



**HAL**  
open science

# Etude expérimentale de l'ébullition convective en milieu poreux : assèchement et flux critique

Ange Gourbil

► **To cite this version:**

Ange Gourbil. Etude expérimentale de l'ébullition convective en milieu poreux : assèchement et flux critique. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Institut National Polytechnique de Toulouse - INPT, 2017. Français. NNT : 2017INPT0053 . tel-04222853

**HAL Id: tel-04222853**

**<https://theses.hal.science/tel-04222853>**

Submitted on 29 Sep 2023

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

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



Université  
de Toulouse

# THÈSE

En vue de l'obtention du

## DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

**Délivré par :**

Institut National Polytechnique de Toulouse (INP Toulouse)

**Discipline ou spécialité :**

Energétique et Transferts

---

**Présentée et soutenue par :**

M. ANGE GOORBIL

le jeudi 29 juin 2017

**Titre :**

Etude expérimentale de l'ébullition convective en milieu poreux :  
assèchement et flux critique

---

**Ecole doctorale :**

Mécanique, Energétique, Génie civil, Procédés (MEGeP)

**Unité de recherche :**

Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (I.M.F.T.)

**Directeur(s) de Thèse :**

M. MARC PRAT

M. PAUL DURU

**Rapporteurs :**

M. FRÉDÉRIC LEFEVRE, INSA LYON

Mme NATHALIE MARIE, CEA CADARACHE

**Membre(s) du jury :**

M. OLIVIER MASBERNAT, INP TOULOUSE, Président

M. FRÉDÉRIC TOPIN, AIX-MARSEILLE UNIVERSITE, Membre

M. MARC PRAT, INP TOULOUSE, Membre

M. PAUL DURU, INP TOULOUSE, Membre



## Résumé

Cette thèse est motivée par le besoin de compléter les connaissances actuelles des phénomènes ayant lieu lors d'un renvoi d'eau dans un lit de débris radioactifs, opération appelée « renoyage » et qui intervient dans une séquence d'accident grave où un cœur de réacteur nucléaire est dégradé suite à une perte prolongée de réfrigérant primaire. Notre étude, de nature expérimentale, vise à mieux caractériser la crise d'ébullition en convection forcée, dans un milieu poreux chauffant. Le cœur du dispositif expérimental est un milieu poreux modèle quasi-bidimensionnel, composé de 276 cylindres disposés entre deux plaques de céramique distantes de 3 mm, dont l'une, transparente, permet de visualiser les écoulements. Les cylindres, de 2 mm de diamètre, sont des sondes thermorésistives qui ont une double fonction : elles sont utilisées comme éléments chauffants et comme capteurs de température. Une boucle fluide permet de contrôler le débit d'injection de liquide dans la section test, la température d'injection ainsi que la pression. La section test est placée verticalement, le liquide est injecté par le bas à une température proche de la saturation.

Dans une première série d'expériences, la puissance thermique dissipée globalement par un ensemble de cylindres chauffants est augmentée de façon progressive jusqu'à atteindre l'assèchement d'une zone du milieu poreux. Les résultats montrent deux types de phénoménologies dans le déclenchement de la crise d'ébullition. Pour des débits d'injection faibles (densités de flux massique de l'ordre de  $4 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$  maximum), l'atteinte de la puissance d'assèchement se traduit par un lent recul du front diphasique jusqu'à sa stabilisation en haut de la zone chauffée ; en aval de la zone chauffée, l'écoulement est monophasique vapeur. Pour des débits d'injection plus élevés, la crise d'ébullition apparaît autour d'un des éléments chauffants, conduisant à une ébullition en film localisée, tandis qu'un écoulement diphasique liquide-vapeur continue de parcourir l'aval de la section test. Les visualisations de ces expériences permettent d'identifier qualitativement la structure des écoulements.

D'autres expériences consistent à mesurer le flux critique local autour d'un cylindre choisi, pour différentes configurations d'écoulements. Le débit d'injection est fixé. Une puissance de chauffe est imposée à une ligne horizontale de cylindres en amont du cylindre choisi. Les résultats montrent que le flux critique sur ce cylindre diminue en fonction de la puissance délivrée à la ligne chauffée. La distance du cylindre étudié à la ligne chauffée semble avoir peu d'influence sur le flux critique. Des visualisations expérimentales sont utilisées pour caractériser l'écoulement diphasique en aval de la ligne chauffée, dans le but de mettre en relation le flux critique local avec des paramètres hydrodynamiques (saturations, vitesses des phases).

