique. Pour calculer cette dernière température ( $T_c$ ), nous égalisons  $\phi_n^{(1)}(T_c) = \phi_{max}^{(6)}$ . Où  $\phi_n^{(1)}$  est le flux d'ébullition nucléée calculée à l'aide de la corrélation de [Rohsenow, 1951], issue de [Carey, 2020] et  $\phi_{max}^{(6)}$  est la corrélation de flux critique calculée développée par Zuber et issue de [Carey, 2020]<sup>6</sup>. La figure montre que pour l'ensemble des essais, ce rapport est indépendant du nombre de Jakob mais proportionnel à  $\Theta$ . Ceci est tout à fait naturel car  $\Delta T_w = T_w - T_i$  est proportionnel à l'énergie déposée et donc à  $\Theta$ . De plus,  $T_w/T_c \geq 1$  ce qui justifie qu'au bout de 20 ms, l'ébullition est en film pour une durée d'autant plus importante que  $\Theta$  est grand. Ainsi, le rapport  $T_w/T_c$  n'est utilisé que comme indicateur d'un passage de l'ébullition nucléée à l'ébullition en film.

La figure 5.13 compare l'évolution de coefficient d'échange observée sur la figure 5.12-(a) avec celle du coefficient d'échange critique issue de la littérature. Seule la corrélation de Helmholtz concernant la crise d'ébullition est considérée ici (cf. équation C.9 en annexe C). Nous faisons ce choix car les autres corrélations présentent la même tendance en fonction de  $\Theta$  et ne diffèrent de celle retenue que par leur valeur. Le coefficient d'échange  $h_c$  ainsi estimé par corrélation est dépendant de la pression car  $h_c$  est proportionnel à  $\rho_v \mathcal{L} (\rho_l - \rho_v)^\alpha$  ( $\alpha$  dépendant de la corrélation utilisée).

Pour  $\Theta < \Theta_1$ , la décroissance du coefficient d'échange expérimental avec  $\Theta$  est cohérente avec celle du coefficient d'échange lors de la crise d'ébullition. En effet, la distance entre les deux courbes est constante durant cette phase, cela est mis en évidence par les doubles flèches de couleur verte. Pour cette phase,  $h$  semble corrélé avec  $h_c$  et, par ailleurs,  $T_w$  est proche de  $T_c$ .

Pour  $\Theta > \Theta_1$ , la tendance s'inverse : le coefficient d'échange croît avec  $\Theta$  tandis que le coefficient d'échange critique est décroissant avec  $\Theta$ .  $h$  semble décorrélé à  $h_c$ . Avec

<sup>6</sup>Les corrélations caractérisant les différents régimes d'ébullition sont présentées en annexe C

$T_w/T_c > 1$ , il n'y plus de raison d'avoir un comportement proche du régime d'ébullition critique.

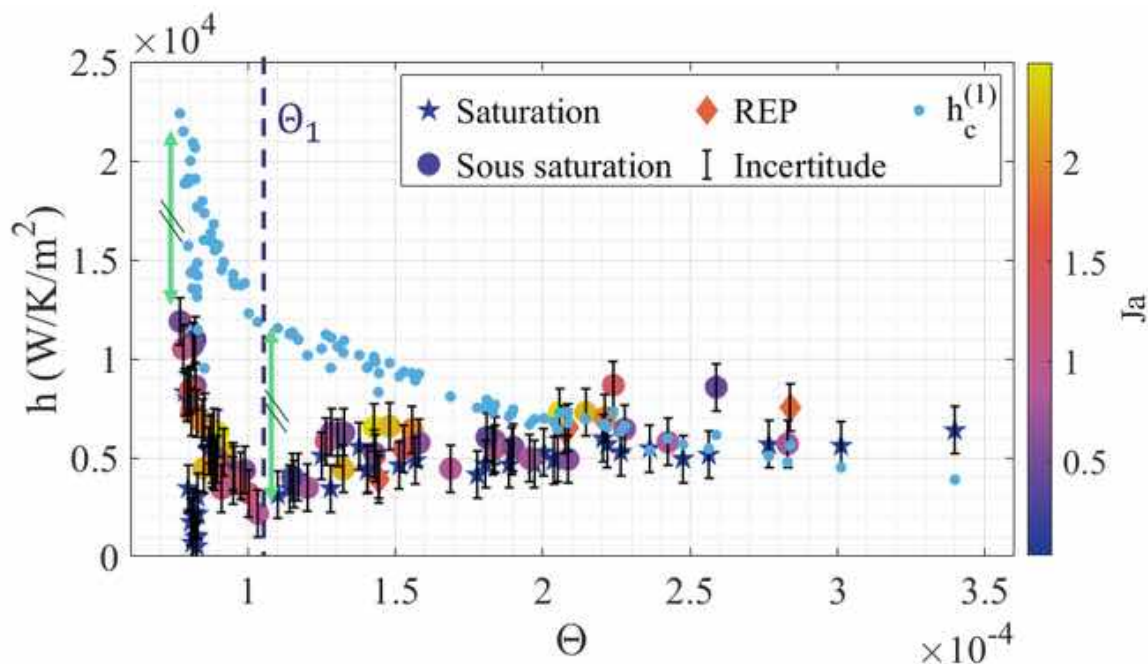


Figure 5.13: Coefficient d'échange calculé sur les 20 premières millisecondes et comparé aux coefficients d'échanges lors du flux critique, cf. annexe C

## 5.4 Quantité de vapeur créée

Le volume de vapeur créée ( $V_v$ ) lors des essais est présenté sur la figure 5.14. Sur la sous-figure 5.14-(a), le volume de vapeur créée est comparé au volume de vapeur créable qui est le ratio entre l'énergie et la différence d'enthalpie massique entre l'état initial et la vapeur (créée à pression constante). La quantité de vapeur créable est une limite hypothétique du volume de vapeur qui peut être générée avec une certaine énergie  $E$  déposée dans le fluide. Sur la figure est tracée la fonction affine d'équation  $y = x$  qui montre que la quantité de vapeur réellement générée est majoritairement plus faible que la quantité hypothétique. Cette différence peut s'expliquer par le fait que la vapeur créée peut avoir une température supérieure à la température de saturation et donc que toute l'énergie n'a pas servi qu'à générer de la vapeur. De plus, cet écart peut aussi être dû à un manque de précision dans l'estimation des grandeurs thermodynamiques dans l'hypothèse de compression adiabatique du ciel de gaz.

De manière générale, le volume de vapeur créée est relativement faible, c.-à-d. quelques  $\text{cm}^3$ , vis-à-vis des volumes utilisés dans des essais d'explosion vapeur (BLEVE) ou que celui créé lors des essais JMH-5 ou TK-2<sup>7</sup>. Durant ces derniers essais, le volume de vapeur créé est égal à 391 et 785  $\text{cm}^3$ , respectivement. Cela s'explique par le fait que la quantité d'énergie déposée dans le fluide est plus importante pour les essais japonais que dans les essais présentés ici.

<sup>7</sup>cf. section 1.4.1



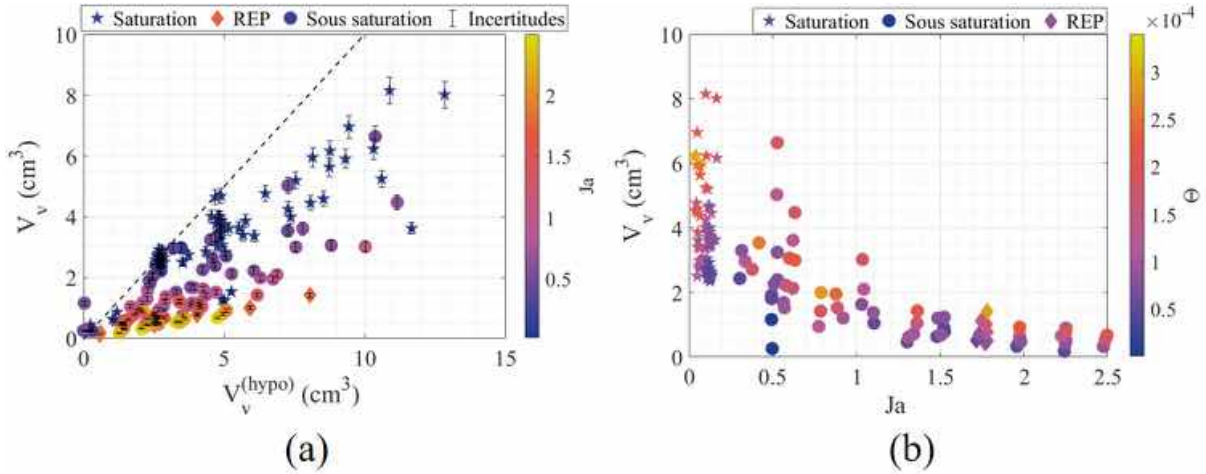


Figure 5.14: Volume de vapeur créée en fonction du volume de vapeur hypothétique (a) et du nombre de Jakob (b)

Si l'on considère la figure 5.14-(b), le volume de vapeur créée décroît avec le nombre de Jakob. Le nombre de Jakob étant le rapport entre la chaleur sensible et la chaleur latente, son augmentation traduit l'importance accrue de la chaleur sensible vis à vis de la chaleur latente. Dans ce cas, il faudrait déposer une plus grande quantité d'énergie pour vaporiser la même quantité de fluide. Il est donc justifié que  $V_v$  diminue avec le nombre de Jakob.

Ensuite, la figure 5.15-(a) présente la masse de vapeur créée en fonction du nombre de Jakob et  $\Theta$ . La masse de vapeur créée est décroissante avec le nombre de Jakob et le nombre  $\Theta$ . L'influence du nombre de Jakob est la même que pour le volume, car  $m_v = V_v \times \rho_v$  et  $\rho_v$  est constante vis-à-vis du nombre de Jakob (elle est majoritairement dépendante de la pression). La masse de vapeur générée est inférieure au gramme.

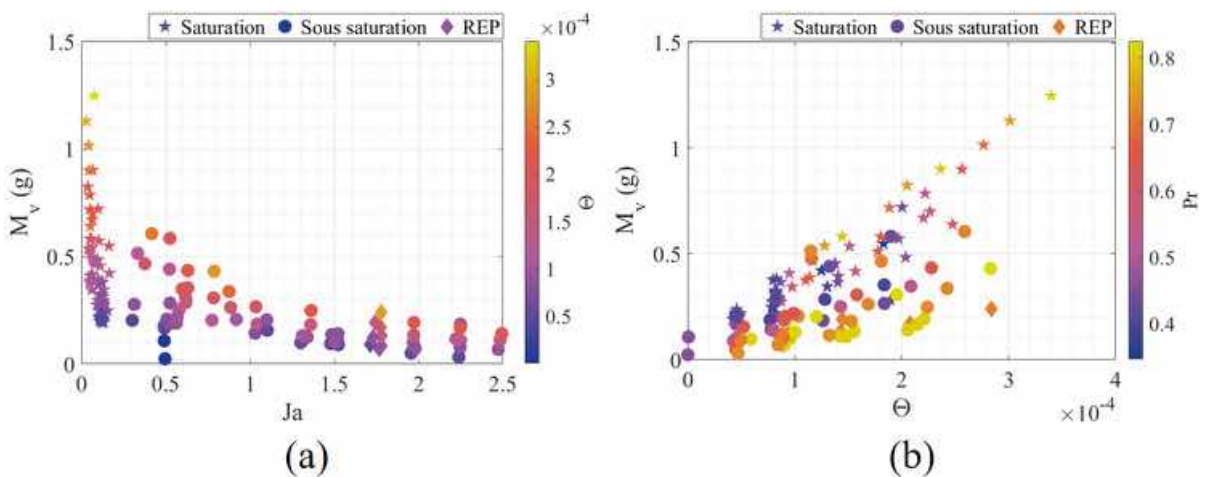


Figure 5.15: Masse de vapeur créée en fonction du nombre de Jakob et de  $\Theta$  (a) et en fonction de  $\Theta$  et de la pression réduite (b)

Concernant  $\Theta$ , l'augmentation de  $\Theta$  augmente la masse de vapeur créée comme observ-

able sur la figure 5.15-(b). Considérons alors un même nombre de Jakob, typiquement les points à saturation représentés par des étoiles, la masse de vapeur créée est proportionnelle à  $\Theta$  car ce nombre traduit un ratio entre une masse de vapeur créable et une masse de fluide fictive (constante pour l'ensemble des essais). Ainsi, plus  $\Theta$  augmente, plus importante est la masse de vapeur que l'essai peut générer. Toutefois, si l'on observe le volume de vapeur (figure 5.14-(b)), cette évolution en fonction de  $\Theta$  est moins évidente. Cela est dû à l'augmentation du rapport  $\rho_v/\rho_l$  avec la pression réduite (et donc implicitement avec  $\Theta$ ), cf. figure 5.3-(a). Enfin, la pression réduite ne présente pas d'influence majeure sur la masse de vapeur créée (gradient de couleur de la figure 5.14-(b)).

Malgré la faible quantité de vapeur générée, le travail mécanique généré n'est pas négligeable. La partie suivante s'attache à l'interprétation du travail mécanique généré.

## 5.5 Travail mécanique produit

Le travail mécanique ( $\Delta W$ ) est le travail de la force de compression exercée par la création de vapeur ( $\Delta V$ ) sous une pression  $P_i$ . Cette quantité est calculée comme suit,

$$\Delta W = P_i \Delta V \quad (5.6)$$

Le travail mécanique généré par la création de vapeur est tracé sur la figure 5.16.

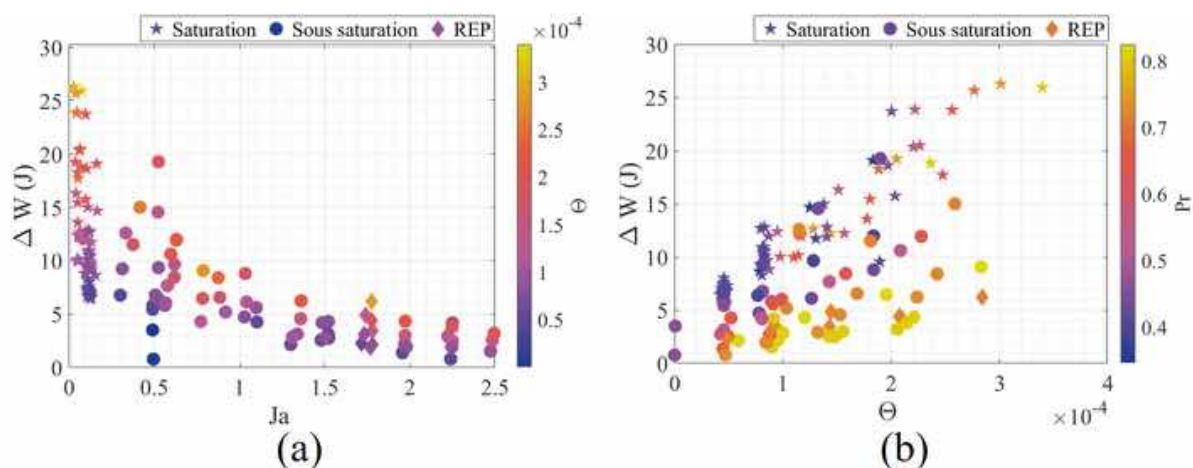


Figure 5.16: Travail mécanique généré par les essais réalisés

Ce travail est de l'ordre de la dizaine de joules, ce qui est faible lorsque comparé au travail mécanique généré par une explosion vapeur, type BLEVE. Typiquement, le travail mécanique généré par l'ouverture d'une bouteille de 49 L contenant du  $CO_2$  liquide à saturation génère un travail mécanique d'environ 0,63 MJ, cf. section 1.2. Si l'on considère le travail maximal généré durant l'ensemble des essais, c.-à-d. 25 J, il est équivalent à celui généré par l'expansion isentropique de 0,4 g de  $CO_2$  liquide maintenu à des conditions de saturation équivalentes, c.-à-d. à (2,91 MPa ; 266,5 K)<sup>8</sup>. Cet ordre de grandeur de masse considérée est inférieure d'un facteur 3 à celle impliquée dans la vaporisation (cf. figure 5.15), car le cas des BLEVE constitue un cas limite d'expansion et de vaporisation du liquide.

<sup>8</sup>cf. figure 1.5

Le travail mécanique généré est décroissant avec  $Ja$  (figure 5.16-(a)) et croissant avec  $\Theta$  (figure 5.16-(b)). Cela est majoritairement dû au fait que la quantité de vapeur créée suit les mêmes évolutions en fonction de  $Ja$  et  $\Theta$ . De plus, la pression réduite ne présente pas d'influence significative sur le travail mécanique généré.

## 5.6 Taux de conversion

Le taux de conversion est la quantité suivante,

$$\eta = \frac{\Delta W}{E} = \frac{|P_i \times \Delta V|}{\int_0^{+\infty} U(t) \times I(t) dt} \quad (5.7)$$

Où  $\Delta W$ ,  $P_i$  et  $\Delta V$  sont respectivement l'énergie mécanique produite par la création de vapeur (J), la pression du liquide (Pa) et l'augmentation de volume net ( $\text{m}^3$ ).  $E$ ,  $U$ ,  $I$  sont respectivement l'énergie thermique totale déposée (J), la tension (V) et l'intensité (A) électrique délivrées à l'élément chauffant.

Le taux de conversion compare l'énergie mécanique générée par la création de vapeur transitoire et l'énergie déposée dans le fluide. Ce taux de conversion est donc dépendant du nombre de Jakob au premier ordre. La figure 5.17 donne à voir  $\eta$  en fonction du nombre de Jakob et de  $\Theta$ .  $\eta$  est compris entre 1 et 15 %, soit 1,3 à 40 fois plus que les essais RIA ou de vaporisation explosive (où  $\eta$  égal 0,38 ou 0,76 en fonction des essais considérés). L'analyse de l'ensemble des essais montre que  $\eta$  est décroissant avec le nombre de Jakob et tend de manière exponentielle vers une valeur proche de 1% ou inférieure. Cette tendance permet de préciser les premières observations de [Sugiyama and Fuketa, 2000] qui n'ont pas observé de tendance significative du taux de conversion produit par une rupture de crayon de combustible lorsque la sous-saturation augmente. Toutefois, ces essais ont été réalisés à des niveaux de sous saturation élevés,  $Ja = 250$ , et ils ont donné des taux de conversion relativement faibles : 0,35 et 0,76, respectivement pour les essais JMH-5 et TK-2.

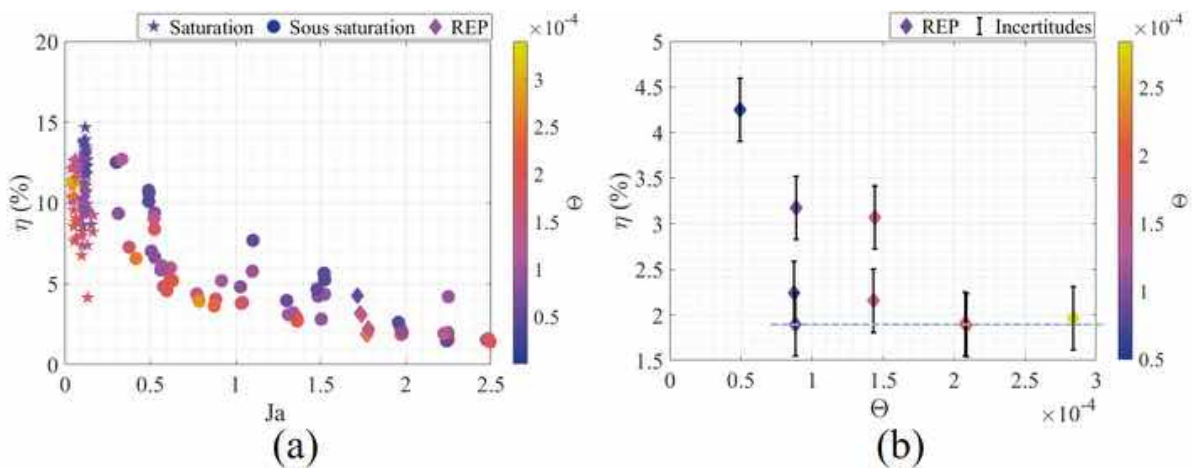


Figure 5.17: Taux de conversion entre l'énergie mécanique et thermique en fonction du nombre de Jakob et du nombre  $\Theta$

De plus, pour un même point thermodynamique, le ratio de conversion semble décroissant voir constant en fonction de l'énergie déposée. Cela est illustré sur la figure 5.17-(b),

où sont tracés les taux de conversion pour les essais réalisés sous les conditions REP. Dans ces conditions, le taux de conversion n'est pas proportionnel à l'énergie déposée dans le fluide (et donc à  $\Theta$ ) contrairement à ce qui est mis en évidence dans les essais de [Fuketa et al., 1994]<sup>9</sup>. Cela peut-être dû à une recondensation rapide de la vapeur et à un phénomène de blocage de la génération de vapeur entre les plaques.

## Conclusion

Les différentes campagnes expérimentales réalisées durant la thèse ont permis de produire plus de 200 essais à des triplets pression, température et énergie variés, c.-à-d.  $(P_i, T_i, E) \in [2,55 \text{ MPa} ; 6 \text{ MPa}] \times [-12 \text{ }^\circ\text{C} ; 22 \text{ }^\circ\text{C}] \times [70 \text{ J} ; 310 \text{ J}]$ . La variabilité significative des conditions thermodynamiques utilisées permet de dégager des tendances vis-à-vis de la phénoménologie du choc thermique étudiée. Pour étudier cela, trois nombres sans dimension sont utilisés : le nombre de Jakob ( $Ja$ ), la pression réduite ( $P_r$ ) et le nombre  $\Theta$  qui est une indication de la quantité de vapeur créée pour chaque essai.

Concernant la phénoménologie, la surpression maximale ( $P_m$ ) est de l'ordre de quelques bars et est inversement proportionnelle à la pression réduite (et donc à la pression initiale), comme observé théoriquement dans le chapitre 4 (influence de  $N_1$  sur la pression maximale). Ainsi pour une même dynamique de dépôt d'énergie (même  $\Theta$ ), la pression comprime la quantité de vapeur créée et réduit la surpression générée (la quantité de fluide déplacée). La surpression maximale est proportionnelle à  $\Theta$  jusqu'à un certain seuil  $\Theta_1$  à partir duquel cette proportionnalité est moins marquée. Cette différence de dynamique pour  $\Theta > \Theta_1$  se retrouve sur le coefficient d'échange moyen calculé pour les 20 premières millisecondes. En effet, le coefficient d'échange est décroissant avec  $\Theta$  jusque  $\Theta = \Theta_1$ , avant d'entamer une croissance lente en fonction de  $\Theta$  pour  $\Theta > \Theta_1$ . Cela semble traduire un changement de régime de transfert de chaleur au delà de l'une valeur seuil de  $\Theta$ , correspondant potentiellement à l'atteinte d'une ébullition en film. Le coefficient d'échange moyen est de l'ordre de  $5 \times 10^3 \text{ W.K}^{-1}.\text{m}^{-2}$ , ce qui est de l'ordre de grandeur de ceux obtenus pour des trempes dans de l'eau à température et pression ambiantes, cf. [Lu et al., 2013].

Le travail mécanique généré lors des essais est de l'ordre de 10 J et est strictement décroissant avec le nombre de Jakob. En effet, la quantité de vapeur créée est moins importante pour un nombre de Jakob grand. Cette tendance se retrouve pour le taux de conversion, qui est le rapport entre l'énergie mécanique générée et l'énergie thermique déposée dans le fluide. Le taux de conversion, compris entre 15% et 1%, est strictement décroissant avec le nombre de Jakob.

---

<sup>9</sup>Voir figure dans la section 1.4.1

# Chapter 6

## Discussion et perspectives

### Introduction

Cette partie présente plusieurs analyses qui s'écartent significativement de la trame du manuscrit. Ces analyses ont été menées durant la thèse, mais n'ont pu aboutir. Nous présentons ici l'avancée de la recherche menée et des perspectives d'amélioration possibles.