Les images obtenues sont difficiles à exploiter. Afin de calibrer les paramètres des algorithmes de traitement d'images, nous avons reproduit une cellule d'essai de géométrie identique à l'originale, mais où l'on injecte du gaz par une ligne de cylindres en amont de la section test dans une configuration d'écoulement diphasique isotherme. Dans ce dispositif, le débit d'injection de gaz est contrôlé et mesuré. Les visualisations obtenues servent alors de références auxquelles sont comparées les visualisations d'ébullition convective.



## Abstract

This work is motivated by the need to better understand the phenomena occurring while some water is injected into a heated porous debris bed. This reflooding operation is a part of the planned mitigation procedure used during a Loss Of Coolant Accident (LOCA) that may occur into a nuclear power plant and results into a severe core damage. Our experimental study aims to characterize the boiling crisis that can happen in a boiling flow taking place within a heat-generating model porous medium. The test section is a two-dimensional model porous medium, composed of an array of 276 cylinders placed between two ceramic plates spaced from one another by 3 mm, one of which is transparent and allows visualizations of the flow. The 2 mm diameter cylinders are Pt100 resistance temperature detectors that perform a dual function: they act as heating elements (heated by Joule effect) and are also used as temperature probes. A fluid loop allows controlling the liquid injection flow rate, its inlet temperature as well as its pressure. The test section is held vertically, the liquid injected from bottom at a temperature close to the saturation temperature.

In a first series of experiments, the thermal power applied to a bundle of heating cylinders is progressively increased until a dry zone is detected in the porous medium. Two kinds of phenomenology are observed during these “dryout experiments”. First, at low liquid injection rate (4 kg.m<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup> maximum mass flux), reaching the dryout power results into a liquid front receding down to the upper limit of the heated zone, while downstream the heated zone, the porous medium is vapour-saturated. Second, at higher flow rate, the boiling crisis happens at the surface of a single heating element, resulting in a local film boiling, whereas a two-phase flow still go through the whole test section. High-speed visualizations allow characterizing the flow regimes.

Other experiments focus on determining the local critical heat flux on a given cylinder, for different upstream flow configurations. The inlet liquid flow rate is fixed. A thermal power is uniformly applied to a line of heating cylinders, upstream the cylinder under study. Results show that the local critical heat flux decreases as the power applied to the heated line increases. The distance from the cylinder under study to the heated line seems not to have a significant effect on the critical heat flux. Visualizations are used to characterize the two-phase flow upstream the heated line, aiming at expressing the critical heat flux as a function of the hydrodynamic parameters (saturations, phase velocities).

The image analysis is particularly challenging. In order to calibrate the image processing parameters, we use a second model porous medium with the same geometry as the heat generating one, but where an isothermal two-phase flow is obtained by injecting gas into the liquid flow rather than generated by boiling. The gas injection flow rate is controlled and measured. Isothermal two-phase flow visualizations provide a reference case and are compared to flow boiling visualizations.



## Remerciements

Cette thèse effectuée à l'IMFT en collaboration avec l'IRSN a été l'aboutissement d'une longue aventure personnelle et scientifique, dont l'accomplissement a été permis grâce à l'aide et aux encouragements de nombreuses personnes.

Je m'y suis consacré avec toute ma bonne volonté et toute mon énergie car le cadre humain et scientifique qui m'a été offert était d'une qualité exceptionnelle. Mes remerciements les plus chaleureux vont à mes encadrants de thèse, qui m'ont accordé leur confiance en me proposant ce travail de recherche. Paul Duru, Michel Quintard, Marc Prat, Florian Fichot, votre patience, votre gentillesse et vos qualités scientifiques m'ont permis de m'épanouir pleinement en tant que doctorant, et ont nourri continûment mon envie de donner le meilleur de moi-même. Dans les périodes de doute où je perdais confiance, votre sérénité et votre enthousiasme m'ont toujours rassuré et redonné la conviction que je devais persévérer. Vos compétences, votre recul, vos remarques et conseils m'ont régulièrement fourni des éléments qui m'ont permis de gagner en assurance et sur lesquels m'appuyer pour aller de l'avant. Vous avez été pour moi parfaitement complémentaires.

Paul Duru m'a suivi au plus près tout au long de ma thèse, en me laissant aller à mon rythme. Il est l'un des piliers du groupe GEMP pour tout ce qui est recherche expérimentale, et son soutien actif a été l'élément moteur de l'aspect expérimental de mon travail. Il s'est toujours adapté à ma façon de travailler plutôt que de m'imposer des échéances calées sur son emploi du temps. Il m'a constamment déchargé de toute pression inutile, et s'est spontanément rendu disponible pour relire mes actes de congrès ou des chapitres de mon mémoire certains soirs ou certains week-ends. Il m'a laissé prendre le temps d'apporter énormément d'attention à la rédaction de mon manuscrit. J'ai eu une chance incroyable de « tomber » sur une personne aussi gentille et encourageante que Paul Duru.

Michel Quintard, bien que ne faisant pas partie de mes encadrants officiels, a toujours gardé un œil bienveillant et attentif sur l'avancement de mes travaux. Il m'a donné de nombreuses pistes pour valoriser mon travail, tout en me poussant à aller sans cesse plus loin dans la compréhension des aspects théoriques alors que j'étais concentré sur le volet expérimental. C'est en grande partie grâce à lui que je possède aujourd'hui de solides bases sur les écoulements et les transferts en milieu poreux très perméable. Je lui suis aussi extrêmement reconnaissant sur le plan humain de m'avoir fait découvrir de magnifiques paysages en Lozère au cours d'un superbe week-end avec d'autres collègues, et de m'avoir initié à la *via ferrata* !

Marc Prat m'avait déjà dirigé lors de mon stage de Master Recherche, où il s'était penché sur les moindres éléments de mon travail. Pour ma thèse, il s'est agi d'un suivi plus général, mais ses



quelques conseils et remarques m'ont fait tellement de bien. Son calme, son pragmatisme et son humour, alliés à ses connaissances scientifiques, m'ont toujours été salvateurs dans les moments difficiles. Dans ces périodes où l'on se sent égaré au sein d'une multitude de tenants et d'aboutissants, de détails, Marc Prat trouve les arguments qui élargissent le champ de vision et redonnent une perspective.

Florian Fichot était mon tuteur IRSN. Quel que soit le degré d'avancement de mes travaux, il a toujours fait preuve d'un optimisme inébranlable qui déteint de manière extrêmement positive. Expert en son domaine de sûreté nucléaire, il sait en parler de façon simple et intelligible, sans user de jargon. Il partage ses connaissances scientifiques et techniques à la manière d'un physicien, et a su ainsi renouveler sans cesse mon intérêt pour le thème du renouage.

Paul, Michel, Marc, Florian, à tous, je vous adresse mes plus sincères remerciements.

Si Paul Duru a été le moteur de l'aspect expérimental de ma thèse, Ruddy Soeparno en a été les engrenages, les moyeux, les essieux, les courroies de transmission ! Le support technique de Ruddy Soeparno sur tout le volet expérimental a été immense et essentiel. Au-delà de ses compétences professionnelles, Ruddy a été un soutien humain merveilleux et indispensable. Sa bonne humeur, son rire franc et résonnant, son humour et son autodérision mettent du baume au cœur à tous les expérimentalistes en proie à une démotivation temporaire et baignent de « bonnes ondes » la zone des salles expérimentales de notre groupe de recherche GEMP. Lorsqu'on considère faire face à une forme d'échec ou d'obstacle infranchissable, discuter avec Ruddy permet de tout relativiser, de transformer l'échec en aléa, de réduire l'obstacle à une difficulté passagère, de chasser une morosité de circonstance par un amusement de la situation. Après avoir ri avec Ruddy, toute chose retrouve un aspect positif et l'énergie nous vient d'affronter toute difficulté expérimentale. Ruddy, travailler avec toi a été un immense plaisir ! Merci pour ton aide constante et la joie de vivre que tu partages si naturellement.