### 6.1 Améliorations expérimentales

#### 6.1.1 Système de visualisation

Depuis la précédente thèse ([Abbate, 2018]), plusieurs améliorations ont été apportées sur le système de visualisation : abandon de la mesure du taux de vide à l'aide de sondes à fibre optique pour une visualisation par des hublots, ajout d'une caméra avec un objectif à focale importante (zoom sur l'élément chauffant), notamment.

Malgré ces améliorations, le système actuel composé de hublots avec un diamètre vitré de 16,5 mm (cf. figure 6.1) est assez restreint vis-à-vis de la hauteur de l'élément chauffant et de la hauteur nécessaire au suivi continu du trajet des bulles après qu'elles aient quitté ce dernier. Il est donc nécessaire d'augmenter la surface vitrée au niveau de la partie basse de la section d'essai, tout en conservant un diamètre intérieur restreint, car le choc thermique doit avoir lieu dans un volume restreint. Deux types d'améliorations ont été envisagées durant la thèse :

- a. modification de la forme de la surface vitrée, comme (1) sur la figure 6.1. Une surface vitrée de forme rectangulaire ou oblongue permettrait ainsi la visualisation continue de l'intérieur de la section d'essai.
- b. modification complète de la section, comme (2) sur la figure 6.1. Une section d'essai en partie vitrée permettrait de modifier facilement les angles de prise de vue de la caméra et le type d'éclairage. De plus, cela autoriserait une visualisation continue de la section d'essai.

Ces améliorations pourraient considérablement améliorer la visualisation de la création et de l'écoulement de vapeur. Toutefois, les pièces fabriquées en séries sont destinées aux industries du vide ou aux industries travaillant à des pressions de l'ordre de 10 bar au maximum, ce qui est bien inférieur aux pressions utilisées dans l'expérience EDITE (50-60 bar). Il est donc nécessaire de dessiner et dimensionner en amont une pièce unique

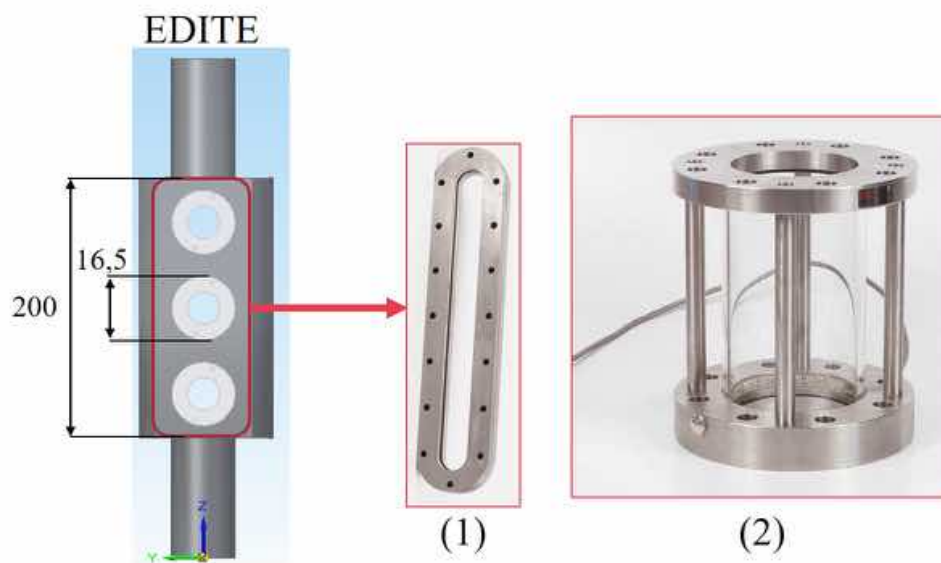


Figure 6.1: Section d'essai actuelle disposant de 6 hublots de 16,5 mm de surface vitrée (EDITE). (1) et (2) sont deux familles d'améliorations proposées, issues du catalogue de la société Gallet ([noa, ])

à l'usage de l'expérience EDITE. Cette démarche lancée en cours de thèse n'a pas pu aboutir compte tenu du temps imparti pour ce projet.

### Limites de l'élément chauffant et améliorations possibles

Au cours d'un essai, le dépôt transitoire d'énergie dans l'élément chauffant fait vibrer les plaques de tungstène dès que l'énergie déposée dépasse 100 J, d'après nos observations visuelles. Lorsque l'énergie déposée dépasse 200 J environ, la vibration est suffisamment importante pour que des plaques ou certaines lamelles composant les plaques se touchent entre elles. Cela provoque un contact électrique non voulu et modifie instantanément la résistance de l'élément, modifiant ainsi l'intensité de l'effet Joule et créant des zones de surchauffe locale. Ces contacts électriques n'ont toutefois pas d'impact significatif sur le dépôt d'énergie pour les essais présentés dans ce manuscrit, mais ils ne permettent pas d'atteindre des énergies de l'ordre du kilojoule et perturbent le calcul de la température.

Une première amélioration apportée à l'élément chauffant a été la pose d'une fine couche de pâte de céramique<sup>1</sup> qui empêche le contact électrique entre la visserie et les plaques de tungstène. Cet ajout de céramique, mis en évidence sur la figure 6.2, a permis de réaliser une vingtaine d'essais à 300 J (seuil au-delà duquel la résistance mécanique de l'élément chauffant n'est plus assurée).

Afin d'estimer les limites mécaniques de l'élément chauffant lors d'une chauffe transitoire, quelques essais ont été réalisés au-delà des limites mécaniques supposées de l'élément chauffant. Ainsi, un essai aux conditions  $(P_i, T_i, E) = (2,9 \text{ MPa} ; -6,7^\circ\text{C}, 500 \text{ J})$  a amené l'élément chauffant à sa rupture comme présenté sur la figure 6.2.

Sous l'effet des nombreux contacts électriques et vibrations, l'une des lamelles s'est nettement déformée. Sa base (rond rouge sur la figure 6.2-(a)) et toute sa longueur présentent des traces évidentes de contact électrique et mécanique (parties blanches/argentées et arrachement de matière). En considérant une vue agrandie d'une autre plaque de

<sup>1</sup>Voir sous section 2.2.2.

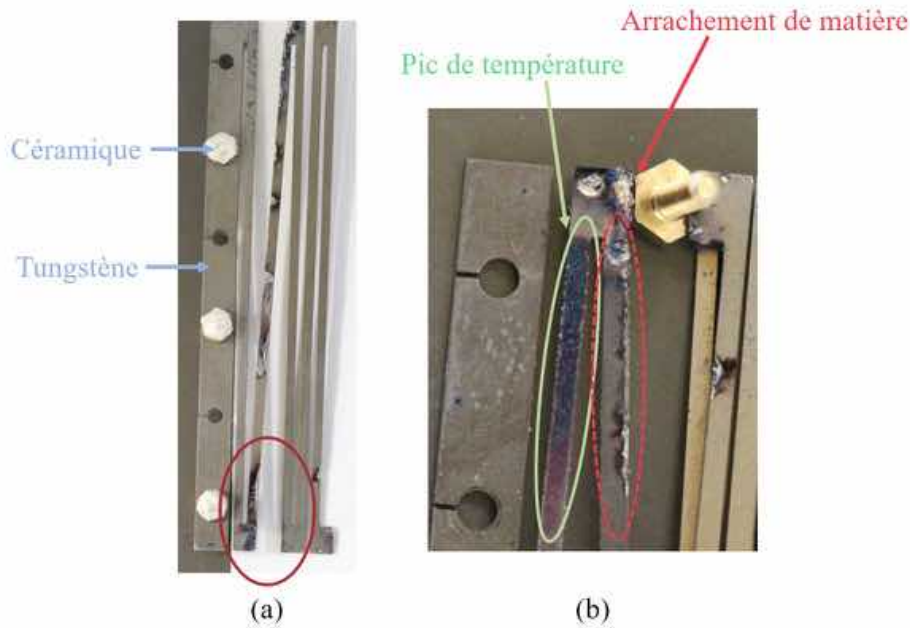


Figure 6.2: Images de portions de l'élément chauffant après un essai à 500 J.

tungstène, on constate des déformations importantes des lamelles, c.-à-d. les lamelles ne sont plus parallèles. La première lamelle présente une zone de fort gradient de température (*Pic de température* sur la figure) qui rappelle les modifications du tungstène bobiné, lorsqu'observé au microscope<sup>2</sup>. Cette modification de la surface du tungstène indique une zone de surchauffe significative. De plus, à la base de cette lamelle, des points d'arrachement sont visibles sur la partie terminale, mais aussi le long de la seconde lamelle (forme ovale en pointillés rouges).

Afin d'atteindre des énergies déposées dans le fluide de l'ordre de 1 kJ (valeur de dimensionnement du banc expérimental), il est nécessaire de restreindre les vibrations de l'élément chauffant. Pour cela, il est possible de précontraindre les plaques de tungstène à l'aide de dispositif solide en céramique (ou en un autre matériau non conducteur et neutre vis-à-vis du  $CO_2$  liquide). Malgré la réflexion menée sur ce point, nous n'avons pas encore abouti à un design réalisable techniquement et qui n'obstrue pas de manière importante la section d'essai.

## 6.2 Analyse fréquentielle des signaux de surpression

### 6.2.1 Principe de calcul

L'objectif de l'analyse fréquentielle des signaux de surpression est de mettre en évidence des fréquences remarquables et d'en comprendre les possibles modifications en fonction des conditions d'essai. La surpression générée lors du choc thermique est un signal complexe : elle est composée d'un premier pic, puis d'une oscillation dont l'amplitude est délimitée par une décroissance exponentielle (voir chapitre 3). Une analyse classique par transformée de Fourier n'est donc pas pertinente. Nous utilisons alors une transformée continue en ondelettes. Cela consiste à effectuer le produit scalaire entre une fenêtre tem-

<sup>2</sup>Voir l'annexe A



porelle du signal déplacée de manière continue sur la temporalité du signal et une famille d'ondelettes. Cette analyse permet de déterminer l'évolution temporelle des fréquences contenues dans le signal.

Le principe de cette méthode, décrite dans [Mallat, 2008] (chapitre 6-7), est présenté sur la figure 6.3. Cette dernière utilise le signal P1 de l'essai présenté dans le chapitre 3 et la famille d'ondelettes appelée "Chapeau mexicain" qui est le négatif normalisé de la dérivée seconde d'une fonction gaussienne. La surpression est normalisée en amplitude avec  $P_{1,m}$  (surpression maximale) et décalée de 0,2s afin de faciliter la représentation graphique.

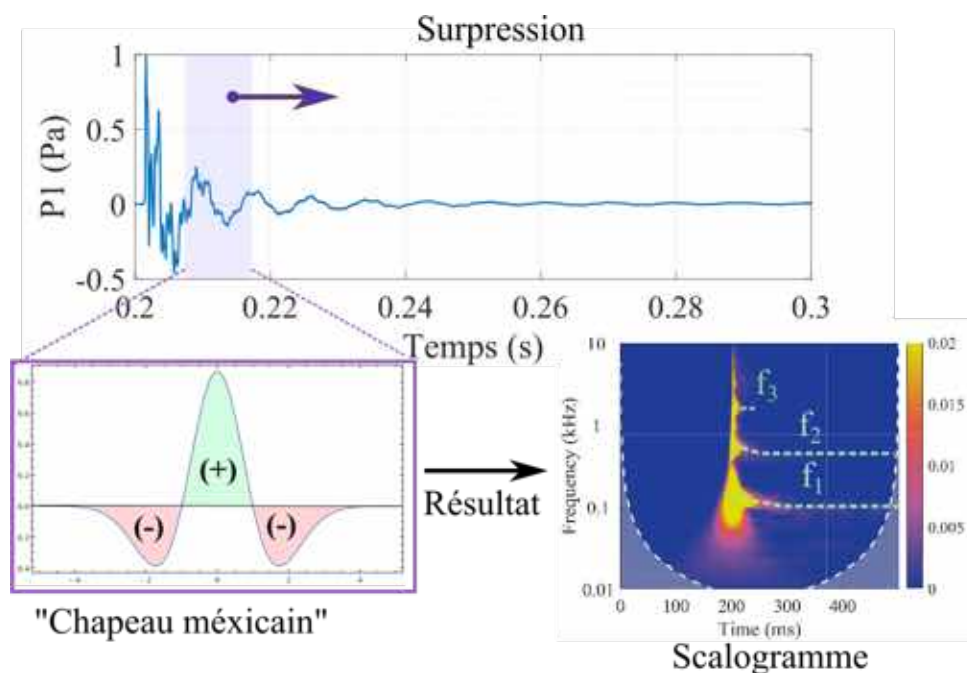


Figure 6.3: Principe de décomposition en ondelettes de manière continue

Le résultat de cette transformée est donné sous forme de scalogramme qui est un graphique ayant pour abscisse le temps, pour ordonnée la fréquence calculée et pour élévation (gradient de couleurs) l'intensité du produit scalaire. Les fréquences calculées sont restreintes entre 10 Hz et 10 KHz. Le pic de pression délimite une verticale nette à  $t = 200$  ms, puis, pour  $t > 200$  ms, deux signaux principaux sont mis en évidence. Le premier dont la fréquence  $f_1$  diminue d'environ 125 Hz à 100 Hz pour  $t > 290$  ms. Le second voit sa fréquence  $f_2$  diminuer d'environ 560 Hz à 500 Hz pour  $t > 250$  ms. Une dernière fréquence ( $f_3$ ) autour de 1,5 kHz est repérable, mais elle semble trop brève pour être considérée comme autre chose que du bruit de mesure, ou un résidu du pic de pression.

### 6.2.2 Limites du travail effectué

Cette analyse fréquentielle a été menée sur l'ensemble des essais. Dans la majorité des cas, les fréquences  $f_1$  et  $f_2$  se retrouvent sur les scalogrammes. Toutefois, leurs valeurs varient d'un essai à l'autre. Cela est présenté sur la figure 6.4 où les scalogrammes de deux essais aux conditions initiales différentes (sauf l'énergie déposée qui est la même) sont donnés. Le premier essai a été effectué à (5,5 MPa ; 19 °C) et présente une fréquence principale à 80 Hz, puis trois/quatre fréquences qui se répartissent entre 0,35 kHz (pic le



plus marqué) et 2,5 kHz. Le second essai a été effectué à (5,8 MPa ; -12 °C) et présente une fréquence principale à 180 Hz, puis une fréquence remarquable à 0,7 kHz.

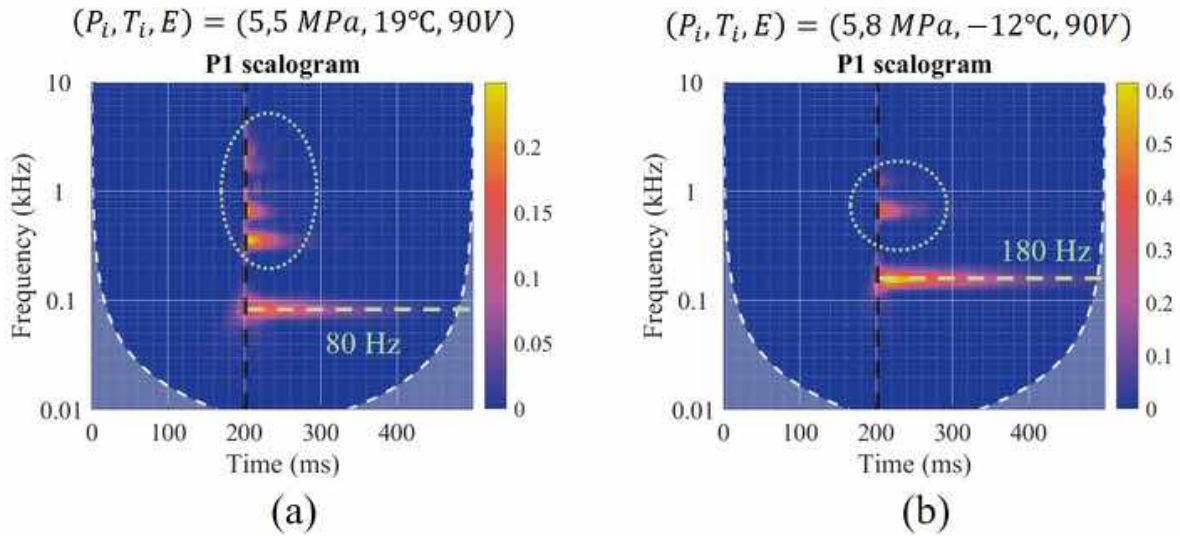


Figure 6.4: Scalogramme pour le signal P1 à différentes conditions. (a)-(5,5 MPa ; 19 °C) et (b)-(5,8 MPa ; -12 °C)

La comparaison entre ces deux essais montre une différence significative sur la fréquence porteuse ( $f_1$ ) qui varie de 100 Hz entre les deux essais. De plus, les fréquences supérieures observées ( $f_2$ ,  $f_3$ ) sont différentes et plus ou moins marquées en fonction de l'essai considéré.

Le travail réalisé n'a pas permis d'identifier une tendance entre les fréquences et les conditions de l'essai. Néanmoins, ces fréquences sont nécessairement reliées à la dynamique du liquide au sein du dispositif et l'analyse du mouvement oscillatoire des bulles sur les plaques lors de la phase de création de vapeur (cf. section 3.2) a révélé le couplage entre les phénomènes. Pour approfondir la compréhension des oscillations du signal, il serait pertinent d'étudier l'évolution de la pression au sein d'une masse de liquide dans la géométrie du dispositif. Pour ce faire, on pourrait considérer une étude de type simulation numérique à l'aide d'un logiciel de CFD pour les écoulements compressibles. Une étude consisterait en l'analyse fréquentielle du signal de pression dans la colonne liquide suite à une excitation de type pulsée à l'endroit de l'élément chauffant, et ce pour différentes conditions thermodynamiques du  $\text{CO}_2$ . La comparaison avec le contenu fréquentiel des signaux expérimentaux permettrait d'attribuer ou non une origine purement acoustique au phénomène oscillatoire observé.

## 6.3 Oscillations de pression dans le ciel de gaz

### 6.3.1 Introduction

Lors de la plupart des essais, des oscillations de pression dans le ciel de gaz (enregistrées par P3) sont observées. Cela est illustré sur la figure 6.5 qui donne à voir la pression dans le ciel de gaz pour l'essai traité dans le chapitre 3. De la surpression mesurée dans le ciel de gaz (P3), il est possible d'extraire une portion restreinte (doubles flèches bleues, sous figure 6.5-(b)) pour mettre en évidence les oscillations en questions. Le signal porteur de ces dernières a une fréquence environ égale à 27 Hz, comme illustré par le scalogramme-(a).

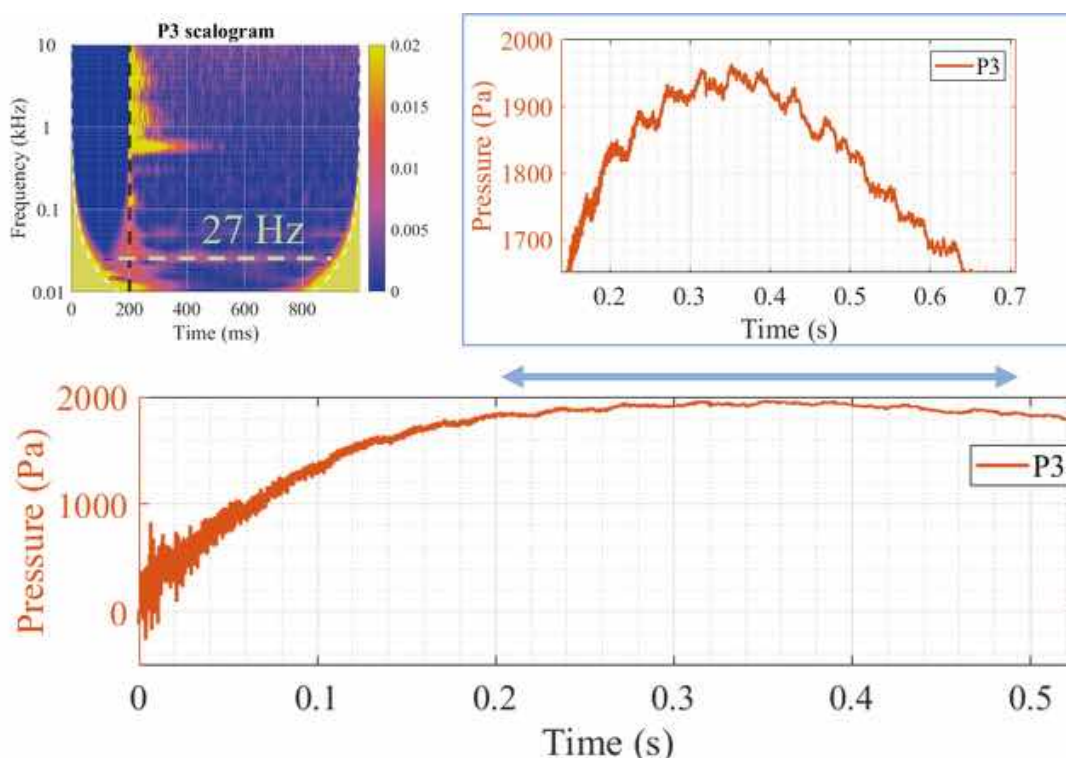


Figure 6.5: Analyse du signal de pression au sein du ciel de gaz.

Une interprétation possible de ces oscillations correspond à une variation couplée de volume et de pression entre le gaz du ciel et la masse de vapeur générée en partie basse de la section d'essai (au niveau de l'élément chauffant). On fait alors l'analogie avec les travaux de [Duluc et al., 2009] qui étudient la réponse dynamique d'un système constitué de deux masses de gaz séparées par un piston de liquide incompressible. Au départ à l'équilibre, une augmentation (ou diminution) de pression dans l'une des deux régions gazeuses provoque un mouvement oscillatoire amorti du piston liquide. Les parties suivantes s'attachent à extrapoler les travaux de [Duluc et al., 2009] pour expliquer les oscillations observées sur le signal de pression.

### 6.3.2 Équations bilans générales

#### Bilan de quantité de mouvement

On établit ici l'équation de bilan de quantité de mouvement à la base de l'écriture de la dynamique du piston liquide considéré comme incompressible. Pour cela, on doit se ramener à un problème de base, à savoir la dynamique d'un fluide s'écoulant dans une section de circuit à géométrie donnée. On écrit alors l'équation du mouvement local du fluide,

$$\rho_l \frac{D\vec{v}}{Dt} = -\nabla P + \rho_l \vec{g} - \nabla \cdot (\bar{\tau}) \quad (6.1)$$

où  $D/Dt$  est la dérivée particulaire,  $\rho_l$  est la masse volumique du réfrigérant liquide (considérée à la pression et à la température initiales du réfrigérant),  $\vec{v}$  la vitesse,  $P$  la pression,  $\vec{g}$  l'accélération gravitationnelle,  $\bar{\tau}$  le tenseur des contraintes visqueuses<sup>3</sup>.