Sur les aspects techniques de mes expériences, Hervé Ayroles et Sébastien Cazin du service Signaux et Images de l'IMFT ont été des acteurs particulièrement importants. Hervé Ayroles a développé tout le système d'asservissement électronique des sondes chauffantes de mon dispositif expérimental ; c'était un travail phénoménal, auquel il s'est attelé avec minutie. Sébastien Cazin est intervenu sur tout ce qui était imagerie, donnant des conseils, émettant des propositions, et se dévouant à dénicher du matériel spécifique en toute circonstance. Hervé et Sébastien, merci pour votre aide !

Dans mes recherches sur le traitement d'images, Philippe Quere de l'IRSN m'a apporté un réel soutien. C'est grâce à lui que j'ai pu élaborer un programme de suivi de bulles et découvrir diverses techniques de segmentation d'images. Je le remercie pour son aide spontanée, pour sa gentillesse et pour la disponibilité dont il a fait preuve à mon égard.

Enfin, je souhaite remercier Suzy Bernard de l'IMFT et Marie-Claire Kallend de l'IRSN, qui règlent avec le sourire tous les petits soucis administratifs, et Muriel Sabater du service Repro de l'IMFT qui a toujours répondu de façon gentille et très efficace à mes sollicitations.

Outre les personnes précédentes qui m'ont apporté un soutien direct, je tiens à remercier tous les membres de mon jury d'avoir accepté d'évaluer ma thèse, et surtout du regard qu'ils ont porté sur mes travaux. En valorisant ma démarche sans se focaliser exclusivement sur mes résultats, en soulignant mes qualités personnelles et scientifiques, ils m'ont envoyé un message d'encouragement vivifiant et fait part d'une reconnaissance qui m'a donné confiance en moi.

Plus particulièrement, j'adresse mes remerciements à Nathalie Marie et à Frédéric Lefèvre qui ont accepté d'être mes rapporteurs. Grâce au rapport très détaillé de Nathalie Marie, j'ai pu prendre du recul sur les questions soulevées par mon mémoire et préparer en réponse une soutenance qui soit complémentaire à mon manuscrit. Sans ce rapport de Nathalie Marie, ma soutenance aurait été davantage un écho de mon mémoire qu'un apport complémentaire. Grâce au rapport valorisant de Frédéric Lefèvre, j'ai pu aborder de façon sereine et confiante ma soutenance, et donner le meilleur de moi-même au cours de cette présentation de mes travaux. Frédéric Lefèvre a eu en outre la gentillesse de me restituer une épreuve de mon manuscrit provisoire où il avait relevé quelques coquilles, ce qui m'a facilité l'étape de relecture pour élaborer le mémoire définitif.

Au-delà du cadre strict de ma thèse, je me suis épanoui dans un environnement fort agréable et je remercie vivement tous mes amis et collègues du groupe GEMP de l'IMFT pour les bons moments que nous avons passés ensemble et pour les échanges fructueux que nous avons eus. Je n'ose citer des noms de crainte d'oublier quelques personnes, mais j'ai une pensée particulière pour Mauricio Dueñas Velasco qui m'a accueilli et intégré au groupe.

Sur le plan personnel, je remercie du fond du cœur ma mère et tous mes amis, qui m'ont encouragé en permanence et m'ont toujours redonné confiance en moi. Car, si j'ai eu plusieurs périodes d'incertitudes et de moments difficiles, eux n'ont jamais douté de moi.

OJ, je ne te remercierai jamais assez de la chance que tu m'as donnée en m'offrant sans condition ton hospitalité lors de mon arrivée à Toulouse. Grâce à toi j'ai pu vivoter d'une activité de cours à domicile, tout en m'inscrivant à un Master Recherche. Sans ton aide j'aurais été contraint d'aller travailler dans le secteur privé et je n'en serais jamais arrivé là aujourd'hui.

Maman, tu m'as toujours inculqué la passion de la connaissance, l'amour des sciences. De tout mon cœur, je te dédie cette thèse.

Enfin, dans une démarche un peu inhabituelle, je souhaite profiter de ces quelques pages d'expression libre pour évoquer mon stage de Master Recherche au sein du LAAS. Cette première expérience dans le monde de la recherche a été pour moi un bonheur et un émerveillement absolu. N'ayant pas eu l'occasion de remercier mes encadrants Pierre Joseph et Marc Prat dans mon

mémoire de Master Recherche, je leur dis ici toute la reconnaissance que j'ai à leur égard. Ils m'ont plongé dans le monde de la recherche et m'ont convaincu par leurs qualités humaines et scientifiques que la voie sur laquelle je m'engageais était celle qui me correspondait.

Le plaisir que j'ai eu à m'investir dans ma thèse et l'excellente ambiance que j'ai trouvée au sein de l'IMFT ont achevé de confirmer à quel point je me sens dans mon élément lorsque je travaille dans un laboratoire de recherche, et je remercie à nouveau du fond du cœur toutes les personnes qui m'ont accompagné au cours de ma thèse.

# Table des matières

<b>Introduction</b> . . . . .	<b>1</b>
<b>Chapitre I</b> . . . . .	<b>7</b>
I.1. L'APRP : un cas d'étude en sûreté nucléaire.....	7
I.2. Milieux poreux : l'approche continue . . . . .	10
I.2.1. Une description à l'échelle macroscopique.....	10
I.2.2. Volume Élémentaire Représentatif (VER) . . . . .	11
I.2.3. Prise de moyenne volumique : principe général.....	13
I.3. Transferts dans un lit de débris : description des modèles utilisés à l'IRSN . . . . .	17
I.3.1. Transferts de masse.....	18
I.3.2. Transferts de chaleur : le modèle à non équilibre thermique local.....	20
I.3.3. Forme finale des équations de transferts thermiques . . . . .	28
I.4. Écoulements en milieux poreux.....	29
I.4.1. Ecoulements monophasiques en milieu poreux.....	30
I.4.2. Ecoulements diphasiques en milieu poreux . . . . .	32
I.4.3. Forme finale des équations de quantité de mouvement.....	35
I.5. Limites du modèle thermo-hydraulique actuellement utilisé à l'IRSN . . . . .	36
<b>Chapitre II</b> . . . . .	<b>39</b>
II.1. Dispositif expérimental pour l'étude de la crise d'ébullition en milieu poreux . . . . .	39

II.1.1. Le milieu poreux modèle chauffant : description générale.....	39
II.1.2. Les sondes Pt100 : capteurs de température et éléments chauffants.....	42
II.1.3. Conception du milieu poreux modèle chauffant.....	47
II.1.4. Assemblage de la section test, intégration dans le dispositif expérimental .....	49
II.1.5. La boucle fluide : matériel et instrumentation.....	56
II.1.6. Le système de visualisation .....	60
II.2. Flux d'assèchement dans un lit de débris .....	63
II.2.1. Considérations générales .....	63
II.2.2. Le modèle 1D de Lipinski.....	64
II.3. Expériences d'assèchement en milieu poreux modèle chauffant .....	67
II.3.1. Assèchement total de la partie aval du milieu poreux .....	68
II.3.2. Assèchement local du milieu poreux .....	71
II.3.3. Cas particulier : front oscillant.....	74
II.3.4. Flux d'assèchement en convection forcée : résultats .....	76
II.3.5. Interprétation des expériences d'assèchement.....	78
 <b>Chapitre III .....</b>	 <b>83</b>
III.1. Prétraitement des images.....	84
III.1.1. Retrait de l'image de fond .....	84
III.1.2. Masquage des plots cylindriques.....	85
III.2. Observation directe des niveaux de gris .....	86
III.2.1. Détection du passage des bulles, niveaux de gris moyens .....	86
III.2.2. Moyennes d'images d'événements décorrélés .....	90
III.3. Binarisation et segmentation des images.....	92