#### Bilan d'énergie mécanique

À partir de l'équation du bilan local de quantité de mouvement on déduit une équation bilan de l'énergie mécanique : on multiplie par  $\vec{v}$  à gauche l'équation (6.1), et il vient,

$$\underbrace{\rho_l \vec{v} \cdot \frac{D\vec{v}}{Dt}}_{(1)} = \underbrace{-\vec{v} \cdot \nabla P}_{(2)} + \underbrace{\rho_l \vec{v} \cdot \vec{g}}_{(3)} - \underbrace{\vec{v} \cdot \nabla \cdot (\bar{\tau})}_{(4)} \quad (6.2)$$

Cette équation est intégrée sur un volume de contrôle  $\Omega$ , de volume élémentaire  $d\mathcal{V}$ . Le terme (1) de l'équation (6.2), qui représente la fluctuation d'énergie cinétique de la masse de fluide, s'écrit alors

$$\begin{aligned} \iiint_{\Omega} \rho_l \vec{v} \cdot \frac{D\vec{v}}{Dt} \partial\mathcal{V} &= \iiint_{\Omega} \frac{\rho_l}{2} \frac{d\vec{v} \cdot \vec{v}}{dt} \partial\mathcal{V} \\ &= \frac{\rho_l}{2} \left( \iiint_{\Omega} \frac{\partial v^2}{dt} + \nabla \cdot (v^2 \vec{v}) \partial\mathcal{V} \right) \\ &= \frac{\rho_l}{2} \left( \iiint_{\Omega} \frac{\partial v^2}{dt} \partial\mathcal{V} + \iint_{\partial\Omega} v^2 \vec{v} \cdot \vec{n} \partial\mathcal{S} \right) \end{aligned} \quad (6.3)$$

Où,  $\vec{n}$  est un vecteur unitaire sortant de la masse de fluide considérée et  $d\mathcal{S}$  la surface élémentaire de la surface qui englobe le volume  $\Omega$ . Le fluide étant supposé incompressible, on a  $\nabla \cdot \vec{v} = 0$ . Le terme (2) de l'équation (6.2), qui représente le travail de la pression de l'environnement sur la masse de fluide, devient,

$$\iiint_{\Omega} \vec{v} \cdot \nabla P \partial\mathcal{V} = \iint_{\partial\Omega} P \vec{v} \cdot \vec{n} \partial\mathcal{S} \quad (6.4)$$

Ensuite, le terme (4), qui représente le travail des contraintes visqueuses, s'écrit,

$$\vec{v} \cdot \nabla \cdot (\bar{\tau}) = \nabla \cdot (\bar{\tau} \cdot \vec{v}) - \bar{\tau} : \vec{v} \quad (6.5)$$

Et par intégration,

$$\iiint_{\Omega} \nabla \cdot (\bar{\tau} \cdot \vec{v}) \partial\mathcal{V} = \iint_{\partial\Omega} [\bar{\tau} \cdot \vec{v}]_n \partial\mathcal{S} \quad (6.6)$$

<sup>3</sup>c.-à-d. la partie déviatorique du tenseur des contraintes  $\bar{\sigma}$  telle que  $\bar{\sigma} = P\bar{I} + \bar{\tau}$ , soit la partie du tenseur à laquelle on a soustrait le tenseur sphérique, la pression valant moins le tiers de la trace du tenseur  $\bar{\sigma}$

Ce terme correspond au travail des forces visqueuses sur les frontières du domaine. Sur les parois immobiles,  $\vec{v} \cdot \vec{n} = 0$  ; il reste le travail des forces visqueuses sur les frontières, mais ce travail peut être négligé vis-à-vis des autres termes. L'intégration du terme (4) de l'équation (6.5) se réduit donc à :

$$\iiint_{\Omega} -\bar{\tau} : \vec{v} \partial \mathcal{V} \triangleq K'_{\Omega} \quad (6.7)$$

qui correspond au taux de conversion de l'énergie mécanique en énergie interne par des processus irréversibles au cœur de l'écoulement. Ce terme est positif (on peut montrer qu'il correspond à une source d'entropie, cf. [Bird et al., 2006]- section 3.3). Et donc finalement, l'équation (6.2) devient,

$$\frac{\rho_l}{2} \iiint_{\Omega} \frac{\partial v^2}{dt} \partial \mathcal{V} = - \iint_{\partial \Omega} \left( \frac{\rho_l}{2} v^2 + P \right) \cdot (\vec{v} \cdot \vec{n}) \partial \mathcal{S} + \iiint_{\Omega} \rho_l \vec{v} \cdot \vec{g} \partial \mathcal{V} - K'_{\Omega} \quad (6.8)$$

Le terme de gauche représente la variation de l'énergie cinétique contenue dans le volume  $\Omega$ .

### 6.3.3 Équations bilans pour EDITE

Pour modéliser le dispositif expérimental, on considère alors l'écoulement dans une géométrie constituée de parties de volume  $\Omega_i$ , de section de passage du fluide  $\Sigma_i$ , de longueur  $l_i$  et d'angle d'inclinaison par rapport à la direction de  $\vec{g}$ ,  $\theta_i$ . On distingue dans la frontière  $\partial \Omega_i$  du volume  $\Omega_i$ , les sections fluides en amont,  $S_i$ , et en aval,  $S_{i+1}$ , de l'écoulement ainsi que les parois solides de surface  $\partial \Omega_{w,i}$ . On introduit ainsi le diamètre hydraulique  $d_i$ , défini par

$$\frac{\iint_{\partial \Omega_{w,i}} \partial \mathcal{S}}{\iint_{S_i} \partial \mathcal{S}} = \frac{\iint_{\partial \Omega_{w,i}} \partial \mathcal{S}}{\iint_{S_{i+1}} \partial \mathcal{S}} = \frac{\partial \Omega_{w,i}}{\Sigma_i} = 4 \frac{l_i}{d_i} \quad (6.9)$$

Soit  $\zeta$  une grandeur scalaire quelconque, on introduit les moyennes de  $\zeta$  sur les surfaces amont et aval du tronçon  $i$  comme suit,

$$\langle \zeta \rangle_{i-} \triangleq \frac{\iint_{S_i} \zeta \partial \mathcal{S}}{\Sigma_i} \quad (6.10a)$$

$$\langle \zeta \rangle_{i+} \triangleq \frac{\iint_{S_{i+1}} \zeta \partial \mathcal{S}}{\Sigma_i} \quad (6.10b)$$

ainsi que la moyenne sur l'ensemble du domaine  $\Omega_i$

$$[\zeta]_i \triangleq \frac{\iint_{\Omega_i} \zeta \partial \mathcal{V}}{\Sigma_i l_i} \quad (6.11)$$

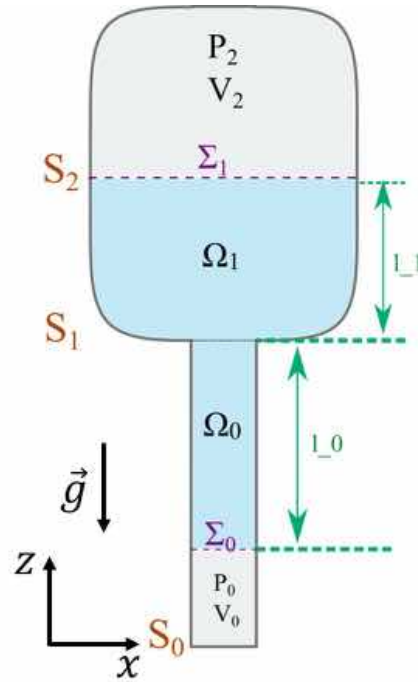


Figure 6.6: Géométrie considérée. Sur ce schéma,  $\Theta_i=0$ .

Le fluide étant incompressible, on peut introduire le débit volumique  $F$  ( $m^3 s^{-1}$ ) dans le tronçon, de manière à ce que

$$\forall i, \Sigma_i \langle v \rangle_{i\pm} \triangleq F \quad (6.12)$$

On considère la conduite rectiligne représentée sur la figure 6.6 constituée de deux tronçons  $\Omega_0$  et  $\Omega_1$ . Le premier est d'une grande longueur  $l_0$  et d'un petit diamètre  $\Sigma_0$ . Le second est de longueur  $l_1$  et de section  $\Sigma_1$ . La longueur  $l_1$  du second tronçon est faible, mais suffisante pour considérer que l'écoulement en sortie (surface  $S_2$ ) est établi.

**Premier tronçon** On présente tout d'abord l'intégration sur le volume délimité par les surfaces  $S_0$  et  $S_1$ , c.-à-d. le volume  $\Omega_0$  de section  $\Sigma_0$ .

Sur ce tronçon, l'équation de bilan d'énergie mécanique (6.8) se réécrit :

$$\underbrace{\frac{\rho_l \Sigma_0 l_0}{2} \frac{\partial [v^2]_0}{\partial t}}_{(a)} = \underbrace{\left( \left\langle P\vec{v} + \frac{\rho_l}{2} v^2 \vec{v} \right\rangle_{0-} - \left\langle P\vec{v} + \frac{\rho_l}{2} v^2 \vec{v} \right\rangle_{0+} \right)}_{(b)} \Sigma_0 + \underbrace{\rho_l g \Sigma_0 l_0 \sin(\theta_0) [v]_0}_{(c)} - K'_{\Omega_0} \quad (6.13)$$

Pour le terme (a), on suppose que les profils sont suffisamment plats (ou l'écoulement suffisamment turbulent) pour que  $[v^2]_0 = [v]_0^2$ . Et, en utilisant le théorème de dérivation sous le signe intégral<sup>4</sup>

$$\frac{\partial [v^2]_0}{\partial t} = \frac{\partial [v]_0^2}{\partial t} = \frac{1}{\Sigma_0^2} \frac{\partial F^2}{\partial t} \quad (6.14)$$

Les sections en amont et en aval sont les mêmes ( $\Omega_0$ ) donc  $\langle v^3 \rangle_{0+} = \langle v^3 \rangle_{0-}$ . Les parois sont immobiles, donc  $\langle v \rangle_{0+} = \langle v \rangle_{0-} = [v]_0$ . Ainsi, le terme (b) se réduit à  $(P_0 - P_1) F$ , avec  $P_1$  la pression dans le piston liquide, et l'équation (6.13) s'écrit,

$$\frac{\rho_l}{2} \frac{l_0}{\Sigma_0} \frac{dF^2}{dt} = (P_0 - P_1) F + \rho_l g l_0 F \sin(\theta_0) - K'_{\Omega_0} \quad (6.15)$$

L'expression de  $K'_{\Omega_0}$  est ici inconnue, mais on sait que la dissipation visqueuse est essentiellement liée au cisaillement en paroi.

**Second tronçon** On s'intéresse désormais à l'intégration sur le volume délimité par les surfaces  $S_1$  et  $S_2$ , soit le tronçon  $\Omega_1$  de section  $\Sigma_1$ .

Le bilan d'énergie mécanique s'écrit

$$\frac{\rho_l \Sigma_1 l_1}{2} \frac{d[v^2]_1}{dt} = \left( \left\langle P\vec{v} + \frac{\rho_l}{2} v^2 \vec{v} \right\rangle_{1-} - \left\langle P\vec{v} + \frac{\rho_l}{2} v^2 \vec{v} \right\rangle_{1+} \right) \Sigma_1 + \rho_l g l_1 \Sigma_1 \sin(\theta_1) [v]_1 - K'_{\Omega_1} \quad (6.16)$$

4

Soit  $I$  un ensemble fini de  $\mathbb{R}^4$  et  $E$  un ensemble fini de  $\mathbb{R}$ , les conditions d'application du théorème sont :

- $v$  est une fonction de  $I$  dans  $E$ , donc  $v$  existe
- $v^2$  est dérivable sur  $I$
- la dérivée  $v^2$  est dominée par  $v^2$  sur  $I$  et  $v^2$  est mesurable sur l'ensemble considéré.

On considère que sur la surface  $S_1$ , la vitesse est non nulle seulement sur la sous-section  $\Sigma_0$  et que son profil est plat, il vient  $\langle v^2 \rangle_{1-\Sigma_1} = \frac{F^2}{\Sigma_0}$ , on a donc

$$\rho_l \frac{F}{\Sigma_1} l_1 \frac{dF}{dt} = F (P_1 - P_2) + \frac{\rho_l}{2} F^3 \left( \frac{\Sigma_1}{\Sigma_0^3} - \frac{1}{\Sigma_1^2} \right) + \rho_l g F l_1 \sin(\theta_1) - K'_{\Omega_1} \quad (6.17)$$

Le terme  $K'_{\Omega_1}$  correspond à l'énergie mécanique dissipée dans les zones de recirculation en aval de la section d'entrée.

**Ensemble des deux tronçons** Si on considère le bilan global d'énergie mécanique pour l'ensemble des deux tronçons,

$$\rho_l \left( \frac{l_0}{\Sigma_0} + \frac{l_1}{\Sigma_1} \right) F \frac{dF}{dt} = F (P_0 - P_2) + \frac{\rho_l}{2} F^3 \left( \frac{\Sigma_1}{\Sigma_0^3} - \frac{1}{\Sigma_1^2} \right) + \rho_l g F (l_0 \sin(\theta_0) + l_1 \sin(\theta_1)) - K'_{\Omega_0} - K'_{\Omega_1} \quad (6.18)$$

Les pertes de charge  $K'$  étant proportionnelles à  $\frac{F^3}{\Sigma^2}$ , on peut introduire  $k' = \frac{K' \Sigma^2}{F^3}$ ,

$$\rho_l \left( \frac{l_0}{\Sigma_0} + \frac{l_1}{\Sigma_1} \right) F \frac{dF}{dt} = F (P_0 - P_2) + \frac{\rho_l}{2} F^3 \left( \frac{\Sigma_1}{\Sigma_0^3} - \frac{1}{\Sigma_1^2} \right) + \rho_l g F (l_0 \sin(\theta_0) + l_1 \sin(\theta_1)) - \frac{F^3}{\Sigma_0^2} k'_{\Omega_0} - \frac{F^3}{\Sigma_1^2} k'_{\Omega_1} \quad (6.19)$$

En considérant  $F$  non nul, nous pouvons diviser chacun des termes par  $F$  :

$$\rho_l \left( \frac{l_0}{\Sigma_0} + \frac{l_1}{\Sigma_1} \right) \frac{dF}{dt} = (P_0 - P_2) + \frac{\rho_l}{2} F^2 \left( \frac{\Sigma_1}{\Sigma_0^3} - \frac{1}{\Sigma_1^2} \right) + \rho_l g (l_0 \sin(\theta_0) + l_1 \sin(\theta_1)) - \left( \frac{F}{\Sigma_0} \right)^2 k'_{\Omega_0} - \left( \frac{F}{\Sigma_1} \right)^2 k'_{\Omega_1} \quad (6.20)$$

De plus, dans notre cas, la section est verticale, donc  $\sin(\theta_0) = \sin(\theta_1) = -1$ , soit :

$$\underbrace{\rho_l \left( \frac{l_0}{\Sigma_0} + \frac{l_1}{\Sigma_1} \right)}_{(1)} \frac{dF}{dt} = \underbrace{(P_0 - P_2)}_{(2)} + \underbrace{\frac{\rho_l}{2} F^2 \left( \frac{\Sigma_1}{\Sigma_0^3} - \frac{1}{\Sigma_1^2} \right)}_{(3)} - \underbrace{\rho_l g (l_0 + l_1)}_{(4)} - \underbrace{\frac{F^2}{\Sigma_0^2} k'_{\Omega_0} - \frac{F^2}{\Sigma_1^2} k'_{\Omega_1}}_{(5)} \quad (6.21)$$

### 6.3.4 Équilibre

À l'équilibre, c.-à-d.  $F=0$ , l'équation globale 6.21 donne

$$P_{0,eq} = P_{2,eq} + \rho_l g (l_{0,eq} + l_{1,eq}) \quad (6.22)$$

qui est la pression hydrostatique de la colonne de liquide sur le gaz situé en bas de la section d'essai.

### 6.3.5 Écart par rapport à l'équilibre

On suppose à présent une perturbation en volume  $\bar{V}$  telle que

$$\begin{cases} V_0 = V_{0,eq} + \bar{V} \\ V_2 = V_{2,eq} - \bar{V} \end{cases} \quad (6.23)$$

Le débit volumique  $F$  peut alors s'exprimer en fonction de  $\bar{V}$  comme suit :

$$F = \frac{d\bar{V}}{dt} \quad (6.24)$$

Les longueurs  $l_0$  et  $l_1$  sont reliées à  $\bar{V}$  par les relations suivantes :

$$\begin{cases} l_0 = l_{0,eq} - \bar{V}/\Sigma_0 \\ l_1 = l_{1,eq} + \bar{V}/\Sigma_1 \end{cases} \quad (6.25)$$

Où,  $l_{0,eq}$  et  $l_{1,eq}$  sont respectivement les longueurs d'équilibre correspondant à  $V_{0,eq}$  et  $V_{2,eq}$ .  
Le premier terme de l'équation 6.21, noté (1), s'écrit alors :

$$\rho_l \left( \frac{l_0}{\Sigma_0} + \frac{l_1}{\Sigma_1} \right) \frac{dF}{dt} = \rho_l \left( \frac{l_{0,eq}}{\Sigma_0} + \frac{l_{1,eq}}{\Sigma_1} - \bar{V} \left( \frac{1}{\Sigma_0^2} - \frac{1}{\Sigma_1^2} \right) \right) \frac{d^2\bar{V}}{dt^2} \quad (6.26)$$

L'équation globale devient donc,

$$\begin{aligned} \rho_l \left( \frac{l_{0,eq}}{\Sigma_0} + \frac{l_{1,eq}}{\Sigma_1} - \bar{V} \left( \frac{1}{\Sigma_0^2} - \frac{1}{\Sigma_1^2} \right) \right) \frac{d^2\bar{V}}{dt^2} &= (P_0 - P_2) + \frac{\rho_l}{2} (d\bar{V}/dt)^2 \left( \frac{\Sigma_1}{\Sigma_0^3} - \frac{1}{\Sigma_1^2} \right) \\ &\quad - \rho_l g \left( l_{0,eq} - \bar{V}/\Sigma_0 + l_{1,eq} + \bar{V}/\Sigma_1 \right) \\ &\quad - \frac{(d\bar{V}/dt)^2}{\Sigma_0^2} k'_{\Omega_0} - \frac{(d\bar{V}/dt)^2}{\Sigma_1^2} k'_{\Omega_1} \end{aligned} \quad (6.27)$$

Nous considérons cette modification de volume comme une transformation isentropique,

$$\begin{cases} P_0 V_0^\gamma = P_{0,eq} V_{0,eq}^\gamma \\ P_2 V_2^\gamma = P_{2,eq} V_{2,eq}^\gamma \end{cases} \quad (6.28)$$

Où  $\gamma$  est le rapport des capacités thermiques de la vapeur de  $CO_2$ <sup>5</sup>. Nous pouvons alors écrire le second terme de l'équation 6.21 comme cela :

$$\begin{aligned} P_0 - P_2 &= \frac{P_{0,eq} V_{0,eq}^\gamma}{V_0^\gamma} - \frac{P_{2,eq} V_{2,eq}^\gamma}{V_2^\gamma} \\ &= P_{0,eq} \left( \frac{V_{0,eq}}{V_{0,eq} + \bar{V}} \right)^\gamma - P_{2,eq} \left( \frac{V_{2,eq}}{V_{2,eq} - \bar{V}} \right)^\gamma \end{aligned} \quad (6.29)$$

Effectuons un développement limité autour de 0 de :

$$\begin{aligned} f_i: \mathbb{R} &\rightarrow \mathbb{R} \\ \bar{V} &\rightarrow \frac{1}{(V_{(i,eq)} \pm \bar{V})^\gamma} \end{aligned} \quad (6.30)$$

<sup>5</sup>Les deux masses de vapeur sont constituées de  $CO_2$  pur dans le cas considéré. Pour les cas où le ciel de gaz est un mélange idéal de  $CO_2$  et de  $N_2$ , se référer à la sous-section 3.3.2.

$DL_1(0)$  de  $f_0$  donne :

$$\frac{1}{(V_{(0,eq)} + \bar{V})^\gamma} = V_{(0,eq)}^{-\gamma} - \gamma V_{(0,eq)}^{-\gamma-1} \bar{V} + o(\bar{V}) \quad (6.31)$$

$DL_1(0)$  de  $f_2$  donne :

$$\frac{1}{(V_{(2,eq)} - \bar{V})^\gamma} = V_{(2,eq)}^{-\gamma} + \gamma V_{(2,eq)}^{-\gamma-1} \bar{V} + o(\bar{V}) \quad (6.32)$$

L'équation 6.29 prend alors la forme :

$$\begin{aligned} P_0 - P_2 &= P_{0,eq} V_{0,eq}^\gamma (V_{(eq,0)}^{-\gamma} - \gamma V_{(eq,0)}^{-\gamma-1} \bar{V}) - P_{2,eq} V_{2,eq}^\gamma (V_{(2,eq)}^{-\gamma} + \gamma V_{(2,eq)}^{-\gamma-1} \bar{V}) \\ &= P_{0,eq} (1 - \gamma V_{(eq,0)}^{-1} \bar{V}) - P_{2,eq} (1 + \gamma V_{(2,eq)}^{-1} \bar{V}) \end{aligned} \quad (6.33)$$

Ensuite, le terme (4) de l'équation 6.21 s'écrit, grâce à l'équation (6.25),

$$\begin{aligned} \rho_l g (l_0 + l_1) &= \rho_l g (l_{0,eq} - \bar{V}/\Sigma_0 + l_{1,eq} + \bar{V}/\Sigma_1) \\ &= \rho_l g \left[ (l_{0,eq} + l_{1,eq}) - \bar{V} \left( \frac{1}{\Sigma_0} - \frac{1}{\Sigma_1} \right) \right] \end{aligned} \quad (6.34)$$

Pour le terme (5) de l'équation (6.21), il s'agit des pertes de charge que nous pouvons décomposer en deux types : les pertes de charge régulières et les pertes de charge singulières. Elles prennent la forme classique,

$$\frac{F^2}{\Sigma_0^2} k'_{\Omega_0} + \frac{F^2}{\Sigma_1^2} k'_{\Omega_1} = \left( \frac{F}{\Sigma_0} \right)^2 \frac{\rho_l}{2} 4 \frac{l_0}{d_0} f + \left( \frac{F}{\Sigma_1} \right)^2 \frac{\rho_l}{2} \left( 1 - \frac{\Sigma_1}{\Sigma_0} \right)^2 \quad (6.35)$$

Cette étude s'attache à l'analyse d'une phase oscillatoire non amortie. Les termes d'inertie mécanique et de perte de charge<sup>6</sup> sont alors considérés négligeables vis-à-vis des autres termes de l'équation. L'équation 6.27 devient alors :

$$\begin{aligned} \underbrace{\rho_l \left( \frac{l_{0,eq}}{\Sigma_0} + \frac{l_{1,eq}}{\Sigma_1} \right)}_{\alpha} \frac{d^2 \bar{V}}{dt^2} &= P_{0,eq} (1 - \gamma V_{(eq,0)}^{-1} \bar{V}) - P_{2,eq} (1 + \gamma V_{(eq,2)}^{-1} \bar{V}) \\ &\quad - \rho_l g (l_{0,eq} - \bar{V}/\Sigma_0 + l_{1,eq} + \bar{V}/\Sigma_1) \end{aligned} \quad (6.36)$$

Dans ce cas, nous pouvons rendre cette équation différentielle canonique :

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \bar{V}}{dt^2} &= \frac{1}{\alpha} \left( \rho_l g (1/\Sigma_0 - 1/\Sigma_1) - P_{0,eq} \gamma V_{(eq,0)}^{-1} - P_{2,eq} \gamma V_{(eq,2)}^{-1} \right) \bar{V} \\ &\quad + \frac{1}{\alpha} \underbrace{(P_{0,eq} - P_{2,eq} - \rho_l g (l_{0,eq} + l_{1,eq}))}_{=0 \text{ (cf. eq. (6.22))}} \end{aligned} \quad (6.37)$$

L'équation différentielle est de la forme :

$$\frac{d^2 \bar{V}}{dt^2} + b \bar{V} = 0 \quad (6.38)$$

<sup>6</sup>Termes en  $(d\bar{V}/dt)^2$



La solution est alors de la forme,

$$\bar{V} = k_2 \sin(\sqrt{b}t) + k_1 \cos(\sqrt{b}t) \quad (6.39)$$

Avec,

$$b = -\frac{1}{\alpha} \left( \rho_l g(1/\Sigma_0 - 1/\Sigma_1) - P_{0,eq} \gamma V_{(eq,0)}^{-1} - P_{2,eq} \gamma V_{(eq,2)}^{-1} \right) \quad (6.40)$$

La fréquence de fluctuation du piston liquide emprisonné entre les deux masses de gaz s'écrit donc :

$$f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{b} \quad (6.41)$$

### 6.3.6 Application numérique

Si l'on considère l'essai présenté sur la figure 6.5, les conditions d'essai sont les suivantes :  $(P_i, T_i, E) = (2,6 \text{ MPa} ; -12,55 \text{ °C} ; 232 \text{ J})$ . Le volume de vapeur créée ( $V_v$ ) est égal à  $9 \times 10^{-6} \text{ m}^3$ , cf. figure 3.11. Le volume dans le ciel de gaz ( $V_{eq,2}$ ) est alors diminué de  $V_{eq,0}$  par rapport à sa valeur initiale. Les longueurs à l'équilibre sont donc égales à :

$$\begin{cases} l_{0,eq} = l_{0,i} - V_v/\Sigma_0 \\ l_{1,eq} = l_{1,i} + V_v/\Sigma_1 \end{cases} \quad (6.42)$$

Où  $l_{0,i}$  et  $l_{1,i}$  sont les longueurs initiales du liquide dans le tube et dans le ciel de gaz, soit respectivement  $l_{0,i} = 0,37 \text{ m}$  et  $l_{1,i} = 0,13 \text{ m}$ . Les sections de passage  $\Sigma_0$  et  $\Sigma_1$  sont respectivement égales à  $8,55 \times 10^{-4} \text{ m}^2$  et  $0,031 \text{ m}^2$ . Dans ce cas,

$$\begin{cases} l_{0,eq} = 0,359 \text{ m} \\ l_{1,eq} = 0,129 \text{ m} \end{cases} \quad (6.43)$$

La pression maximale dans le ciel de gaz ( $P_{3,m}$ ) est égale à  $1,97 \times 10^3 \text{ Pa}$ , cf. figure 3.8. Dans ce cas, les pressions à l'équilibre  $P_{0,eq}$  et  $P_{2,eq}$  sont égales à :

$$\begin{cases} P_{0,eq} = P_{2,eq} + \rho_l g(l_{0,eq} + l_{1,eq}) \\ P_{2,eq} = P_i + P_{3,m} \end{cases} \quad (6.44)$$

Aux conditions thermodynamiques considérées, nous avons  $\rho_l = 989 \text{ kg.m}^{-3}$  et  $\gamma = 1,11$ . Dans ce cas, la fréquence théorique calculée est égale à

$$\boxed{f = 130 \text{ Hz}} \quad (6.45)$$

Cette fréquence est supérieure à celle relevée à l'aide du scalogramme (27 Hz). Cette différence peut s'expliquer par la disproportion entre le volume de vapeur créée ( $9 \times 10^{-6} \text{ m}^3$ ) et le volume du ciel de gaz ( $0,0116 \text{ m}^3$ ). Cette différence significative implique que la diminution de volume due à la création de volume est négligeable vis-à-vis du volume de départ et que l'estimation est peu précise.