III.3.1. Aperçu de quelques techniques de segmentation.....	92
III.3.2. Binarisation.....	93
III.4. Analyse des images binarisées.....	105
III.4.1. Détermination d'un effectif d'échantillon représentatif.....	105
III.4.2. Distribution de la surface projetée des bulles.....	106
III.4.3. Fraction surfacique et volume de vapeur.....	106
III.4.4. Suivi temporel des bulles : tracking.....	107
III.4.5. Estimation du débit de gaz.....	108
III.5. Conclusion.....	111
<b>Chapitre IV .</b> .....	<b>113</b>
IV.1. Cellules froides : conception et réalisation.....	115
IV.1.1. Cellule d'essai transparente.....	115
IV.1.2. Cellule d'essai similaire au milieu poreux modèle chauffant .....	122
IV.2. Estimation des incertitudes sur les volumes de « petites » bulles calculés par traitement d'images .....	123
IV.3. Comparaison d'écoulements chaud-froid, calibration du taux de vide surfacique et des débits de gaz .....	128
IV.3.1. Étude des distributions de taille des bulles .....	128
IV.3.2. Vitesses des bulles.....	135
IV.4. Conclusion.....	138
<b>Chapitre V .</b> .....	<b>141</b>
V.1. Ébullition et flux critique : éléments bibliographiques .....	141

V.1.1. Ébullition en vase : courbe de Nukiyama.....	142
V.1.2. Crise d'ébullition .....	144
V.2. Crise d'ébullition autour d'un élément chauffant .....	145
V.2.1. Courbes d'ébullition convective en milieu poreux chauffant.....	145
V.2.2. CHF local en fonction de la puissance appliquée sur une ligne amont.....	148
V.2.3. CHF local en fonction de la distance à la ligne chauffée .....	161
V.2.4. CHF local : autres configurations étudiées .....	163
V.2.5. CHF en fonction du débit de vapeur .....	165
V.3. Conclusion .....	167
<b>Conclusion générale et perspectives .....</b>	<b>169</b>
<b>Annexe A : Choix d'un capteur de pression différentielle pour la mesure des pertes de charge .....</b>	<b>173</b>
<b>Annexe B : Estimation des pertes thermiques et de la température de surface d'une sonde thermique. ....</b>	<b>175</b>
<b>Annexe C : De la difficulté de la mesure du taux de vide.....</b>	<b>182</b>
<b>Annexe D : Expériences d'assèchement : cartes d'écoulements .....</b>	<b>185</b>
<b>Bibliographie .....</b>	<b>189</b>

# Table des figures

Figure I.1. Échelles caractéristiques dans un milieu poreux homogène.....	13
Figure I.2. Repérage absolu et relatif au sein d'un VER.. .....	16
Figure I.3. Cellules unitaires stratifiées : configurations SLG et SGL. ....	27
Figure I.4. Cellules unitaires de Chang.....	27
Figure I.5. Interface liquide-gaz dans un milieu poreux. ....	33
Figure I.6. Fonction de Leverett : courbes expérimentales.....	34
Figure I.7. Allure typique des courbes de perméabilités relatives.....	34
Figure II.1. Schéma de la section test.....	40
Figure II.2. Schéma d'une sonde thermo-résistive à enroulement de platine Pt100.....	42
Figure II.3. Module électronique de contrôle.....	43
Figure II.4. Réponse des modules de contrôle sur la mesure d'une résistance de précision.....	45
Figure II.5. Résistance des sondes Pt100 en fonction de leur température.....	47
Figure II.6. Protocole d'assemblage des plaques Vycor et Macor. ....	50
Figure II.7. Application d'une résine polyuréthane.....	52
Figure II.8. Schéma d'une sonde Pt100 intégrée à la section test. ....	53
Figure II.9. Photographie et schéma du milieu poreux modèle lors de son remplissage par du HFE-7000. ....	54
Figure II.10. Vue arrière du dispositif expérimental et photographie de l'intérieur de l'armoire électrique contenant les modules. ....	55