Pour améliorer cela, il faudrait générer une quantité de vapeur plus importante et/ou de diminuer le volume de ciel de gaz (augmenter le niveau de liquide).

## 6.4 Recondensation de la vapeur

Considérons un essai présenté dans [Muller et al., 2021] et effectué à  $(P_i, T_i, E)=(2,96 \text{ MPa} ; 266,8 \text{ K} ; 55 \text{ J})$ , soit à la saturation. La figure 6.7 donne à voir le volume vapeur créée lors de cet essai. Le volume de vapeur créée présente une croissance rapide (première 0,1 s) jusque  $2,65 \text{ cm}^3$ , puis une décroissance entre  $t=0,18 \text{ s}$  et  $t=3 \text{ s}$  jusque zéro. Cette évolution est similaire à celle présentée dans la section 3.3, au détail près que son amplitude est moindre et que la croissance est plus rapide (0,1 s au lieu de 0,3 s pour l'essai de la section 3.3), car l'énergie déposée est moindre (et donc la vapeur créée est plus faible).

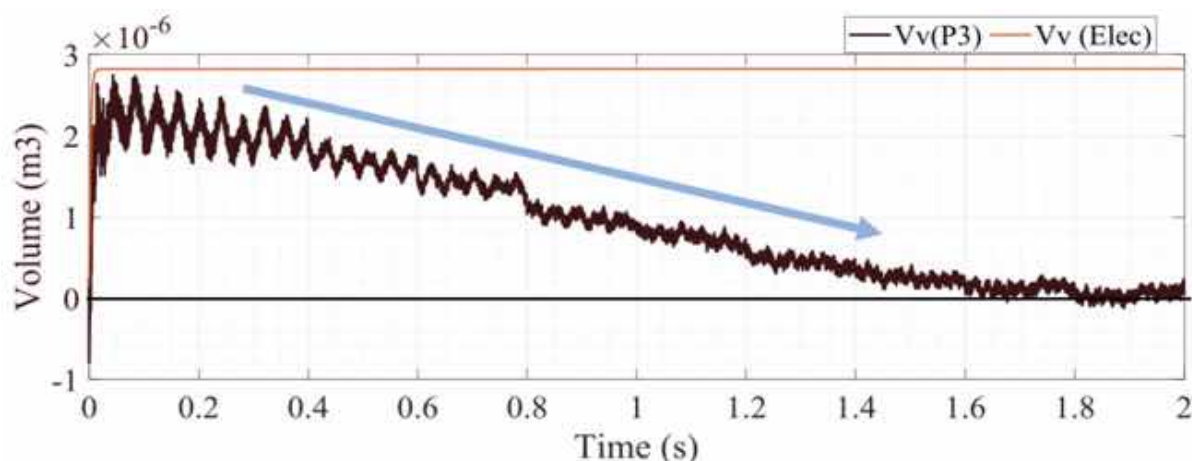


Figure 6.7: Évolution du volume vapeur créée au cours du temps calculé à l'aide du capteur P3, essai issu de [Muller et al., 2021]

Si l'on considère l'écoulement diphasique sur cet intervalle de temps, les bulles de vapeur formées au cours de cet essai atteignent la surface libre<sup>7</sup> entre 3,1 s (première bulle) and 3,80 s (dernière bulle). Cette échelle de temps est supérieure au temps de relaxation du volume de vapeur  $V_v$  tracé sur la figure 6.7. La création de vapeur en bas de la section d'essai justifie l'augmentation de pression, mais sans recondensation, la pression ne devrait pas décroître au cours du temps. Il semble alors que la vapeur se recondense dans le liquide au cours de sa montée dans la section d'essai.

Ce problème revient à considérer la stabilité de la vapeur dans un liquide à saturation, qui est largement étudié dans [Carey, 2020]-Chapitre 5. Dans le cas d'une bulle de vapeur dans un liquide à saturation, cette dernière est considérée hors équilibre : une perturbation infinitésimale en pression ou en température provoque l'augmentation infinie du volume de la bulle ou son effondrement sur elle-même. Afin de prédire la condensation de la vapeur de  $CO_2$ , nous considérons une différence de  $2^\circ\text{C}$  entre le liquide et la vapeur (point chaud). L'échelle de temps de recondensation de la bulle type considérée dans la publication est calculée à l'aide de l'équation suivante, issue de [Legendre et al., 1998],

$$t_c = \frac{\tau_b(0)}{[1 + (F(Re_{init}, Pr, Ja))^n]^{1/n}} \cdot \frac{\pi(d_i/2)^2}{4Ja \cdot \chi_l} \quad (6.46)$$

<sup>7</sup>Séparation liquide/vapeur située dans la partie haute de la section d'essai.

Où  $\chi_l$  est la diffusivité thermique du liquide ( $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ ) et  $\tau_b(0)$  est le temps de recondensation sans dimension pour une vitesse de bulle nulle,

$$\tau_b(0) = Ja/2 \cdot \left[ (4/\pi)^{(-3/2)} + Ja^{1/2} \right]^{-2/3} \quad (6.47)$$

Et où, pour les nombres de Reynolds et de Jakob considérés,  $n \simeq 2$  et,

$$F(Re_{init}, Pr, Ja) = 0,079 Re_{init}^{0,7} Ja^{-1/3} \quad (6.48)$$

L'application numérique de cette équation donne  $t_c = 2,2 \text{ s}$  pour  $d_i = 1,3 \text{ mm}$  et  $u_b = 0,145 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ , qui sont respectivement le diamètre moyen et la vitesse moyenne de la bulle de référence.

Ce temps caractéristique est du même ordre de grandeur que la décroissance observée sur la figure 6.7. La recondensation est ainsi une explication plausible à la diminution de pression au cours du temps.

Toutefois, en étudiant la documentation technique du capteur, nous avons constaté que cette échelle de temps correspondait aussi à la constante de temps du capteur<sup>8</sup>, qui est égale à 2 s. Il n'est donc pas possible d'utiliser le signal de pression P3 pour interpréter la décroissance en pression dans le ciel de gaz, cela constitue une limite technique du dispositif actuel. Pour remédier à cela, il faudrait installer un second capteur avec un temps caractéristique de mesure plus long.

---

<sup>8</sup>calculée comme l'inverse de sa fréquence minimale de réponse (*Low frequency response*, égale à 0,5 Hz)



# Conclusion

Cette thèse a permis l'étude expérimentale et l'analyse du phénomène de vaporisation rapide au sein d'un dispositif pressurisé en s'attachant à la caractérisation des évolutions de pression et de la dynamique de la vapeur générée.

## Dispositif expérimental

Les évolutions apportées au dispositif expérimental ont permis de le fiabiliser et ainsi de mener une quantité conséquente d'essais en un temps restreint (environ 200 essais réalisés en 3 mois). La principale amélioration effectuée concerne l'élément chauffant qui est à présent composé de plaques de tungstène et non plus d'un filament de tungstène. Cette géométrie en plaques limite les contacts électriques lors de la décharge de puissance, phénomène qui perturbait fortement la thermique du filament et menait à sa rupture précoce.

La fabrication d'une nouvelle section d'essai chemisée de Téflon a permis d'éviter les possibles contacts électriques avec le corps de la maquette lors des vibrations de l'élément chauffant. De plus, l'ajout de 6 hublots permet une visualisation de l'élément chauffant et des parties supérieures de la section d'essai qui donnent accès à l'écoulement vapeur.

L'accès optique à l'aide des hublots a notamment permis l'ajout et la calibration optique de deux caméras rapides qui permettent l'observation directe du début de l'ébullition et de l'écoulement de la vapeur. Le conditionnement de leurs signaux de déclenchement, ainsi que celui des capteurs de pression, a permis de s'assurer de la bonne synchronisation des mesures, améliorant ainsi l'interprétation des essais.

Enfin, l'ajout de capteurs de température à différents endroits de l'enceinte réfrigérée permet un meilleur contrôle des conditions thermodynamiques et ainsi un gain d'incertitude d'environ  $0,5\text{ }^{\circ}\text{C}$  sur la température initiale  $T_i$ .

Malgré les améliorations apportées, les vibrations de l'élément chauffant et sa rupture à une énergie supérieure à  $500\text{ J}$  sont encore une limite. Des pistes de recherche impliquant la précontrainte à l'aide d'éléments en céramiques ont été envisagées durant la thèse. Mais du fait de la faible dimension de l'intérieur de la section, les pièces à fabriquer sont de très faible taille et risquent d'obstruer la section de passage, créant en ce sens un bouchon de vapeur lors du choc thermique (et rendant la température non homogène dans l'élément chauffant). Il faudrait alors orienter la réflexion sur le changement de type de matériau afin d'avoir un élément réalisé d'un seul tenant (et non un assemblage) qui puisse monter à une température de  $1500\text{ }^{\circ}\text{C}$ , avant fusion, et possédant une résistance électrique connue et en accord avec les puissances délivrées par le banc électrique.

Enfin, le dernier point concerne la mesure en ligne de la température des plaques qui permet l'estimation de la cinétique du transfert de chaleur vers le fluide. Cette mesure

se base sur la mesure de la résistance des plaques au cours du temps. À la fin du transitoire de puissance (au bout de 20 ms), l'intensité devient faible, ce qui fait diverger la résistance et rend impossible la détermination de la température. Pour autant, la phase de transfert de chaleur vers le fluide n'est pas achevée. Pour remédier à cela, un système d'injection de courant a été développé en parallèle du système d'injection de puissance. Ce système permet, à la fin du transitoire de puissance, d'injecter un courant connu dans l'élément chauffant et ainsi de mesurer une résistance et donc de poursuivre le suivi de la température jusqu'à la fin de l'essai, jusqu'à 10 s après le transitoire de puissance. Cette démarche a permis l'obtention d'un signal de température de l'élément chauffant sur toute la durée de l'essai. Toutefois, en voulant échauffer le moins possible l'élément chauffant par l'injection de ce courant extérieur, nous avons sous-dimensionné l'intensité injectée. Le signal enregistré, de faible amplitude (quelques mV) est amplifié mais reste trop bruité pour être exploitable. Pour éviter cela, il faudrait augmenter l'intensité injectée (et donc redimensionner un dispositif pour des puissances plus élevées), quitte à maintenir l'élément chauffant à une température légèrement supérieure à la température initiale fixée ( $T_i$ ).

## Compréhension de la phénoménologie

Concernant la compréhension fine de l'interaction thermique produite dans EDITE et ses conséquences, le chapitre 3 apporte de nombreuses réponses par rapport à celles attendues en début de thèse.

En premier lieu, le transitoire de pression mesuré à la suite du dépôt transitoire d'énergie est bien dû à l'initiation de la vaporisation. Les enregistrements de la caméra et des capteurs de pression ont permis de corréler la création d'une couche de vapeur sur l'élément chauffant avec le pic de surpression. Cette dynamique d'ébullition explosive est comparable à celle observée à des échelles plus faibles par [Zhao et al., 2000].

Le transitoire de surpression est composé d'un premier pic de pression (création de vapeur) qui est suivi d'une décroissance exponentielle oscillante autour de zéro. Les premiers instants de ce transitoire peuvent être expliqués par les rebonds acoustiques de l'onde de compression dans la section d'essai. Toutefois, pour comprendre en détail cette dynamique de rebonds, il est proposé, en perspective de l'analyse fréquentielle entamée, de s'appuyer sur des simulations numériques de dynamique des fluides compressibles au sein du liquide de l'enceinte. Cela permettrait, à terme, de discriminer dans les signaux de pression la part associée à la propagation des ondes de celle associée à la dynamique de vaporisation.

Lors de sa croissance, l'amas de vapeur, accroché à l'élément chauffant, exhibe un mouvement oscillatoire vertical. Cette oscillation a été corrélée aux variations temporelles de l'orientation du gradient de pression dans la section d'essai mettant en évidence le couplage fort entre la phase de vaporisation et la dynamique du liquide environnant.

La croissance de l'amas de vapeur atteint un maximum qui résulte en un maximum de compression du ciel de gaz. De cette compression maximale est calculée, à l'aide d'une modélisation thermodynamique du comportement du ciel gazeux considéré comme adiabatique, une estimation du volume de vapeur généré. Le volume de vapeur ainsi calculé est du même ordre de grandeur (une dizaine de  $cm^3$ ) que son estimation théorique qui est issue du rapport entre l'énergie électrique déposée et du coût énergétique du changement de phase. Cette démarche permet ainsi d'obtenir une estimation fiable du volume de vapeur généré. Une diminution du volume du ciel de gaz initial permettrait

néanmoins de réduire l'incertitude de l'estimation expérimentale.

Tout au long du processus de création de vapeur, la température de l'élément chauffant est suivie à l'aide du calcul de la résistivité du tungstène au cours du temps. La température présente une croissance rapide (lors de l'initiation rapide de la vaporisation), un palier et une décroissance lente (génération massive de vapeur). Le calcul de la température permet d'estimer un flux thermique au cours du temps, qui est du même ordre de grandeur que celui calculé lors de trempes (voir [Lu et al., 2013]).

Une fois que les bulles se détachent de l'élément chauffant, elles montent dans la section d'essai. Cet écoulement de vapeur se compose de quatre phases distinctes et décrites dans le chapitre 3. Nous avons montré qu'un algorithme de traitement d'image développé sur la base de la méthode de flot optique appliqué sur quelques bulles permet de déterminer le suivi de leur taille et vitesse. Une analyse des statistiques de ces données nécessite une automatisation de cette méthode et bénéficierait d'une augmentation de la surface vitrée de la section.

Lors de leur remontée dans la section d'essai, les bulles peuvent se recondenser rapidement (notamment lors des essais sous-saturés). Le temps caractéristique de recondensation de l'amas de vapeur a été calculé à l'aide de corrélations issues de [Legendre et al., 1998] et comparé au temps caractéristique de décroissance de la surpression du ciel de gaz (P3). Toutefois, ce dernier temps caractéristique correspond à celui du capteur utilisé, cette comparaison n'est donc pas exploitable. Malgré tout, il serait intéressant d'estimer, à l'aide des images capturées, l'évolution du diamètre équivalent des bulles au cours du temps en fonction de la sous-saturation et de comparer ces estimations aux corrélations issues de la littérature.

Pour conclure, les limites de compréhension du phénomène sont encore majoritairement techniques. L'amélioration de l'élément chauffant, de l'injection de courant après le transitoire et de la taille des surfaces vitrées sont les pistes prioritaires d'amélioration du dispositif EDITE, permettant à terme un gain significatif de connaissance de l'interaction thermique.

## Interprétation théorique

L'interprétation et la modélisation théorique du premier pic de pression développée s'appuie sur les idées de Cho, [Cho et al., 1972]. Cette modélisation permet de réduire l'évolution de la surpression à la compétition entre deux phénomènes :

- la génération de vapeur à volume constant qui a tendance à augmenter la pression de la poche de vapeur
- l'augmentation de volume de la poche de vapeur du fait de la différence de pression entre l'intérieur et l'extérieur de la poche de vapeur qui a tendance à diminuer la pression de la poche de vapeur.

La compétition entre ces deux phénomènes se résume en une équation différentielle du premier ordre qui est rendue sans dimension à l'aide d'une échelle de temps, de pression et de masse de vapeur. La résolution s'effectue à l'aide d'un algorithme de Runge Kutta à l'ordre 4 et permet d'obtenir une estimation enveloppe de la surpression mesurée.

Cette modélisation est phénoménologiquement simple et cohérente avec les observations. Toutefois, son accord quantitatif avec les signaux de pression acquis est limité.

Primo, les oscillations acoustiques ne sont pas prises en compte. Secundo, le modèle théorique nécessite l'estimation a priori de la génération de vapeur aux premiers instants. Nous avons considéré une estimation analytique de la cinétique de vaporisation, mais son accord avec les essais est insatisfaisant. Dans un second temps, nous avons considéré une estimation de la masse de vapeur créée lors des essais à partir de la mesure de pression dans le ciel de gaz. Cependant, le bruit de mesure rend l'estimation trop imprécise. Il serait alors nécessaire de développer un outil théorique estimant le modèle de génération de vapeur aux premiers instants à partir de l'analyse des transferts thermiques vers le fluide.

### Analyse comparative des essais

La base de données expérimentale comptabilise environ 200 essais en des conditions thermodynamiques et énergétiques variées c.-à-d.  $(P_i, T_i, E) \in [2,55 \text{ MPa} ; 6 \text{ MPa}] \times [-12^\circ\text{C} ; 22^\circ\text{C}] \times [70 \text{ J} ; 310 \text{ J}]$ . Afin d'interpréter l'influence des conditions d'essai sur l'intensité des pics de pression enregistrés et de la masse de vapeur générée, trois nombres sans dimension ont été considérés : le nombre de Jakob traduisant l'écart initial du liquide à l'état de saturation, la pression réduite traduisant l'écart de propriétés entre le liquide et sa vapeur (notamment la chaleur latente et le ratio de masse volumique) et le nombre  $\Theta$  mettant à l'échelle l'énergie déposée par rapport au coût énergétique du changement de phase.

La tendance la plus notable est la décroissance de l'intensité du pic de pression en fonction de la pression réduite. Par ailleurs, le pic de pression augmente en fonction de  $\Theta$  mais le taux d'augmentation est d'autant plus faible que la pression réduite est élevée. Ces deux tendances sont en accord qualitatif avec le modèle théorique développé dans le chapitre 4.

La quantité de vapeur créée lors de l'essai est peu dépendante de la pression réduite, mais est fortement dépendante du nombre de Jakob et de  $\Theta$ . Le travail mécanique généré lors des essais est de l'ordre de 10 J et est strictement décroissant avec le nombre de Jakob. En effet, la quantité de vapeur créée est moins importante pour un nombre de Jakob grand. Cette tendance se retrouve pour le taux de conversion, qui est le rapport entre l'énergie mécanique générée et la l'énergie thermique déposée dans le fluide. Le taux de conversion, compris entre 15% et 1%, est strictement décroissant avec le nombre de Jakob.



# Appendix A

## Causes de rupture du filament

Cette partie s'attache à décrire la conception des éléments chauffants héritée des travaux de [Abbate, 2018]. Dans un premier temps, les principes de dimensionnement d'un élément chauffant sous forme d'un fil bobiné sont décrits. Puis les causes de rupture de cet élément chauffant sont explorées. Une dernière partie donne à voir une comparaison des résultats obtenus entre la solution initiale (filaments) et la solution finale (plaques).

### A.1 Dimensionnement et filament

Afin de générer le choc thermique souhaité, il est nécessaire de déposer 1 kJ dans le fluide en moins de 5 ms. Cela implique des puissances de l'ordre de  $2 \times 10^5$  W. Afin de dimensionner un élément chauffant supportant ce dépôt d'énergie, il faut s'assurer que l'échauffement ne mène pas à la fusion. Dans ce cas, l'hypothèse adiabatique est conservatrice. Elle suppose que l'élément chauffant n'échange pas d'énergie avec ses alentours. Considérons un bilan thermique du filament plongé dans le liquide et chauffé par effet Joule :

$$\rho_W c_{p,W} \frac{\partial T_W}{\partial t} = \mathcal{P}_V - \Phi \quad (\text{A.1})$$

Où  $\rho_W$ ,  $C_{p,W}$ ,  $T_W$ ,  $\mathcal{P}_V$  et  $\Phi$  sont respectivement la masse volumique du tungstène ( $\text{kg.m}^{-3}$ ), la capacité thermique massique du tungstène ( $\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ), la température du filament (K), la puissance volumique déposée par effet Joule ( $\text{W.m}^{-3}$ ) et le flux volumique du filament vers le fluide ( $\text{W.m}^{-3}$ ).

Dans le cas adiabatique, le terme de flux volumique est nul, c.-à-d.  $\Phi=0 \text{ W.m}^{-3}$ . La relation générique (A.1) est intégrée sur le volume du filament. La température et la capacité thermique sont considérées homogènes sur l'ensemble du volume chauffé. Ensuite, la relation est intégrée sur l'intervalle temps du dépôt d'énergie ( $\Delta t$ ) :

$$m_w \int_{\Delta t} c_{p,W} \frac{\partial T_W}{\partial t} dt = \int_{\Delta t} \mathcal{P} dt \quad (\text{A.2})$$

La capacité thermique est considérée comme constante au cours du transitoire et est égale à sa valeur initiale. Sachant que la capacité thermique est croissante avec la température, cette hypothèse est conservatrice. Est notée  $E$ , l'énergie déposée dans le filament par effet Joule au cours du transitoire. L'équation (A.2) devient alors :

$$m_W c_{p,W} \Delta T_W = E \quad (\text{A.3})$$

Où  $\Delta T_W$  représente l'augmentation de température entre l'état initial ( $T_i$ ) et l'état final (après  $\Delta t$ ).

Ce bilan simplifié donne à voir l'élévation de température en fonction de l'énergie déposée. L'énergie maximale  $E$  déposable avant fusion, c.-à-d.  $\Delta T < T_{fusion} - T_i$ , est ainsi calculable.

La seconde contrainte est électrique. Le système électrique a été dimensionné pour délivrer une intensité inférieure à 2000 A (voir thèse de M. Abbate, [Abbate, 2018]). Pour cela, il s'agit de combiner la loi d'Ohm, l'énergie transmise par les condensateurs et la loi d'évolution de la résistance.

La loi d'Ohm est appliquée en convention récepteur par rapport au filament. La résistance initiale du filament ( $R_i$ ) augmente proportionnellement avec la température. L'utilisation de  $R_i$  est conservatrice pour le début du dépôt d'énergie, c.-à-d. intensité maximisée. De plus, la tension  $U$  est celle aux bornes du filament.

La loi d'évolution de la résistance est considérée telle que  $R_i = res(\frac{L}{S})$ . Elle est applicable au filament considéré comme fil droit. Cette loi traduit l'évolution de la résistance en fonction de la résistivité du matériau ( $res$ ) en fonction du rapport entre la longueur  $L$  et la section de passage  $S$  du filament.

L'énergie délivrée est proportionnelle à la tension aux bornes des condensateurs ( $U_C$ ) et à la charge des condensateurs ( $C$ ). En considérant les pertes électriques faibles entre les condensateurs et l'élément chauffant, nous posons  $U_C=U$ .

Le système s'écrit alors,

$$\begin{cases} I = U/R_0 \\ R_0 = res_0(\frac{L}{S}) \\ E = \frac{1}{2}CU_C^2 \end{cases} \Rightarrow \frac{L}{S} = \frac{\sqrt{2E/C}}{res_0 I} \quad (\text{A.4})$$

Ce système à trois équations permet d'obtenir une relation entre la géométrie du filament ( $L/S$ ) et l'énergie déposée  $E$ . En considérant une intensité maximale  $I=2000$  A, il est possible, pour une géométrie donnée (couple  $(L,S)$ ), de définir une énergie maximale déposable, et inversement. Pour les essais, les couples  $(L,S)$  sont déterminés par les équations A.3 et A.4.

Cette démarche a permis de fabriquer de nombreux éléments qui ont fourni de premiers essais et de premiers résultats. Toutefois, la casse répétée des éléments chauffants pour des énergies faibles, c.-à-d. 200 J/250 J, a nécessité la révision du processus de fabrication. La première étape consiste à comprendre les causes principales de la rupture. Cette démarche est détaillée dans la sous-section suivante.

## A.2 Recherche des causes de rupture

Les premières améliorations ont consisté à modifier le processus de fabrication des éléments chauffants. Ces derniers, à base de fil de tungstène, ont été formé à la main autour d'une vis. Par ce biais, les spires formées sont plus régulières, moins proches et moins contraintes. Toutefois ces premières améliorations n'ont pas suffi. En effet, l'énergie déposée n'a jamais excédé 200 J sans faire rompre l'élément chauffant. Afin d'en comprendre les causes, plusieurs pistes ont été explorées.

La première concerne le **contact électrique** entre la tige de support en cuivre et le fil de tungstène. Les premiers éléments chauffants ont été réalisés en écrasant le fil de tungstène dans une encoche de cuivre de plusieurs millimètres de profondeur. La figure A.1-(a) donne à voir le type de montage en cuivre réalisé, les encoches en bout de tige mesurent 8 mm de profondeur. Les figures A.1-(b) et (c) présentent deux montages à filament, où ce dernier est écrasé dans l'encoche.

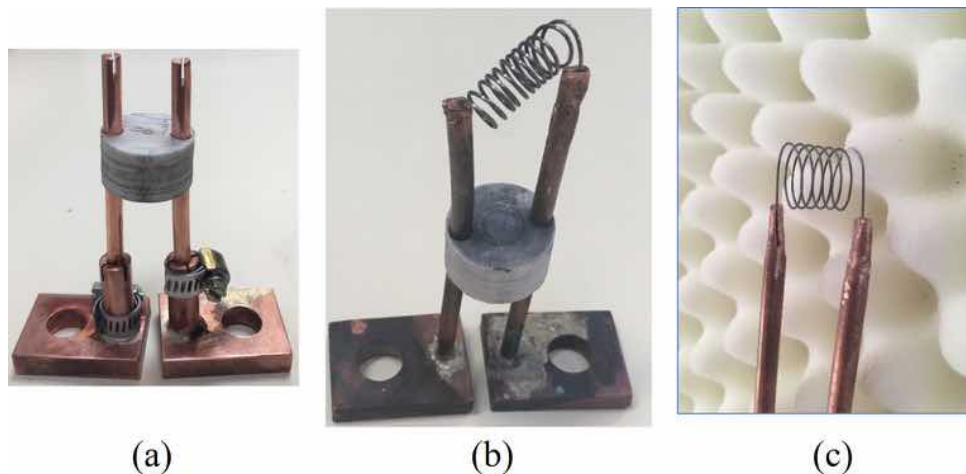


Figure A.1: Photo du montage avant (a) et après (b)&(c) insertion du filament

L'analyse des éléments montre que la rupture se produit proche de ce contact Cu/W. Pour étudier le contact Cu/W, un calcul a été réalisé à l'aide du logiciel de simulation mutliphysique Comsol ([Littmarck and Farhad, 1986]). Dans le cas d'un contact partiel sur une partie du filament de tungstène, la température peut localement atteindre plus de 2000 °C et créer un fort gradient de température dans le tungstène. Pour améliorer cela, nous avons procédé au brasage en atmosphère contrôlée (pour éviter la formation d'oxydes) du tungstène dans le cuivre. Cela permet d'assurer un contact homogène entre le cuivre et le tungstène et ainsi limiter les points chauds. Cette amélioration a permis la réalisation de plus d'essais en une campagne, mais le filament a finalement rompu de la même façon que les précédents. Il est donc nécessaire de trouver une explication complémentaire à la rupture de l'élément chauffant.

La seconde interrogation concerne la **dissociation du  $CO_2$** . Aux hautes énergies, le filament montre de nombreux signes de dégradation pré rupture, cela se traduit par un changement d'aspect présenté sur la figure A.2. Cette figure compare le filament avant (a) et après (b) un essai. Le filament avant essai, figure A.2-(a), a un aspect parfaitement lisse et se comporte comme un ressort, lorsque comprimé. Tandis que le filament après essai,

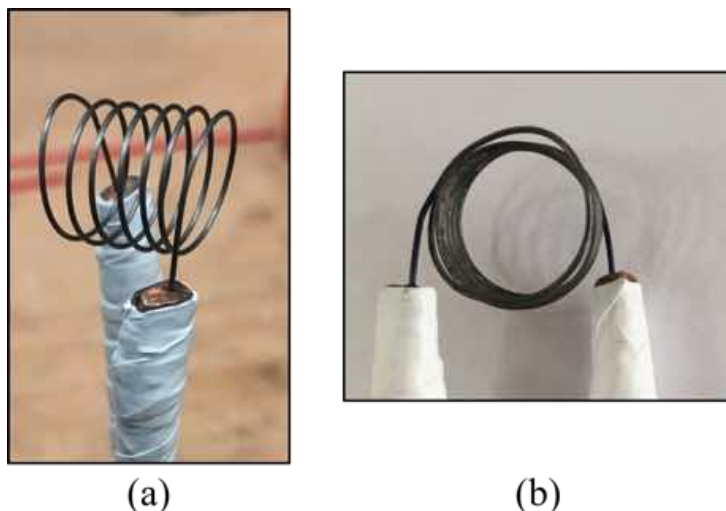


Figure A.2: Comparaison d'apparence pour un filament avant (a)/ après (b) essai

figure A.2-(b), possède un aspect plus rugueux, est plus cassant au contact et présente de nombreuses aspérités.

Ce changement significatif d'aspect du filament semble indiquer la formation de carbure de tungstène sur la surface. Ce dérivé du tungstène peut prendre plusieurs formes cristallines,  $\delta$ -WC /  $\beta$ -WC (cf. [Kurlov and Gusev, 2006]), et possède surtout le même aspect dur et cassant que notre filament post-essai. Pour vérifier cette hypothèse, nous avons effectué de premières analyses au microscope électronique à balayage (MEB).

Pour ce faire, trois échantillons distincts ont été sélectionnés : un filament neuf, un filament altéré lors d'un essai et un filament ayant fondu au cours d'un essai. Ce dernier a fondu, car il a atteint des températures importantes lors d'un essai en conditions adiabatiques. Les photos de l'examen de ces trois échantillons sont reproduites sur la figure A.3.

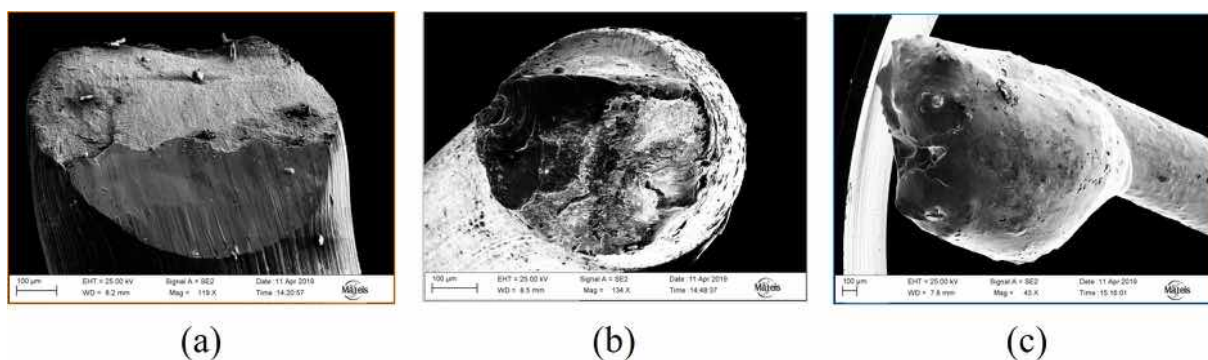


Figure A.3: Analyse au MEB du filament neuf (a), rompu (b) et fondu (c)

Cette analyse a montré une multitude de schémas cristallins visibles sur la figure A.4. Le filament neuf et la boule de fusion présentent des structures homogènes, respectivement en écailles (a) et en forme de cellules (c). Pour sa part, le filament qui a subi plusieurs essais, c.-à-d. (b), présente une structure beaucoup plus hétérogène. Elle peut être à la fois composée de cristaux en forme de germes et de structures en forme de gaufrettes

et/ou tissus. Ainsi, le transitoire de puissance a significativement transformé la structure cristalline du matériau. De plus, les premières analyses spectrales réalisées au MEB sur de petites surfaces ont montré une forte présence de carbone pour les filaments ayant subi un essai.

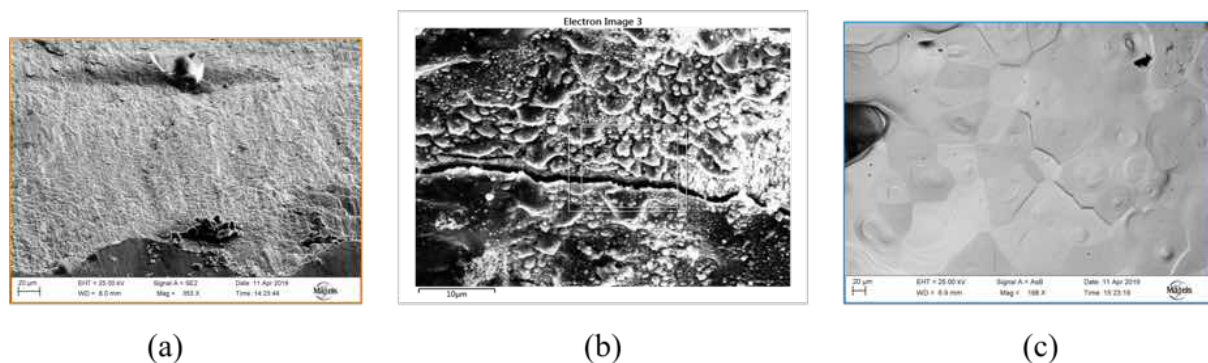


Figure A.4: Structures cristallines correspondantes agrandies des sous-figures de la figure A.3

Les zones traitées sont toutefois trop restreintes pour conclure sur la présence massive de carbure de tungstène. Pour prolonger l'analyse, une analyse destructive a été réalisée afin de titrer les taux de carbone présents dans chacun des échantillons.

Les résultats n'ont finalement pas donné de tendance significative entre les filaments neufs et ceux ayant subi un essai et qui présentent une structure proche du WC. Il est impossible d'établir une relation de cause à effet entre le dépôt d'énergie proche de la rupture et la transformation  $W \rightarrow WC$ . Toutefois, force est de constater que le dépôt d'énergie a structurellement modifié le tungstène. La cause principale de la rupture ne semble donc pas la dissociation du  $CO_2$  et le changement  $W \rightarrow WC$ .

La troisième et dernière hypothèse de rupture est **mécanique**. Il est tout à fait envisageable que la cause de rupture soit les précontraintes sur le filament. Cette accumulation de précontrainte se situe au changement de courbure du filament entre la partie droite et la première spire, cf. figure A.2-(a). Ce changement de courbure est le lieu de rupture fréquent comme en témoignent les clichés de la figure A.5, qui donnent à voir un filament brisé.

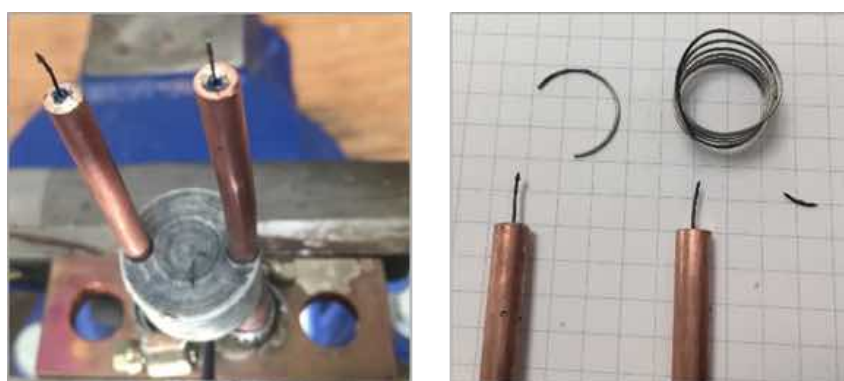


Figure A.5: Filament brisé après essai

Ces clichés sont issus d'un essai réalisé avec filament brasé afin d'améliorer le contact

entre le cuivre et le tungstène. La partie droite est rompue en son extrémité et est très endommagée chimiquement, c.-à-d. changement de structure cristalline.

Les pointes verticales visibles sur la figure A.5 ont été analysées au microscope, dont les clichés sont présentés sur la figure A.6. Sur ces clichés, des structures dendritiques (pointillés rouges) sont visibles. Il s'agit d'une géométrie en "arrêtes" ou ramifiée traduisant une solidification rapide du tungstène. En d'autres termes cela met en évidence une rapide recristallisation du tungstène avec ségrégation d'espèces chimiques. Ces structures semblent aussi s'apparenter à des structures de Widmanstätten qui sont caractéristiques de la recristallisation rapide de l'acier après une chauffe lente au-delà de 1100 °C (soit proche de la température de fusion, 1500 °C). De plus, le front blanc observable sur la figure A.6-(b) [pointillés bleus], peut s'expliquer théoriquement par un arrachement d'oxyde.

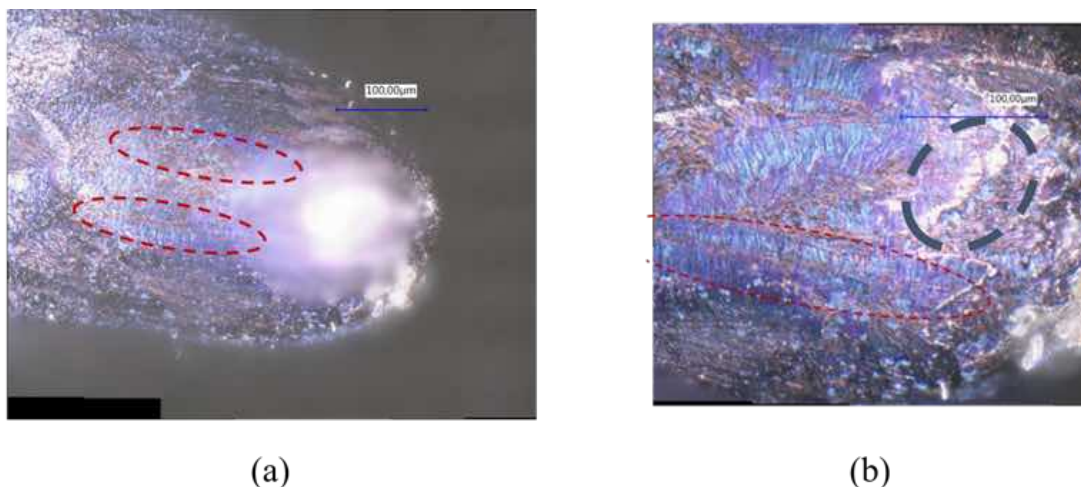


Figure A.6: Analyse au microscope des pointes de filament rompues

Ces observations prouvent que le filament a atteint une température extrêmement élevée dans la région verticale. Pour vérifier cela, nous avons analysé un filament complet au microscope, la figure A.7 présente les quatre premières branches du filament après essai. La première, notée 1, est la partie verticale. Les morceaux notés 2-3-4 sont les trois premières spires. Une inhomogénéité entre les branches est évidente : les branches 3-4 sont parfaitement lisses, alors que les branches 1 et 2 présentent des aspérités. Les mêmes structures dendritiques observées en figure A.6 sont observables sur la figure A.7. Elles partent de la base de la branche (contact Cu/W) puis s'estompent proche des pointillés. Lorsque la structure en dendrites s'estompe, c.-à-d. à partir des pointillés jaunes, le filament est structuré en grains. Cela indique une re-solidification partielle, voire inexistante, qui traduit de forts gradients de température dans le filament et donc une tendance à la rupture.

Les trois causes explorées précédemment semblent toutes jouer un rôle dans la rupture du filament. En effet, un mauvais contact crée un gradient de température qui facilite le changement d'état chimique en surface du tungstène. Ce changement d'état peut rendre le filament plus cassant aux endroits critiques. Une vibration trop importante provoque alors la rupture à l'endroit fragilisé.

Afin d'augmenter sa durée de vie et la quantité d'énergie déposable, un nouvel élément chauffant a été dimensionné et est présenté dans la section 2.2.2. La sous-partie suivante présente l'amélioration des résultats observée lors de ce changement de dispositif.



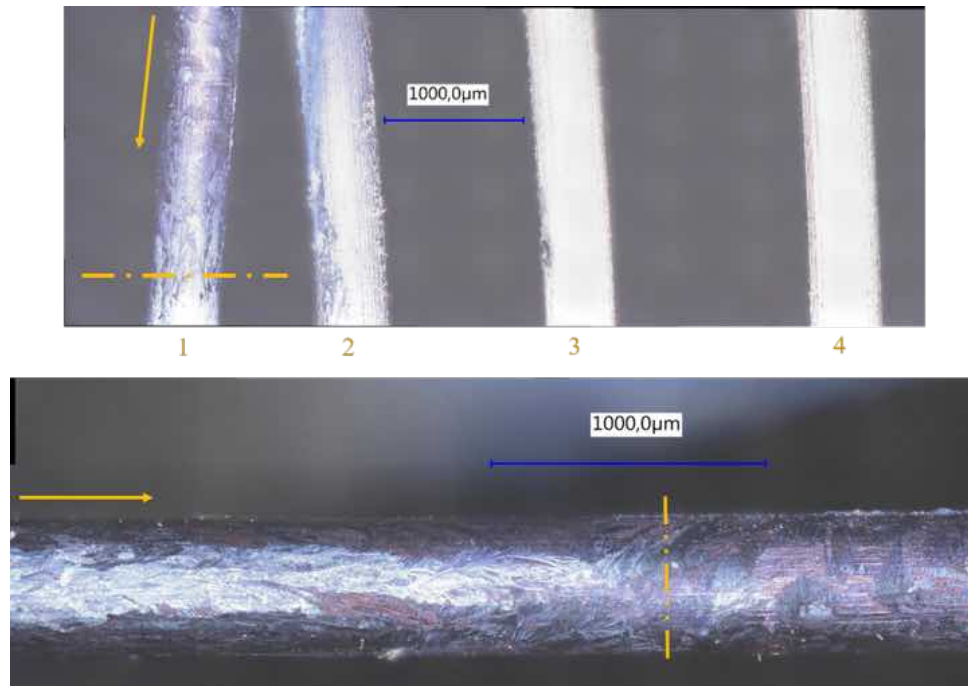


Figure A.7: Analyse, au microscope de plusieurs spires d'un filament endommagé par un essai.

### A.3 Comparaison des résultats

La fabrication d'un nouvel élément chauffant à base de plaques de tungstène découpées, au jet d'eau, a grandement amélioré les résultats. De plus, la longévité a permis de réaliser de nombreuses campagnes expérimentales en un temps réduit<sup>1</sup>. Pour illustrer l'amélioration des résultats obtenus, la figure A.3 présente deux essais réalisés dans des conditions similaires et pour des énergies équivalentes. Il s'agit d'essais à saturation pour une énergie de 66 Joules. La lecture de haut en bas de la figure donne :

- Les images du filament pour quelques instants choisis.
- Les tracés de la surpression mesurée (bleu - axes de gauche) en regard de la puissance déposée (orange - axe de droite), pour l'essai utilisant le filament.
- Les images des plaques vues de profil pour les mêmes instants que ceux de l'essai avec le filament
- Une mise en regard de la surpression (bleu - axe de gauche) et de la puissance déposée (rouge - axe de droite), pour l'essai utilisant les plaques.

La surpression est issue du capteur P1. La puissance  $\mathcal{P}$  est calculée par le produit de la tension aux bornes de l'élément chauffant et du courant le traversant au cours du temps. Les instants repérés sont au nombre de trois, c.-à-d. trois images significatives pour chaque essai. Sur les graphiques de pression/puissance, ils sont mis en évidence par des tirets verticaux.

Pour l'essai avec le filament (partie haute), le fil est statique au départ, c.-à-d. instant 1. Au moment du dépôt d'énergie, c.-à-d.  $\mathcal{P} > 0$  W, le filament vibre. Ensuite, le dépôt

<sup>1</sup>Quelques semaines au lieu de plusieurs mois avec les filaments

d'énergie continue et les vibrations aussi. Elles continuent tant et si bien que plusieurs spires se touchent (instant 2.) et créent plusieurs arcs électriques. Cela a pour effet de modifier la puissance calculée : des pics perturbent la décroissance de la puissance. Au cours du dépôt d'énergie, des poches de vapeurs apparaissent sur l'élément chauffant (instant 3.), mais elles sont peu discernables du fait de la vibration du filament. En ce qui concerne, la surpression mesurée, un pic est visible lors du dépôt d'énergie (avant instant 2.), puis est suivi d'une décroissance oscillante autour de zéro.

En comparaison, les essais réalisés avec les plaques (partie basse) semblent moins 'chahutés'. Pour un même dépôt d'énergie, les plaques ne vibrent pas. La première image, c.-à-d. instant 1, présente les plaques de profil avant l'essai. Elles sont dans une position similaire à ce que l'on peut voir sur la figure 2.7-(ii) [Section 2.2.2]. Au moment du dépôt d'énergie, elles restent fixes jusqu'à l'apparition de la vapeur (instant 2.). Puis le dépôt d'énergie continue et la croissance de vapeur aussi (instant 3.). La puissance cédée aux plaques décroît exponentiellement sans rebonds, ce qui traduit une non-modification de la résistance au cours du dépôt d'énergie. De plus, le graphique de surpression P1 présente un pic net qui est corrélé avec l'apparition de vapeur et qui est suivi d'une décroissance oscillante. Il est important de noter qu'avec les plaques le signal de pression est plus net et présente moins d'oscillations parasites.

Les plaques permettent d'étudier avec plus de confiance le comportement transitoire des signaux de surpression. L'absence de vibration limite le bruit dans les signaux de pression et permet de conclure plus sûrement sur chaque étape du dépôt d'énergie. C'est une modification qui a fait ses preuves tout au long de la thèse, permettant de nombreux essais et de nouvelles analyses.



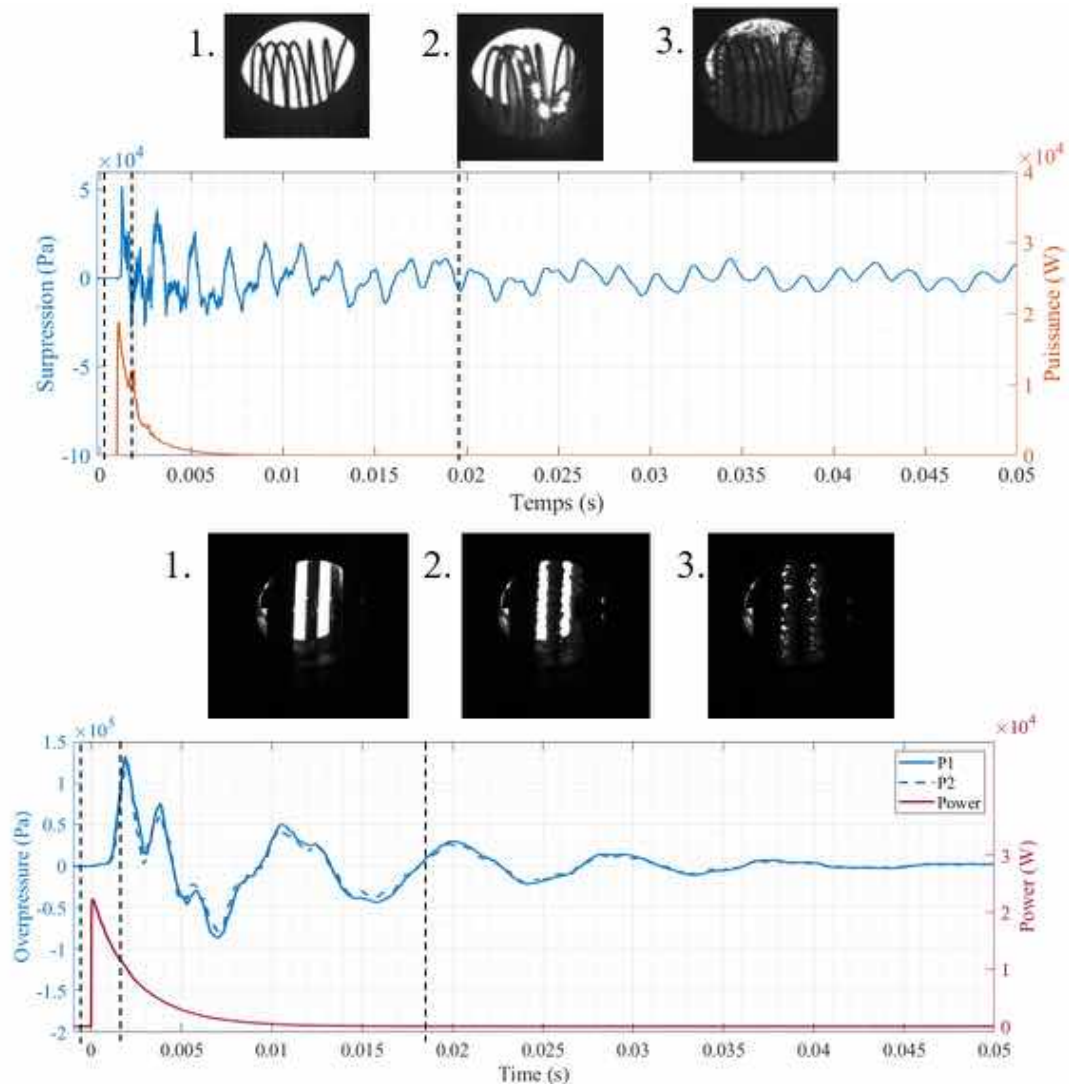


Figure A.8: Comparaison du comportement de deux éléments chauffants lors d'un dépôt d'énergie équivalent. Trois instants sont mis en évidence pour chaque essai. Les images de l'élément chauffant aux instants correspondants sont ajoutées.



# Appendix B

## Incertitudes EDITE

Lors de la réalisation d'essais expérimentaux, il existe deux sources d'erreur distinctes, représentées graphiquement sur la figure B.1 :

- la chaîne de mesure, qui donne une erreur systématique sur le test effectué ;
- la procédure expérimentale et les limites des outils expérimentaux qui provoquent une erreur aléatoire d'un test sur l'autre.

Afin d'être confiant sur les résultats d'essai obtenus, il est nécessaire d'estimer l'incertitude complète qui est la composition des deux incertitudes.

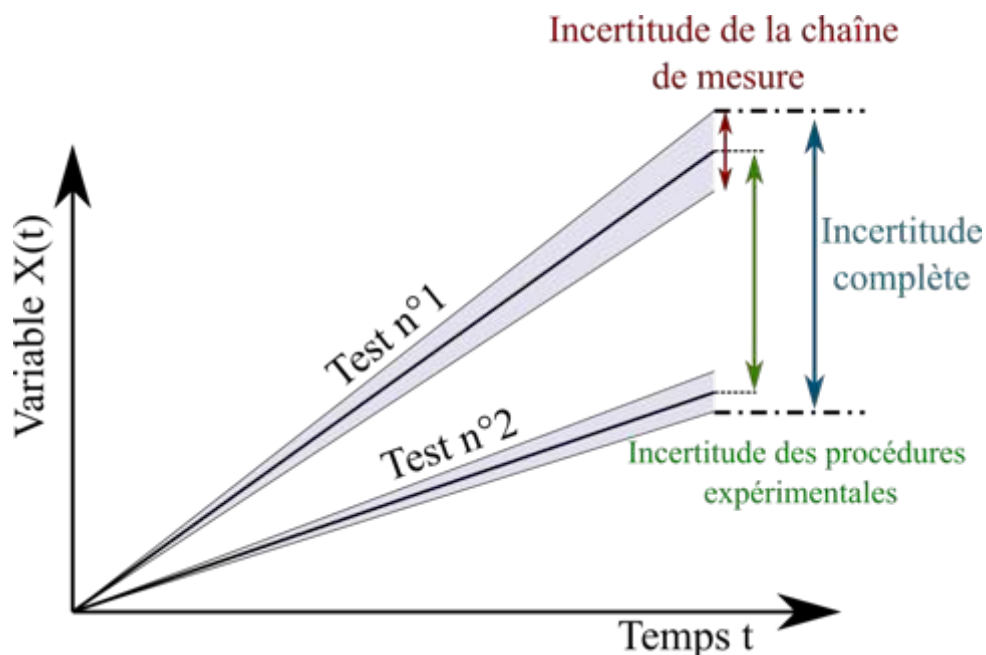


Figure B.1: Schéma de principe des incertitudes de mesures

Pour cela, deux types d'évaluation de l'incertitude sont employés : type A et type B. L'évaluation de type A représente une méthode statistique qui s'obtient avec des essais de répétabilité (essais réalisés aux mêmes conditions expérimentales, avec les mêmes capteurs et le même opérateur<sup>1</sup>). Il est alors nécessaire de réaliser un nombre conséquent d'essais aux mêmes conditions expérimentales et avec le même opérateur afin d'évaluer la

<sup>1</sup>Voir le document de référence [BIPM, 2008]

dispersion des essais les uns par rapport aux autres. L'incertitude type B est une approche systématique qui détermine les incertitudes pas-à-pas de toute une chaîne de mesure.

Nous allons nous attacher au calcul des incertitudes sur les variables importantes d'EDITE. Elles se divisent en trois catégories :

**Mesures directes** : tension ( $U$ ), intensité ( $I$ ), surpression ( $P$ ), pression statique ( $P_{stat}$ ), température de la PT100 ( $T_{PT100}$ ), niveau de liquide ( $Niv$ )

**Mesures indirectes** : puissance ( $\mathcal{P}$ ), énergie ( $E$ ), volume du ciel de gaz ( $V_{CG}$ ), masse de vapeur ( $m_{vap}$ ), volume de vapeur créé ( $V_{vap}^{cree}$ ), volume de vapeur hypothétique ( $V_{vap}^{hypo}$ ) et taux de conversion ( $\eta$ )

**Données thermodynamiques** : masses volumique ( $\rho_l$  et  $\rho_v$ ), enthalpies ( $h_l$  et  $h_v$ ), tension superficielle ( $\sigma_s$ )

De plus, pour l'analyse des incertitudes, les notations suivantes sont introduites :

$\mu_y$  représente la moyenne de la variable  $y$  sur la population considérée (N éléments),

$$\mu_y = \frac{\sum_{i=1}^N y_i}{N}$$

$\sigma$  représente l'écart type de la variable  $y$  sur l'intervalle considéré,

$$\sigma_y = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (y_i - \mu_y)^2}$$

$\sigma^*$  représente le coefficient de variation (exprimé en %),

$$\sigma_y^* = \frac{\sigma_y}{\mu_y}$$

$u_y$  représente l'incertitude type de la variable  $y$ ,

$$u_y = \frac{\sigma_y}{\sqrt{N}}$$

$U_y$  représente l'incertitude élargie de la variable  $y$ ,

$$U_y = k \times u_y$$

Où,  $k$  est le coefficient d'élargissement. Pour un intervalle de confiance à 95%. Cette valeur de coefficient est tabulée, il s'agit des coefficients de Student.

La détermination des incertitudes de type B est entreprise dans un premier temps. Dans une seconde partie, le calcul des incertitudes de type A est présenté. Enfin, un bilan des incertitudes retenues est effectué.

## B.1 Incertitudes de type B

### B.1.1 Mesures directes

#### Mesure de tension

La mesure de tension est effectuée avec un capteur LEM CV 3-500 alimenté par un module Traco Power TMM 24215. Deux incertitudes sont à considérer pour ce capteur. La première est la précision globale (*Overall accuracy*) donnée par le constructeur. Elle vaut  $\pm 0,2\%$  de la valeur primaire : 350 V RMS, c.-à-d. 500 V crête. Cette valeur est

donnée avec un intervalle de confiance à  $3\sigma$ . L'incertitude type concernant la précision globale ( $u_V^{OA}$ ) se calcule alors :

$$\begin{aligned} u_V^{OA} &= \frac{1}{3} * \frac{0,2}{100} * 500 \\ &= 0,333V \end{aligned} \quad (\text{B.1})$$

De plus, le fabricant estime l'erreur d'offset égale à :

$$u_V^{offset} = \pm 5 \text{ mV} \quad (\text{B.2})$$

Nous ne considérerons pas la possible dérive de l'alimentation (nous la supposons faible face aux autres incertitudes de la chaîne de mesure). Ce capteur de tension est câblé à un DAQ 9223 à l'aide de câbles blindés. Nous considérons alors les incertitudes dues au bruit et à l'auto échauffement du câble négligeables face aux autres incertitudes de la chaîne.

Le DAQ 9223 est sujet à deux erreurs principales : une erreur de gain et une erreur d'offset. Dans notre cas, nous considérons les DAQ non calibrés<sup>2</sup> et à température ambiante, c.-à-d.  $23 \pm 5$  °C. Le constructeur donne alors une estimation de l'erreur de gain égale à  $\pm 0,2\%$  et de l'erreur d'offset égale à  $\pm 0,1\%$ . La valeur maximale mesurable par le DAQ est 10 V. Le rapport de conversion entre le signal électrique et la mesure est  $50 \times V_{charge}/V_{daq}$ . Soit,

$$\begin{aligned} u_{gain,V}^{9223} &= \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{0,2}{100} \times 50 \times 10 \\ &= 0,577 V \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

Et,

$$\begin{aligned} u_{offset,V}^{9223} &= \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{0,1}{100} \times 50 \times 10 \\ &= 0,289 V \end{aligned} \quad (\text{B.4})$$

In fine, la composition des incertitudes est la racine carrée de la somme quadratique de ces dernières :

$$\begin{aligned} u_V &= \sqrt{(u_V^{OA})^2 + (u_V^{offset})^2 + (u_{gain,V}^{9223})^2 + (u_{offset,V}^{9223})^2} \\ &= 0,726 V \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

Par ce biais, nous pouvons dire que l'incertitude type de la tension, calculée à l'aide de la méthode B, est égale à :

$$\boxed{u_V = \pm 0,726 V} \quad (\text{B.6})$$

## Mesure d'intensité

La mesure de l'intensité se fait par un capteur LEM LF1010-S à effet Hall. La figure B.2 donne à voir le câblage complet permettant la mesure d'intensité.

<sup>2</sup>afin de maximiser l'incertitude

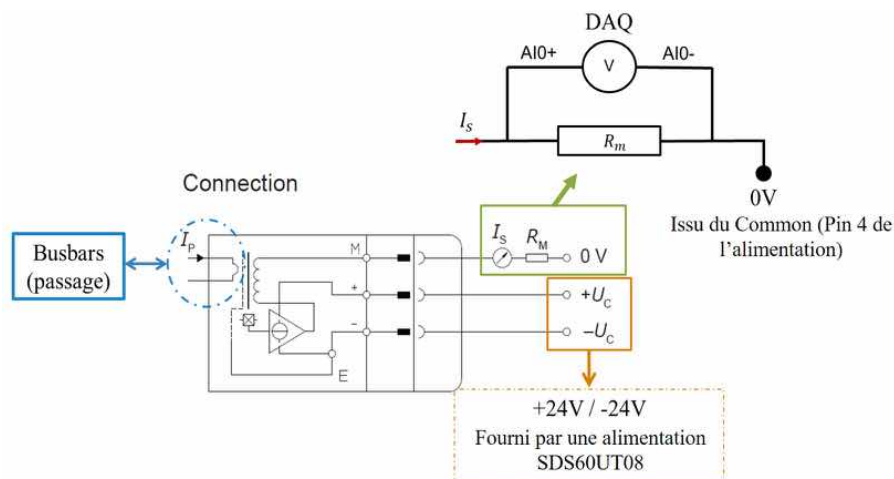


Figure B.2: Schéma du câblage de la mesure d'intensité

Le courant traversant les busbars, c.-à-d.  $I_P$ , est mesuré par effet Hall. Cette mesure est transmise par le capteur sous la forme d'un courant, c.-à-d.  $I_S$ . Le rapport de conversion entre  $I_S$  et  $I_P$  est  $2 \times 10^4 \text{ A/A}$ . L'enregistrement de la mesure se fait sur un DAQ 9223  $\pm 10 \text{ V}$ . Pour convertir l'intensité du secondaire ( $I_S$ ) en tension, nous utilisons une résistance de  $10 \Omega$ .

Pour le capteur à effet Hall, le fournisseur donne une précision globale ('*Overall accuracy*') qui comptabilise l'ensemble des erreurs visibles sur le capteur : les soucis de linéarité et de sensibilité, les offsets magnétiques et électriques, etc. Pour nos essais, nous pouvons considérer que le conducteur reste à température ambiante. Dans ce cas, la précision globale vaut  $\pm 0,2\%$  de l'intensité primaire nominale :  $1000 \text{ A}$ . De plus, cette valeur est à  $3\sigma$  d'après le fabricant. L'incertitude type attachée au capteur vaut donc :

$$\begin{aligned} u_I^{OA} &= \frac{1}{3} \frac{0,2}{100} \times 1000 \\ &= 0,667 \text{ A} \end{aligned} \quad (\text{B.7})$$

Ensuite, la résistance possède son incertitude propre. Il s'agit d'une résistance  $10 \Omega$  VPR221. Dans ce cas, la tolérance absolue vaut  $\pm 0,01\%$ . La relation entre la tolérance absolue et l'incertitude type est la suivante

$$\begin{aligned} u_R &= \frac{1}{\sqrt{3}} \times \frac{0,01}{100} \times 10 \\ &= 5,77 \times 10^{-4} \Omega \end{aligned} \quad (\text{B.8})$$

L'incertitude rapportée à la mesure d'intensité est donnée comme suit :

$$\begin{aligned} u_I^R &= \frac{1}{\sqrt{3}} \times \underbrace{(5,77 \times 10^{-4} \Omega \times 2700 \text{ A} \times 0,2 \times 10^{-3} \text{ A/A})}_{\epsilon_I} \times \frac{1}{\underbrace{10 \times 0,2 \times 10^{-3}}_{\epsilon_d}} \\ &= 0,0899 \text{ A} \end{aligned} \quad (\text{B.9})$$

Où,  $\epsilon_d$  est le rapport de conversion entre la valeur DAQ en volts (sortie de résistance) et la mesure au primaire.  $\epsilon_I$  est l'incertitude calculée pour le courant maximal, c.-à-d.  $2700 \text{ A}$ .

Enfin, nous utilisons un DAQ 9223 pour l'acquisition. De la même façon que pour la mesure de tension, nous calculons les incertitudes liées au gain et à l'offset :

$$\begin{aligned} u_{gain,I}^{9223} &= \left( \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{0,2}{100} \times 5,4 \right) \times \frac{1}{10} \times \frac{1}{0,2 \times 10^{-3}} \\ &= 3,118 A \end{aligned} \quad (B.10)$$

$$\begin{aligned} u_{offset,I}^{9223} &= \left( \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{0,1}{100} \times 5,4 \right) \times \frac{1}{10} \times \frac{1}{0,2 \times 10^{-3}} \\ &= 1,559 A \end{aligned} \quad (B.11)$$

La tension maximale mesurée par le DAQ pour la mesure d'intensité est 5,4 V. Ce calcul vient de l'intensité maximale mesurable, c.-à-d. 2700 A, convertie en tension DAQ, c.-à-d. conversion primaire/secondaire puis résistance. Afin de revenir à l'incertitude sur l'intensité, il est nécessaire de diviser par la résistance, c.-à-d. 10, et le facteur de conversion secondaire/primaire, c.-à-d.  $0,2 \times 10^{-3}$ .

In fine, l'incertitude type de la mesure d'intensité se calcule comme suit :

$$\begin{aligned} u_I &= \sqrt{(u_I^{OA})^2 + (u_I^R)^2 + (u_{gain,I}^{9223})^2 + (u_{offset,I}^{9223})^2} \\ &= 3,5 A \end{aligned} \quad (B.12)$$

Par ce biais, nous pouvons dire que l'incertitude type composée de la mesure de l'intensité, calculée à l'aide de la méthode B, est estimée à :

$$\boxed{u_{c,I} = \pm 3,5 A} \quad (B.13)$$

## Mesure de surpression

La mesure de la surpression est effectuée à l'aide de capteurs de pression dynamique. Ces capteurs sont reliés, par fibre optique, à un conditionneur qui convertit le signal optique en signal électrique. Le signal électrique est ensuite envoyé à DAQ 9223. Pour le calcul d'incertitudes, nous ne considérerons pas l'incertitude due à l'auto échauffement des câbles électriques, ou le bruit environnant. Il reste alors à calculer l'incertitude des trois composants suivants : le capteur, le conditionneur et le DAQ.

Pour l'incertitude due au capteur, elle est résumée dans le tableau suivant fonction du capteur utilisé :

Les capteurs de pression dynamique sont utilisés sur l'intervalle [0,028; 0,138] MPa. Pour cet intervalle, le fabricant donne une incertitude élargie à 95%. Cette dernière est égale à  $\pm 1\%$  pour chacun des capteurs. Soit,

$$U_P^{capteur;95\%} = \pm 1\% \quad (B.14)$$

Pour le conditionneur, l'incertitude élargie à 95% vaut :

$$U_P^{condit;95\%} = \pm 0,2\% \quad (B.15)$$

Pour l'enregistrement, un DAQ 9223 est utilisé. Les incertitudes sont les suivantes :

Capteur	Intervalle (MPa)	Coefficient (mV.MPa <sup>-1</sup> )	$U$ (%)	Linéarité (%)
LW31076	[0,028; 0,138]	3,548	$\pm 1$	0,4
	[0,2756; 1,379]	3,569	$\pm 1,3$	0,2
LW31077	[0,028; 0,138]	3,516	$\pm 1$	0,3
	[0,2756; 1,379]	3,514	$\pm 1,3$	0,1
LW31078	[0,028; 0,138]	3,538	$\pm 1$	0,4
	[0,2756; 1,379]	3,547	$\pm 1,3$	0,2
LW31098	[0,028; 0,138]	3,612	$\pm 1$	0,06
	[0,2756; 1,379]	3,626	$\pm 1,3$	0,09

Table B.1: Capteurs de pression dynamique

- incertitude de gain,  $U_U^{gain,95\%} = \pm 0,2\%$
- incertitude d'offset,  $U_U^{offset,95\%} = \pm 0,1\%$

La mesure de pression dynamique est utilisée sur un large intervalle de surpression : quelques centaines de Pascal pour la compression du ciel de gaz, à quelques bars pour les premiers transitoires de pression. Pour cette raison, les incertitudes seront calculées pour deux valeurs étalon : 100 Pa et 10<sup>5</sup> Pa.

### 100 Pa

L'incertitude type attachée au capteur vaut,

$$\begin{aligned} u_P^{capteur,100} &= \frac{1}{2} \frac{1}{100} \times 100 \\ &= \pm 0,5 Pa \end{aligned} \quad (\text{B.16})$$

Pour une surpression de 100 Pa, le capteur fournit une tension de 0,36 mV. Cela est obtenu en utilisant le coefficient général fourni par la documentation technique : 3,6 mV.kPa<sup>-1</sup>.

L'incertitude type attachée au conditionneur vaut,

$$\begin{aligned} u_P^{condit,100} &= \frac{1}{2} \frac{0,2}{100} \times 0,36 * 10^{-3} \times \frac{1}{3,6 \times 10^{-6}} \\ &= \pm 0,1 Pa \end{aligned} \quad (\text{B.17})$$

L'incertitude type attachée au gain du DAQ vaut,

$$\begin{aligned} u_P^{gain-Daq,100} &= \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{0,2}{100} \times 0,36 \times 10^{-3} \times \frac{1}{3,6 \times 10^{-6}} \\ &= \pm 0,115 Pa \end{aligned} \quad (\text{B.18})$$

L'incertitude type attachée à l'offset DAQ vaut,

$$\begin{aligned} u_P^{gain-Daq,100} &= \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{0,1}{100} \times 0,36 \times 10^{-3} \times \frac{1}{3,6 \times 10^{-6}} \\ &= \pm 0,058 Pa \end{aligned} \quad (\text{B.19})$$



En compilant l'ensemble de ces incertitudes, l'incertitude composée du capteur de la mesure de pression dynamique vaut,

$$\begin{aligned} u_{c,P}^{100} &= \sqrt{\left(u_P^{\text{capteur},100}\right)^2 + \left(u_P^{\text{condit},100}\right)^2 + \left(u_P^{\text{gain-Daq},100}\right)^2 + \left(u_P^{\text{gain-Daq},100}\right)^2} \\ &= \pm 0,5 Pa \end{aligned} \quad (\text{B.20})$$

### 10<sup>5</sup> Pa

L'incertitude type attachée au capteur vaut,

$$\begin{aligned} u_P^{\text{capteur},10^5} &= \frac{1}{2} \frac{1}{100} \times 10^5 \\ &= \pm 500 Pa \end{aligned} \quad (\text{B.21})$$

Pour une surpression de 100 Pa, le capteur fournit une tension de 0,36 V. Cela est obtenu en utilisant le coefficient général fourni par la documentation technique : 3,6 mV.kPa<sup>-1</sup>.

L'incertitude type attachée au conditionneur vaut,

$$\begin{aligned} u_P^{\text{condit},10^5} &= \frac{1}{2} \frac{0,2}{100} \times 0,36 \times \frac{1}{3,6 \times 10^{-6}} \\ &= \pm 100 Pa \end{aligned} \quad (\text{B.22})$$

L'incertitude type attachée au gain du DAQ vaut,

$$\begin{aligned} u_P^{\text{gain-Daq},10^5} &= \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{0,2}{100} \times 0,36 \times \frac{1}{3,6 \times 10^{-6}} \\ &= \pm 115,5 Pa \end{aligned} \quad (\text{B.23})$$

L'incertitude type attachée à l'offset DAQ vaut,

$$\begin{aligned} u_P^{\text{gain-Daq},10^5} &= \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{0,1}{100} \times 0,36 \times \frac{1}{3,6 \times 10^{-6}} \\ &= \pm 57,7 Pa \end{aligned} \quad (\text{B.24})$$

En compilant l'ensemble de ces incertitudes, l'incertitude composée du capteur de la mesure de pression dynamique vaut,

$$\begin{aligned} u_{c,P}^{10^5} &= \sqrt{\left(u_P^{\text{capteur},10^5}\right)^2 + \left(u_P^{\text{condit},10^5}\right)^2 + \left(u_P^{\text{gain-Daq},10^5}\right)^2 + \left(u_P^{\text{gain-Daq},10^5}\right)^2} \\ &= \pm 526 Pa \end{aligned} \quad (\text{B.25})$$

In fine, l'incertitude élargie rapportée à la valeur de départ est égale à :

$$\begin{aligned} \frac{u_{c,P}}{P} &= \frac{u_{c,P}^{100}}{100} \sim \frac{u_{c,P}^{10^5}}{10^5} \\ &= \pm 0,5\% \end{aligned} \quad (\text{B.26})$$

Soit,

$$\boxed{\frac{u_{c,P}}{P} = \pm 0,5\%} \quad (\text{B.27})$$

### Mesure de pression statique

La mesure de pression statique ( $P_s$ ) s'effectue avec un capteur Optibar P1010C câblé sur un DAQ 9203 ( $\pm 20$  mA). L'incertitude associée au capteur est  $\pm 0,25\%$  de la limite supérieure de la plage de mesure considérée (100 bars),

$$\begin{aligned} u_{P_s}^{capteur} &= \frac{1}{2} \frac{0,25}{100} \times 100 \\ &= 0,125 \text{ bars} \end{aligned} \quad (\text{B.28})$$

La loi de conversion pression(bars)/intensité(mA) est la suivante :

$$P_s = 6,1875 I - 23,75 \quad (\text{B.29})$$

Le courant  $I$  est issu du DAQ 9203. Ce dernier présente deux incertitudes : en gain et en offset,

$$\begin{aligned} u_{gain,P_s}^{9203} &= \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{0,54}{100} \times 20 \times 6,1875 \\ &= 0,386 \text{ bars} \end{aligned} \quad (\text{B.30})$$

$$\begin{aligned} u_{offset,P_s}^{9203} &= \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{0,55}{100} \times 21,5 \times 6,1875 \\ &= 0,42 \text{ bars} \end{aligned} \quad (\text{B.31})$$

L'incertitude élargie associée à la mesure de pression statique vaut :

$$u_{c,P_s} = \sqrt{\left(u_{P_s}^{capteur}\right)^2 + \left(u_{gain,P_s}^{9203}\right)^2 + \left(u_{offset,P_s}^{9203}\right)^2} \quad (\text{B.32})$$

In fine,

$$\boxed{u_{c,P_s} = \pm 0,58 \text{ bar}} \quad (\text{B.33})$$

### Mesure de température

La température est mesurée à l'aide d'une PT100. Il s'agit d'un montage 3 fils. De plus, la PT100 est de classe B cela signifie que son incertitude type s'écrit, pour un écart à  $\pm 20^\circ\text{C}$  par rapport à  $0^\circ\text{C}$ ,

$$u_T^B = \frac{0,35}{\sqrt{3}} = 0,2^\circ\text{C} \quad (\text{B.34})$$

De plus, la sonde est câblée sur un DAQ 9203. Sa loi de comportement est la suivante :

$$T = 4,068 \cdot 10^3 I - 36,10 \quad (\text{B.35})$$

Où  $I$  est le courant issu du DAQ. Ce dernier fonctionne de façon bipolaire, ses incertitudes types attachées sont les suivantes :

$$\begin{aligned} u_{gain,T}^{9203} &= \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{0,54}{100} \times 21,5 \times 4,068 \\ &= 0,27^\circ\text{C} \end{aligned} \quad (\text{B.36})$$

$$\begin{aligned}
 u_{offset,T}^{9203} &= \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{0,55}{100} \times 21,5 \times 4,068 \\
 &= 0,28^\circ C
 \end{aligned}
 \tag{B.37}$$

Pour ces deux calculs, nous avons considéré les erreurs respectives : 0,54% et 0,55%. Le calcul est effectué avec une valeur maximale d'intensité de 21,5 mA (cf. doc technique du DAQ).

In fine, l'incertitude sur la mesure de température dans la section d'essai se calcule comme suit :

$$\begin{aligned}
 u_T &= \sqrt{(u_T^B)^2 + (u_{gain,T}^{9203})^2 + (u_{offset,T}^{9203})^2} \\
 &= 0,44^\circ C
 \end{aligned}
 \tag{B.38}$$

Par ce biais, nous pouvons dire que l'incertitude type composée de la mesure de la température, calculée à l'aide de la méthode B, est estimée à :

$$\boxed{u_{c,T} = \pm 0,44^\circ C}
 \tag{B.39}$$

### Niveau de liquide

L'indicateur de niveau de liquide est un indicateur de niveau magnétique BM26A. Il est branché sur un DAQ 9203 ( $\pm 20$  mA). Les incertitudes de l'auto échauffement des fils ne sont pas considérées. Concernant le capteur lui-même,

$$\begin{aligned}
 u_N^c &= \frac{10}{\sqrt{3}} \\
 &= \pm 5,8 \text{ mm}
 \end{aligned}
 \tag{B.40}$$

La relation qui lie l'intensité  $I$  mesurée (en milliampères) avec le niveau indiqué est la suivante :

$$N[cm] = 3,5 \times I - 25
 \tag{B.41}$$

Pour l'intensité maximale acceptée, 20 mA, les incertitudes associées au gain et à l'offset du DAQ sont les suivantes :

$$\begin{aligned}
 u_{gain,N}^{9203} &= \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{0,54}{100} \times 20 \times 3,5 \\
 &= 0,22 \text{ cm}
 \end{aligned}
 \tag{B.42}$$

$$\begin{aligned}
 u_{offset,N}^{9203} &= \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{0,55}{100} \times 20 \times 3,5 \\
 &= 0,22 \text{ cm}
 \end{aligned}
 \tag{B.43}$$

Pour conclure, si nous compilons les trois incertitudes :

$$\begin{aligned}
 u_N &= \sqrt{(u_N^c)^2 + (u_{gain,N}^{9203} \times 10)^2 + (u_{offset,N}^{9203} \times 10)^2} \\
 &= \pm 0,32 \text{ cm}
 \end{aligned}
 \tag{B.44}$$

Soit,

$$\boxed{u_N = \pm 0,32 \text{ cm}}
 \tag{B.45}$$

## B.1.2 Mesures indirectes

### Puissance ( $\mathcal{P}$ )

La puissance électrique  $\mathcal{P}$  est calculée avec le produit de l'intensité et de la tension :

$$\mathcal{P} = U I \quad (\text{B.46})$$

La tension et l'intensité ne sont pas corrélées, c.-à-d. la mesure de l'un n'influe pas sur la mesure de l'autre et inversement. Dans ce cas, la forme générale de l'incertitude type composée est :

$$u_c(\mathcal{P}) = \mathcal{P} \sqrt{\left(\frac{u_c(U)}{U}\right)^2 + \left(\frac{u_c(I)}{I}\right)^2} \quad (\text{B.47})$$

Les incertitudes composées de la tension et l'intensité sont calculées avec les valeurs maximales de ces deux mesures. Ainsi, si nous exprimons  $u_c(\mathcal{P})/\mathcal{P}$ ,

$$\begin{aligned} \frac{u_c(\mathcal{P})}{\mathcal{P}} &= \sqrt{\left(\frac{0,726}{500}\right)^2 + \left(\frac{3,5}{2700}\right)^2} \\ &= 0,2\% \end{aligned} \quad (\text{B.48})$$

L'incertitude composée relative associée à la puissance reçue par l'élément chauffant vaut donc :

$$\boxed{\frac{u_c(\mathcal{P})}{\mathcal{P}} = \pm 0,2\%} \quad (\text{B.49})$$

### Énergie ( $E$ )

L'énergie  $E$  délivrée par les condensateurs à l'élément chauffant est l'intégrale de la puissance précédemment présentée. Pour des données discrètes acquises avec un pas de temps constant  $\Delta t$ , cela revient à la somme suivante :

$$E = \Delta t \sum_i U_i I_i \quad (\text{B.50})$$

Où  $U_i$  et  $I_i$  sont les mesures au point  $i$  de la tension et de l'intensité, respectivement. Cette somme permet de calculer l'incertitude suivante,

$$u_c(E) = \Delta t \sqrt{\sum_i (u_c(\mathcal{P}))^2} \quad (\text{B.51})$$

Si l'on considère un dépôt maximal de  $500[\text{V}] \times 2700[\text{A}]$  sur  $7,5$  ms. Cette dernière valeur correspond à l'échelle de temps pour 95% du dépôt électrique. Cela permet d'écrire,

$$\begin{aligned} \frac{u_c(E)}{E} &= \frac{\sqrt{\sum_{3750} \left(\frac{0,2}{100} \times 500 \times 2700\right)^2}}{(\sum_{3750} 500 \times 2700)} \\ &= 0,0033\% \end{aligned} \quad (\text{B.52})$$

L'incertitude composée relative associée à l'énergie reçue par l'élément chauffant vaut donc :

$$\boxed{\frac{u_c(E)}{E} = \pm 0,03\%} \quad (\text{B.53})$$

## B.2 Incertitudes de type A

Les incertitudes de type A sont calculées à partir d'essais de répétabilité. Ces derniers sont effectués sur une même journée dans des conditions thermodynamiques constantes, avec le même opérateur et le même matériel. Il s'agit ensuite de comparer l'écart présent sur chacune des données mesurées et calculées. L'intérêt de cette détermination d'incertitudes est qu'elle prend en compte toutes les données extérieures comme les manipulations opérées par l'opérateur, la variation des instruments avec la température, etc. Elle concatène pour un jour donné et un type d'essai donné toutes les erreurs inhérentes à l'aspect aléatoire de certains paramètres d'essai.

Pour le dispositif EDITE, ces essais de répétabilité ont été répétés sur deux journées distinctes. La première a été effectuée avant de réaliser l'ensemble des essais présentés dans ce manuscrit. La seconde, quant à elle, a eu lieu à la fin de la campagne d'essai pour faire le point sur une possible distorsion des résultats. En effet, au cours de la campagne d'essai, l'élément chauffant s'est déformé du fait des nombreux transitoires d'énergie appliqués. Les incertitudes obtenues lors de ces deux journées sont calculées séparément avant d'être compilées (avec les incertitudes de type B) afin d'obtenir une incertitude globale.

### B.2.1 Journée 1 / Pré-campagne

Pour cette journée, 9 essais ont été réalisés. Le coefficient d'élargissement<sup>3</sup> vaut  $k=2,26$  dans ce cas.

**Incertitudes de type A - Jour 1**

<b>Y</b>	$P_i(\text{Pa})$	$T_i(\text{K})$	$\rho_l/\rho_v$	$h_v - h_l(\text{J.kg}^{-1})$
$m$	$2,96 \times 10^6$	266	11,9	$2,51 \times 10^5$
$\sigma_y$	$4,16 \times 10^4$	0,54	0,225	$1,45 \times 10^3$
$\sigma_y^*$	1,41	0,2	1,9	0,58
$u_y$	$1,39 \times 10^4$	0,18	$7,5 \times 10^{-2}$	$4,83 \times 10^2$
$U_y$	$3,13 \times 10^4$	0,408	0,17	$1,09 \times 10^3$

Table B.2: J1- Données statiques et thermodynamiques

**Incertitudes de type A - Jour 1**

<b>Y</b>	$E(\text{J})$	$P_1(\text{Pa})$	$V_{vap}^c(\text{cm}^3)$	$V_{vap}^{hypo}(\text{cm}^3)$	$\eta$
$m$	56,4	$1,08 \times 10^5$	2,59	2,79	0,123
$\sigma_y$	1,33	$1,49 \times 10^4$	0,272	0,0477	$3,68 \times 10^{-3}$
$\sigma_y^*$	2,36	13,89	10,5	1,71	3
$u_y$	0,44	$4,98 \times 10^3$	0,091	$1,59 \times 10^{-2}$	$1,23 \times 10^{-3}$
$U_y$	0,99	$1,13 \times 10^4$	0,205	$3,59 \times 10^{-2}$	$2,78 \times 10^{-2}$

Table B.3: J1-Données dynamiques

<sup>3</sup>Coefficient de Student

### B.2.2 Déformation mécanique des plaques

Au cours des essais réalisés, les plaques ont montré des signes de fatigue mécanique. La figure B.3 donne à voir deux images de l'élément chauffant prises sous le même angle. La première (a) montre l'élément chauffant au début de la campagne d'essai, tandis que la seconde (b) présente ce même élément chauffant à la fin de la campagne d'essais (campagne présentée au chapitre 5). Nous pouvons constater que les plaques se sont légèrement déformées à la suite des nombreux transitoires d'énergie.

Il a été observé que les plaques déformées provoquent plus facilement des arcs électriques que les plaques non déformées. Cela aurait pour effet de perturber les dépôts d'énergie effectués. La partie suivante concatène les essais de répétabilité effectués après la campagne d'essai pour détecter de possibles distorsions des mesures.

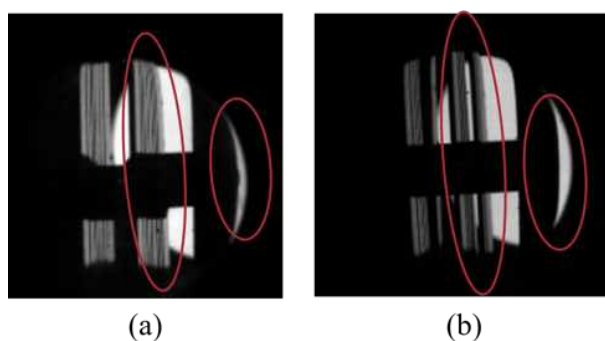


Figure B.3: Photographies des plaques de tungstène avant et après la campagne d'essais

### B.2.3 Journée 2 / Post-campagne

Pour cette journée, 12 essais furent réalisés. Le coefficient d'élargissement vaut  $k=2,18$  dans ce cas.

#### Incertitudes de type A - Jour 2

Y	$P_i(\text{Pa})$	$T_i(\text{K})$	$\rho_l/\rho_v$	$h_v - h_l(\text{J/kg})$
$m$	$3,00 \times 10^6$	266	11,7	$2,49 \times 10^5$
$\sigma_y$	$1,28 \times 10^4$	0,14	$6,77 \times 10^{-2}$	$3,81 \times 10^2$
$\sigma_y^*$	0,43	0,05	0,58	0,15
$u_y$	$3,70 \times 10^3$	$4,03 \times 10^{-2}$	$1,95 \times 10^{-2}$	$1,10 \times 10^2$
$U_y$	$8,06 \times 10^3$	$8,78 \times 10^{-2}$	$4,26 \times 10^{-2}$	$2,40 \times 10^2$

Table B.4: J2- Données statiques et thermodynamiques

**Incertitudes de type A - Jour 2**

<b>Y</b>	$E(J)$	$P_1(Pa)$	$V_{vap}^c(cm^3)$	$V_{vap}^{hypo}(cm^3)$	$\eta$
$m$	54,2	$1,13 \times 10^5$	2,61	2,66	0,132
$\sigma_y$	0,639	$8,7 \times 10^3$	0,14	$3,61 \times 10^{-2}$	$7,37 \times 10^{-3}$
$\sigma_y^*$	1,18	7,69	5,46	1,36	5,58
$u_y$	0,185	$2,5 \times 10^3$	$4,12 \times 10^{-2}$	$1,04 \times 10^{-2}$	$2,13 \times 10^{-3}$
$U_y$	0,402	$5,47 \times 10^3$	0,09	$2,27 \times 10^{-2}$	$4,64 \times 10^{-3}$

Table B.5: J2- Données dynamiques

**B.2.4 Bilan des journées d'essai**

Concernant les incertitudes sur les données statiques (tableau B.4), les mesures présentent une meilleure stabilité pour le Jour 2. En effet, l'incertitude élargie  $U_y$  est toujours plus faible pour le second jour.

Pour les données dynamiques, la tendance est équivalente. En effet, les données mesurées lors de la seconde journée possèdent une dispersion moins importante, c.-à-d.  $U_y$  plus faible. Ainsi, malgré la déformation mécanique de l'élément chauffant, les résultats sont reproductibles sur toute la campagne d'essai.

En compilant les deux journées d'essai, le coefficient d'élargissement vaut  $k=2,09$  (21 essais). Le fait de compiler les deux journées sans distinction permet de prendre en compte de tous les changements inhérents au vieillissement de l'élément chauffant. Les résultats sont présentés dans les tableaux suivants,

**Incertitudes de type A - Bilan**

<b>Y</b>	$P_i(Pa)$	$T_i(K)$	$\rho_l/\rho_v$	$h_v - h_l(J/kg)$
$m$	$2,98 \times 10^6$	266,30	11,8	$2,5 \times 10^5$
$\sigma_y$	$3,38 \times 10^4$	0,44	0,18	$1,17 \times 10^3$
$\sigma_y^*$	1,13	0,16	1,55	0,47
$u_y$	$7,38 \times 10^3$	0,1	0,04	$2,54 \times 10^2$
$U_y$	$1,54 \times 10^4$	0,2	0,08	$5,31 \times 10^2$

Table B.6: Bilan- Données statiques et thermodynamiques

**Incertitudes de type A - Bilan**

<b>Y</b>	$E(J)$	$P_1(Pa)$	$V_{vap}^c(cm^3)$	$V_{vap}^{hypo}(cm^3)$	$\eta$
$m$	55,2	$1,11 \times 10^5$	2,79	2,72	0,128
$\sigma_y$	1,48	$1,21 \times 10^4$	0,33	0,0775	$7,61 \times 10^{-3}$
$\sigma_y^*$	2,68	10,93	11,83	2,86	5,94
$u_y$	0,32	$2,64 \times 10^3$	0,072	0,17	$1,66 \times 10^{-3}$
$U_y$	0,67	$5,52 \times 10^3$	0,15	0,035	$3,47 \times 10^{-3}$

Table B.7: Bilan- Données dynamiques

### B.3 Conclusion

Les incertitudes sont dépendantes de la chaîne de mesure et des procédures d'essai. Afin de compiler les incertitudes issues de la chaîne de mesure ( $u_c^{mes}$ ) et des essais de reproductibilité ( $u_c^{rep}$ ) pour la variable d'intérêt  $X$ , la méthode des moindres carrés est utilisée et permet de calculer l'incertitude élargie composée :

$$U_X^c = \sqrt{(k^{mes}u_c^{mes})^2 + (k^{rep}u_c^{rep})^2} \quad (\text{B.54})$$

Avec  $k^{mes}$  et  $k^{rep}$  les facteurs de couverture associés à  $u_c^{mes}$  et  $u_c^{rep}$  respectivement. Pour les mesures d'incertitudes liées à la chaîne de mesure (incertitude de type B), le facteur de couverture est  $k^{mes}=2$ . Cela permet d'être dans l'intervalle de confiance à 95% pour  $k^{mes}u_c^{mes}$ .

In fine, le tableau suivant compile les incertitudes relatives considérées pour chaque mesure.

Variable	Type de variable	$U_X^{mes}$	$U_X^{rep}$	$U_X^c$	$U_X^c/X$ (%)
$P_i(\text{bar})$	Pression statique	1,16	0,15	1,17	3,9
$T_i(K)$	Température dans le dôme gazeux	0,99	0,2	1,01	0,38
$E(J)$	Énergie déposée dans l'élément chauffant	0,0033	0,67	0,67	1,22
$P(\text{Pa})$	Surpression	555	$5,52 \times 10^3$	$5,6 \times 10^3$	5
$V_v(\text{cm}^3)$	Volume de vapeur calculé	-	0,15	0,15	5,4

Table B.8: Bilan des incertitudes pour les données mesurées et calculées

Nb:  $U_X^c/X$  se nomme l'incertitude élargie composée relative.



# Appendix C

## Estimation des coefficients d'échange

Concernant le banc expérimental EDITE, le dispositif de chauffe est constitué de plaques de tungstène de hauteur et de largeur égales à 60 mm et 20,8 mm, respectivement<sup>1</sup>. Elles sont positionnées verticalement dans un fluide au repos. Le fluide considéré est le dioxyde de carbone liquide. Nous considérons que la longueur caractéristique de l'élément chauffant est la hauteur,  $L_c = 60$  mm. Cette longueur caractéristique est supérieure à la longueur capillaire,

$$L_b = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)}} \quad (\text{C.1})$$

En effet, pour les conditions d'essais décrites dans le chapitre 5,  $L_b < 1 \mu\text{m}$  et,  $L_c/L_b > 60$ . Dans ce cas, la longueur caractéristique de l'élément chauffant est suffisamment grande pour que l'ébullition soit décrite par les courbes classique (comme celle de Nukiyama), cf. [Carey, 2020]-chapitre 8.

Les corrélations retenues pour le calcul du coefficient d'échange sont présentées dans les sous-parties suivantes.

### C.1 Convection naturelle

Pour une surface verticale à température uniforme, la corrélation de [Churchill and Chu, 1975], issue de [Özışık, 1985], donne un nombre de Nusselt moyen ( $Nu_m$ ) comme suit :

$$Nu_m = 0.825 + \frac{0.387 Ra_{L_c}^{1/6}}{[1 + (0.492/Pr)^{9/16}]^{8/27}} \quad (\text{C.2})$$

Le nombre de Nusselt moyen s'écrit,

$$Nu_m = \frac{h_m L_c}{k} \quad (\text{C.3})$$

Où  $h_m$ ,  $k$  et  $Pr$  sont respectivement le coefficient d'échange moyen ( $\text{W.K}^{-1}.\text{m}^{-2}$ ), la conductivité thermique du liquide ( $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ) et le nombre de Prandtl. Le nombre  $Ra_{L_c}$  est le nombre de Rayleigh. Il s'écrit :

$$Ra_{L_c} = \frac{g\beta L_c^3 (T_w - T_i)}{\mu_l \alpha} \quad (\text{C.4})$$

---

<sup>1</sup>cf. chapitre 3- section 2.2.2

Où  $g$ ,  $\mu_l$ ,  $\alpha$ ,  $T_w$  et  $T_i$  sont la constante de gravitation universelle ( $9.81 \text{ m.s}^{-1}$ ), la viscosité dynamique ( $\text{Pa.s}$ ), la diffusivité thermique ( $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$ ), la température de la surface chauffée<sup>2</sup> (K) et la température du liquide environnant les plaques (K). Le nombre  $\beta$  est le coefficient d'expansion thermique dont les données sont tabulées ( $\text{K}^{-1}$ ), cf. [Özışık, 1985]-B-2.

**Nb :** Les quantités thermodynamiques utilisées dans les équations doivent être calculées à température moyenne :  $(T_w - T_i)/2$ .

## C.2 Ébullition nucléée

Concernant l'ébullition nucléée, une littérature abondante existe. La multiplicité des paramètres qui influent cette phase d'ébullition explique cette recherche fournie de corrélations. Toutefois, il n'existe pas de travaux impliquant le couple tungstène / dioxyde de carbone.

La première corrélation retenue est celle de [Rohsenow, 1951] issue de [Carey, 2020]. Elle permet de calculer le flux surfacique  $\phi$  ( $\text{W.m}^{-2}$ ),

$$\phi_n^{(1)} = \frac{\mu_l \mathcal{L}}{L_b} \left( \frac{1}{C_{sf}} \right)^{1/r} Pr^{-s/r} \left[ \frac{c_{pl}(T_w - T_{sat}(P_i))}{\mathcal{L}} \right]^{1/r} \quad (\text{C.5})$$

Où  $\mathcal{L}$ ,  $c_{p,L}$  et  $T_{sat}(P_i)$  sont la chaleur latente du liquide ( $\text{J.kg}^{-1}$ ), la chaleur spécifique du liquide ( $\text{J.K}^{-1}.\text{kg}^{-1}$ ) et la température de saturation du liquide à la pression considérée (K). Les constantes  $r$  et  $s$  sont respectivement égales à 0,33 et 0,17. Enfin, la constante  $C_{sf}$  est dépendant du couple liquide/solide considéré. Dans le cas du  $\text{CO}_2$ /tungstène,  $C_{sf}=0,013$ .

La seconde corrélation considérée est celle de [Stephan and Abdelsalam, 1980], issue de [Carey, 2020] :

$$\phi_n^{(2)} = (C_4(T_w - T_{sat}(P_i)))^{1/0,255} \quad (\text{C.6})$$

Où la constante  $C_4$  est dépendante à l'ordre 4 à la pression (approximation des données graphiques de [Stephan and Abdelsalam, 1980])

$$C_4 = 1,62 \times 10^{-26} P_i^4 - 1,71 \times 10^{-19} P_i^3 + 7,3 \times 10^{-13} P_i^2 - 4,4 \times 10^{-7} P_i + 2,6 \quad (\text{C.7})$$

Où  $P_i$  est exprimé en Pa.

Cette corrélation a été obtenue avec une rugosité moyenne (moyenne arithmétique)  $R_a$  égale à  $1 \mu\text{m}$ . Toutefois, la rugosité moyenne mesurée pour l'une des plaques est égale à  $9 \mu\text{m}$ . Dans ce cas, les auteurs conseillent de multiplier la relation C.6 par un coefficient  $R_a^{(0,133)}$ . Dans ce cas, une troisième corrélation peut être employée :

$$\phi_n^{(3)} = 9^{0,133} (C_4(T_w - T_{sat}(P_i)))^{1/0,255} \quad (\text{C.8})$$

---

<sup>2</sup>Elle est considérée homogène sur l'ensemble de la surface.

### C.3 Crise d'ébullition

La première corrélation qui estime le flux critique est issue des considérations de Helmotz et Zuber. Ces dernières donnèrent la relation suivante pour le flux surfacique maximal :

$$\phi_{max}^{(1,2)} = C_{max}^{H,Z} \rho_v \mathcal{L} \left[ \frac{\sigma(\rho_l - \rho_v)g}{\rho_v^2} \right]^{1/4} \quad \text{avec, } C_{max} = \begin{cases} 0,149 & \text{(Helmoltz)} \\ 0,131 & \text{(Zuber)} \end{cases} \quad (\text{C.9})$$

Où,  $\rho_v$  est la masse volumique de la vapeur ( $\text{kg.m}^{-3}$ ).

Il est toutefois nécessaire de considérer la géométrie de l'élément chauffant. Cette dernière a une influence importante sur la valeur du flux comme le montra [Lienhard et al., 1973] pour une surface plane. Dans ce cas, le flux critique devient à,

$$\phi_{max}^{(3)} = 1,14 \times C_{max}^Z \rho_v \mathcal{L} \left[ \frac{\sigma(\rho_l - \rho_v)g}{\rho_v^2} \right]^{1/4} \quad (\text{C.10})$$

La sous-saturation a un effet important sur la flux critique, [Kutateladze et al., 1952] ont considéré la chaleur sensible qu'il est nécessaire de fournir au liquide pour qu'il atteigne la température de saturation :

$$\phi_{max}^{(4,5)} = 0,16 \rho_v \mathcal{L} \left[ \frac{\sigma(\rho_l - \rho_v)g}{\rho_v^2} \right]^{1/4} \left( 1 + C_0 \left( \frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^m \frac{c_{p,l}(T_{sat}(P_i) - T_i)}{\mathcal{L}} \right) \quad (\text{C.11})$$

Le couple  $(C_0, m)$  donné par [Kutateladze et al., 1952] est égal à  $(0,065 ; 0,8)$  [ $\phi_{max}^{(4)}$ ]. [Ivey et al., 1962] propose quant à lui un couple égal à  $(0,1, 0,75)$  [ $\phi_{max}^{(5)}$ ].

Enfin, la dernière corrélation a été développée par Zuber et est présentée par [Carey, 2020],

$$\phi_{max}^{(6)} = 0,16 \rho_v \mathcal{L} \left[ \frac{\sigma(\rho_l - \rho_v)g}{\rho_v^2} \right]^{1/4} \left( 1 + 5,32 \left[ \frac{(\rho_l - \rho_v)g}{\sigma} \right]^{1/4} \frac{\sqrt{k_l c_{p,l} \rho_l (T_{sat} - T_i)}}{\rho_l \mathcal{L}} \left[ \frac{\rho_v^2}{g \sigma (\rho_l - \rho_v)} \right]^{1/8} \right) \quad (\text{C.12})$$



# Bibliography

[noa, ] Entreprise Gallet.

[Abbasi and Abbasi, 2007] Abbasi, T. and Abbasi, S. A. (2007). The boiling liquid expanding vapour explosion (BLEVE): Mechanism, consequence assessment, management. *Journal of Hazardous materials*, 141(3):489–519. Number: 3.

[Abbate, 2018] Abbate, A. (2018). *Etude expérimentale d'une interaction thermique au sein d'un fluide*. PhD thesis, Université de Lyon, INSA Lyon.

[Armstrong et al., 2019] Armstrong, R., Jo, H., and Corradini, M. L. (2019). Fuel-Coolant Interaction Modeling Supporting TREAT Experimental Analysis. pages 4948–4960, Portland, OR.

[Berthoud, 2000] Berthoud, G. (2000). Vapor explosions. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 32(1):573–611. Number: 1.

[Berthoud and D'Aillon, 2009] Berthoud, G. and D'Aillon, L. G. (2009). Film boiling heat transfer around a very high temperature thin wire immersed into water at pressure from 1 to 210bar: Experimental results and analysis. *International Journal of Thermal Sciences*, 48(9):1728–1740.

[BIPM, 2008] BIPM (2008). *Guide to the expression of uncertainty in measurement*. International Organization for Standardization.

[Bird et al., 2006] Bird, R. B., Stewart, W. E., and Lightfoot, E. N. (2006). *Transport phenomena*. Wiley edition.

[Birk et al., 2007] Birk, A. M., Davison, C., and Cunningham, M. (2007). Blast overpressures from medium scale BLEVE tests. *Journal of Loss Prevention in the Process Industries*, 20(3):194–206.

[Birk et al., 2020] Birk, A. M., Eyssette, R., and Heymes, F. (2020). Analysis of BLEVE overpressure using spherical shock theory. *Process Safety and Environmental Protection*, 134:108–120.

[Carey, 2020] Carey, V. P. (2020). *Liquid-Vapor Phase-Change Phenomena : An Introduction to the Thermophysics of Vaporization and Condensation Processes in Heat Transfer Equipment*. CRC Press, 3rd edition.

[Cho et al., 1972] Cho, D. H., Ivins, R. O., and Wright, R. W. (1972). Rate\_limited model of molten fuel/coolant interactions: model development and preliminary calculations. Technical Report ANL-7919, Argonne National Lab., Ill.

- [Churchill and Chu, 1975] Churchill, S. W. and Chu, H. H. S. (1975). Correlating equations for laminar and turbulent free convection from a vertical plate. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 18(11):1323–1329.
- [C.J.H. van den Bosch and R.A.P.M. Weterings, 1996] C.J.H. van den Bosch and R.A.P.M. Weterings (1996). *Methods for the calculation of physical effects*. Publicatiereeks Gevaarlijke Stoffen. Min. VROM, The Hague, third edition edition.
- [Clift et al., 2013] Clift, R., Grace, J., and Weber, M. (2013). *Bubbles, Drops, and Particles*. Dover Civil and Mechanical Engineering Series. Dover Publications, Incorporated.
- [Cooper, 1984] Cooper, M. (1984). Heat Flow Rates in Saturated Nucleate Pool Boiling-A Wide-Ranging Examination Using Reduced Properties. In *Advances in Heat Transfer*, volume 16, pages 157–239. Elsevier.
- [Corradini et al., 1988] Corradini, M. L., Kim, B. J., and Oh, M. D. (1988). Vapor explosions in light water reactors: A review of theory and modeling. *Progress in Nuclear Energy*, 22(1):1–117.
- [Desalos, 2004] Desalos, Y. (2004). Panorama métallurgique des traitements thermiques. *Techniques de l'ingénieur Traitements thermiques des métaux : généralités*, base documentaire : TIB500DUO.(ref. article : m1110). Publisher: Editions T.I. Type: base documentaire \_eprint: base documentaire : TIB500DUO.
- [Duluc et al., 2009] Duluc, M.-C., Le Maître, O. P., Daru, V., and Le Quéré, P. (2009). Numerical study of liquid inclusion oscillations inside a closed 1D microchannel filled with gas. *Microfluidics and Nanofluidics*, 6(2):163–177.
- [Fuketa and Fujishiro, 1994] Fuketa, T. and Fujishiro, T. (1994). Generation of destructive forces during fuel/coolant interactions under severe reactivity initiated accident conditions. *Nuclear Engineering and Design*, 146(1-3):181–194.
- [Fuketa et al., 2001] Fuketa, T., Sasajima, H., and Sugiyama, T. (2001). Behavior of high-burnup PWR fuels with low-tin Zircaloy-4 cladding under reactivity-initiated-accident conditions. *Nuclear Technology*, 133(1):50–62. Number: 1.
- [Fuketa et al., 1994] Fuketa, T., Yamano, N., and Inoue, A. (1994). Studies on fuel-coolant interactions during a reactivity initiated accident of Nuclear Power Plant. Number: NUREG/CP-0127.
- [Geissbuehler, 2021] Geissbuehler, M. (2021). Colormaps compatible with red-green color perception deficiencies.
- [Glod et al., 2002] Glod, S., Poulidakos, D., Zhao, Z., and Yadigaroglu, G. (2002). An investigation of microscale explosive vaporization of water on an ultrathin Pt wire. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 45(2):367–379.
- [Gorenflo and Kotthoff, 2005] Gorenflo, D. and Kotthoff, S. (2005). Review on pool boiling heat transfer of carbon dioxide. *International Journal of Refrigeration*, 28(8):1169–1185.

- [Harion and Donze, 2019] Harion, J.-L. and Donze, S. (2019). Modélisation de trempe thermique du verre dans l'industrie verrière des arts de la table. In *Congrès Français de Mécanique*, Brest, France.
- [Herer, 2018] Herer, C. (2018). Thermohydraulique des réacteurs à eau sous pression. *Techniques de l'ingénieur*, page 50.
- [Horn and Schunck, 1981] Horn, B. and Schunck, B. (1981). Determining optical flow. *Artificial Intelligence*, 17(1-3):185–203. Publisher: Elsevier.
- [Imholte and Aydogan, 2016] Imholte, D. D. and Aydogan, F. (2016). Comparison of nuclear pulse reactor facilities with reactivity-initiated-accident testing capability. *Progress in Nuclear Energy*, 91:310–324.
- [Ishikawa and Shiozawa, 1980] Ishikawa, M. and Shiozawa, S. (1980). A study of fuel behavior under reactivity initiated accident conditions — review. *Journal of Nuclear Materials*, 95(1–2):1–30. Number: 1–2.
- [Ivey et al., 1962] Ivey, H. J., Morris, D. J., Great Britain, Atomic Energy Establishment, and Reactor Development Division (1962). *On the relevance of the vapour-liquid exchange mechanism for sub-cooled boiling heat transfer at high pressure*. Reactor Development Division, Atomic Energy Establishment, Dorset, England. OCLC: 636077040.
- [Jailin, 2020] Jailin, T. (2020). *Étude expérimentale et modélisation du comportement d'un tube de gainage lors d'un accident de réactivité en phase post-crise ébullition*. These de doctorat, Lyon.
- [Jakob and Linke, 1933] Jakob, M. and Linke, W. (1933). Der Wärmeübergang von einer waagerechten Platte an siedendes Wasser. *Forschung auf dem Gebiet des Ingenieurwesens A*, 4(2):75–81.
- [Jamet, 2003] Jamet, D. (2003). Thermodynamique et transition de phase. Technical Report DEN/DTP/SMTH/LDTA 2003-43, Commissariat à l'énergie atomique (CEA).
- [Jensen et al., 2017] Jensen, C. B., Woolstenhulme, N. E., Wachs, D. M., and Corradini, M. (2017). Fuel-Coolant Interaction Results for High Energy In-Pile LWR Fuels Experiments. Technical Report INL/CON-17-41238, Idaho National Lab. (INL), Idaho Falls, ID (United States).
- [Kurlov and Gusev, 2006] Kurlov, A. S. and Gusev, A. I. (2006). Tungsten carbides and W-C phase diagram. *Inorganic Materials*, 42(2):121–127.
- [Kutateladze et al., 1952] Kutateladze, S. S., United States, and National Technical Information Service (1952). *Heat transfer in condensation and boiling*. State Scientific and Technical Publishers of Literature on Machinery, Moscow; Leningrad. OCLC: 152038766.
- [Laupsien et al., 2019] Laupsien, D., Le Men, C., Cockx, A., and Liné, A. (2019). Image processing for bubble morphology characteristics in diluted bubble swarms. *Physics of Fluids*, 31(5):053306.

- [Legendre et al., 1998] Legendre, D., Borée, J., and Magnaudet, J. (1998). Thermal and dynamic evolution of a spherical bubble moving steadily in a superheated or subcooled liquid. *Physics of Fluids*, 10(6):1256–1272.
- [Lienhard et al., 1973] Lienhard, J. H., Dhir, V. K., and Rihard, D. M. (1973). Peak Pool Boiling Heat-Flux Measurements on Finite Horizontal Flat Plates. *Journal of Heat Transfer*, 95(4):477–482.
- [Littmarck and Farhad, 1986] Littmarck, S. and Farhad, S. (1986). COMSOL Multiphysics®.
- [Liu, 1993] Liu, T. J. (1993). Bubble size and entrance length effects on void development in a vertical channel. *International Journal of Multiphase Flow*, 19(1):99–113. Publisher: Pergamon.
- [Lu et al., 2013] Lu, J. F., Bourouga, B., and Ding, J. (2013). Transient boiling heat transfer performances of subcooled water during quenching process. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 48:15–21.
- [Mallat, 2008] Mallat, S. (2008). *A Wavelet Tour of Signal Processing, Third Edition: The Sparse Way*. Academic Press, Inc., USA, 3rd edition.
- [Mendelson, 1967] Mendelson, H. D. (1967). The prediction of bubble terminal velocities from wave theory. *AIChE Journal*, 13(2):250–253. \_eprint: <https://aiche.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/aic.690130213>.
- [Muller et al., 2021] Muller, J., Rulliere, R., Abbate, A., Ruyer, P., and Clause, M. (2021). First characterization of two phase phenomena occurring during a rapid energy discharge in saturated carbon dioxide. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 129:110471.
- [Nukiyama, 1966] Nukiyama, S. (1966). The maximum and minimum values of the heat Q transmitted from metal to boiling water under atmospheric pressure. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 9(12):1419–1433.
- [Oh and Corradini, 1987] Oh, M. D. and Corradini, M. L. (1987). A Propagation/Expansion Model for Large Scale Vapor Explosions. *Nuclear Science and Engineering*, 95(3):225–240. Publisher: Taylor & Francis \_eprint: <https://doi.org/10.13182/NSE87-A20452>.
- [Palacio, 1982] Palacio, L. (1982). Peines légères pour les responsables de la catastrophe de Los Alfaques. *Le Monde.fr*.
- [Papon and Leblond, 1990] Papon, P. and Leblond, J. (1990). *Thermodynamique des états de la matière / Pierre Papon, Jacques Leblond*. Collection Enseignement des sciences. Hermann, Paris. Publication Title: Thermodynamique des états de la matière / Pierre Papon, Jacques Leblond.
- [Peebles and Garber, 1953] Peebles, F. and Garber, H. (1953). Studies on the motion of gas bubbles in the liquid. *Chemical Engineering and Processing*, (49):88–97.



- [Rohsenow, 1951] Rohsenow, W. M. (1951). A method of correlating heat transfer data for surface boiling of liquids. Technical Report, Cambridge, Mass. : M.I.T. Division of Industrial Cooperation, [1951]. Accepted: 2011-03-04T23:21:29Z.
- [Ruyer, 2013] Ruyer, P. (2013). Interaction combustible réfrigérant suite à une rupture de gaine lors d'un accident d'insertion de réactivité. Technique PSN/SEMIA/2012-0394, Institut de Radioprotection et de Sureté Nucléaire, Cadarache. Issue: PSN/SEMIA/2012-0394.
- [Ruyer, 2019] Ruyer, P. (2019). Estimation enveloppe du pic de pression suite à une interaction combustible-réfrigérant dans le dispositif Cabri-LOCA. Technical Report IRSN 2019-00677, Institut de Radioprotection et de Sureté Nucléaire (IRSN).
- [Scheiff, 2018] Scheiff, V. (2018). *Etude expérimentale et modélisation du transfert de chaleur de l'ébullition transitoire*. These de doctorat, Toulouse, INPT.
- [Shiller and Naumann, 1935] Shiller, L. and Naumann, A. (1935). A Drag Coefficient Correlation. *Zeit. Ver. Deutsch. Ing*, 77:318–320.
- [Stephan and Abdelsalam, 1980] Stephan, K. and Abdelsalam, M. (1980). Heat-transfer correlations for natural convection boiling. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 23(1):73–87.
- [Strehlow and Baker, 1976] Strehlow, R. A. and Baker, W. E. (1976). The characterization and evaluation of accidental explosions. *Progress in Energy and Combustion Science*, 2(1):27–60. Number: 1.
- [Sugiyama and Fuketa, 2000] Sugiyama, T. and Fuketa, T. (2000). Mechanical Energy Generation during High Burnup Fuel Failure under Reactivity Initiated Accident Conditions. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 37(10):877–886.
- [Sugiyama et al., 2009] Sugiyama, T., Umeda, M., Fuketa, T., Sasajima, H., Udagawa, Y., and Nagase, F. (2009). Failure of high burnup fuels under reactivity-initiated accident conditions. *Annals of Nuclear Energy*, 36(3):380–385.
- [Sun et al., 2014] Sun, D., Roth, S., and Black, M. J. (2014). A Quantitative Analysis of Current Practices in Optical Flow Estimation and the Principles Behind Them. *International Journal of Computer Vision*, 106(2):115–137.
- [Thielicke and Stamhuis, 2014] Thielicke, W. and Stamhuis, E. (2014). PIVlab – Towards User-friendly, Affordable and Accurate Digital Particle Image Velocimetry in MATLAB. *Journal of Open Research Software*, 2(1):e30. Number: 1 Publisher: Ubiquity Press.
- [Tolias, 2017] Tolias, P. (2017). Analytical expressions for thermophysical properties of solid and liquid tungsten relevant for fusion applications. *Nuclear Materials and Energy*, 13:42–57.
- [van der Voort et al., 2012] van der Voort, M. M., van den Berg, A. C., Roekaerts, D. J. E. M., Xie, M., and de Bruijn, P. C. J. (2012). Blast from explosive evaporation of carbon dioxide: experiment, modeling and physics. *Shock Waves*, 22(2):129–140.
- [Wallis, 1974] Wallis, G. B. (1974). The terminal speed of single drops or bubbles in an infinite medium. *International Journal of Multiphase Flow*, 1(4):491–511.

- [Weinzaepfel, 2016] Weinzaepfel, P. (2016). *Motion in action : optical flow estimation and action localization in videos*. phdthesis, Université Grenoble Alpes.
- [Zhao et al., 2000] Zhao, Z., Glod, S., and Poulikakos, D. (2000). Pressure and power generation during explosive vaporization on a thin-film microheater. *Int. J. Heat Mass Transfer*, page 16.
- [Zhou et al., 2020] Zhou, Y., Kang, P., Huang, Z., Yan, P., Sun, J., Wang, J., and Yang, Y. (2020). Experimental measurement and theoretical analysis on bubble dynamic behaviors in a gas-liquid bubble column. *Chemical Engineering Science*, 211:115295.
- [Özışık, 1985] Özışık, N. (1985). *Heat transfert - a basic approach*. Mechanical Engineering Series. McGraw-Hill.



## FOLIO ADMINISTRATIF

### THESE DE L'UNIVERSITE DE LYON OPEREE AU SEIN DE L'INSA LYON

NOM : MULLER  
(avec précision du nom de jeune fille, le cas échéant)

DATE de SOUTENANCE : 19/10/2021

Prénoms : Jean, Louis, Joseph, Jacques

TITRE : Contribution à l'étude expérimentale d'un choc thermique au sein du dioxyde de carbone

NATURE : Doctorat

Numéro d'ordre : 2021LYSEI069

Ecole doctorale : MEGA

Spécialité : Thermique et Energétique

#### RESUME :

Dans le cœur d'un réacteur nucléaire à eau légère, le scénario d'accident d'insertion de réactivité (accident de type RIA) sollicite les crayons de combustible. On suppose ici leur rupture hypothétique menant à l'éjection d'une certaine quantité de combustible chaud (quelques grammes) entrant en contact avec le réfrigérant plus froid ( $\Delta T=2000$  K). Cette mise en contact instantanée entre un solide chaud et un liquide froid provoque une interaction thermique violente. Des expériences réalisées dans des réacteurs de recherche ont permis de reproduire les conséquences d'une rupture de gaine suite à un RIA, voir [1]. Pour autant, le résultat de ces tests en conditions ambiantes (1,01 bar et 25 °C) ne permettent pas d'extrapoler aux conditions d'une interaction au sein de l'eau pressurisée du réacteur (155 bar, 305 °C). Afin d'étudier l'influence des conditions thermodynamiques sur un tel choc thermique, le banc d'essai EDITE (Étude d'un Dépôt Important et Transitoire d'Énergie) a été monté lors d'une précédente thèse (Adrien Abbate, [2]). Ce banc permet l'injection rapide de différents niveaux d'énergie thermique au sein d'une enceinte pressurisée de CO<sub>2</sub> liquide sur une large gamme de conditions en pression et température.

Suite à des évolutions du dispositif expérimental, cette thèse propose une analyse de nombreux essais qui améliore la compréhension du phénomène de choc thermique par vaporisation rapide du liquide. Par l'enregistrement synchronisé de mesures de surpression et de séquences vidéo, il est alors possible de relier la génération de transitoires de pression jusqu'à 3 bar à la phase d'initialisation de la création transitoire de vapeur. Cette première surpression est inversement proportionnelle à la pression réduite du fluide. Elle a été modélisée par une équation différentielle simple traduisant le bilan entre la dynamique de croissance de la bulle et la dynamique d'accroissement de sa pression du fait de la vaporisation. Sa résolution permet de reproduire le pic de pression observé à partir d'une dynamique de création de vapeur donnée. Le premier pic de pression est suivi d'une génération massive de vapeur qui cède un travail mécanique au fluide environnant de l'ordre de 25 J. Le volume de vapeur créée et le travail sont inversement proportionnels au nombre de Jakob traduisant le sous-refroidissement du liquide.

[1] T. Sugiyama et T. Fuketa, « Mechanical Energy Generation during High Burnup Fuel Failure under Reactivity Initiated Accident Conditions », *J. Nucl. Sci. Technol.*, vol. 37, n° 10, p. 877-886, oct. 2000, doi: 10.1080/18811248.2000.9714968.

[2] A. Abbate, « Etude expérimentale d'une interaction thermique au sein d'un fluide », Université de Lyon, INSA Lyon, 2018.

**MOTS-CLÉS : Choc thermique, Ebullition, Surpression, Ecoulement diphasique**

Laboratoire (s) de recherche : CETHIL UMR5008

Directeur de thèse: CLAUSSE Marc

Président de jury : Catherine Colin

Composition du jury : Marie-Christine Duluc – Philippe Lafon – Michel Gradeck – Romuald Rullière – Marc Clause