Figure II.11. Boucle fluide. ....	57
Figure II.12. Photographie du dispositif expérimental. ....	59
Figure II.13. Exemple de visualisation d'écoulement diphasique dans la cellule d'essai. ....	62
Figure II.14. Configuration de chauffage pour les expériences d'assèchement du milieu poreux modèle .....	68
Figure II.15. Augmentation brusque de la température des sondes de la ligne supérieure de la zone chauffée au moment où celles-ci sont asséchées. ....	69
Figure II.16. Cycles d'assèchement et de remouillage de sondes en haut de la zone chauffée. ...	70
Figure II.17. Les sondes en haut de la zone chauffée sont asséchées de façon permanente. ....	70
Figure II.18. Éjection d'une gouttelette de liquide. ....	71
Figure II.19. Sonde en ébullition en film. ....	72
Figure II.20. Visualisation de l'écoulement diphasique à l'intérieur de la zone chauffée. ....	73
Figure II.21. Visualisations à deux instants distincts d'un écoulement diphasique généré par ébullition convective intense. ....	74
Figure II.22. Évolution des températures des sondes dans deux situations où le front de liquide oscille en régime permanent. . ....	75
Figure II.23. Flux d'assèchement en fonction du flux massique de liquide injecté. ....	77
Figure II.24. Flux d'assèchement dans des lits de particules renoyés par le bas avec du fréon 113, en fonction de la densité surfacique de flux massique de liquide injecté. ....	81
Figure III.1. Prétraitement des images brutes. ....	85
Figure III.2. ROI : emplacement et signaux moyens. ....	87
Figure III.3. ROI annulaire autour d'un cylindre .....	88
Figure III.4. Indicateur en niveau de gris d'un taux moyen local de présence de vapeur à une hauteur de ligne donnée .....	89
Figure III.5. Images obtenues chacune en moyennant 1500 images d'évènements décorrélés. ....	90
Figure III.6. Évolution de la moyenne des niveaux de gris vs hauteur dans l'image moyennée. ....	91

Figure III.7. Tests de différents filtres de détection de contours.....	93
Figure III.8. Bulle entachée de reflets lumineux.....	95
Figure III.9. Zone ombragée entre deux bulles.....	95
Figure III.10. Exemples de résultats de binarisation pour différents seuils appliqués.....	95
Figure III.11. Opérations de dilatation-érosion.....	97
Figure III.12. Sensibilité de l'opération de dilatation-érosion.....	98
Figure III.13. Problème posé par les grosses poches de vapeur.....	98
Figure III.14. Traitement des slugs .....	99
Figure III.15. Traitement des grosses poches de vapeur.....	100
Figure III.16. Résultat obtenu à l'issue du traitement complet d'une image comprenant un gros slug de vapeur.....	103
Figure III.17. Évolution du niveau de gris moyenné sur toute la surface des images.....	105
Figure III.18. Exemple de construction d'un diagramme spatio-temporel.....	109
Figure III.19. Exemple de diagramme spatio-temporel obtenu.....	109
Figure III.20. Visualisation de la bulle numéro $N_{bulle}$ sur l'image numéro $n$ .....	110
Figure IV.1. Schéma du réseau de cylindres des cellules d'essais pour écoulements diphasiques isothermes et chauds.....	114
Figure IV.2. Essais de bullage par injection d'air dans de l'eau stagnante à travers un verre fritté.....	116
Figure IV.3. Tomographie par rayons X d'un injecteur réalisé par impression 3D.....	117
Figure IV.4. Exemples de visualisations d'écoulements diphasiques isothermes dans une cellule test.....	118
Figure IV.5. Dispositif expérimental pour les tests d'écoulements diphasiques isothermes.....	119
Figure IV.6. Boîtier de mise sous pression des capillaires reliés aux injecteurs.....	120

Figure IV.7. Cellule d'essai transparente pour réaliser des visualisations d'écoulements diphasiques isothermes.....	122
Figure IV.8 Exemple de visualisation obtenue. ....	122
Figure IV.9. Cellule d'essai pour réaliser des visualisations d'écoulements diphasiques isothermes comparables à celles des expériences d'ébullition convective. ....	123
Figure IV.10. Exemple de visualisation d'écoulement diphasique obtenue avec cette cellule d'essai. ....	123
Figure IV.11. Modélisation géométrique d'une poche de vapeur. ....	125
Figure IV.12. Évolution de la surface projetée d'une bulle dans une séquence d'images.....	126
Figure IV.13. Évolution de la surface projetée d'une bulle en fonction de l'ordonnée de son centre de masse. ....	127
Figure IV.14. Surface projetée d'une bulle en fonction du critère de circularité.....	127
Figure IV.15. Distributions de tailles de bulles dans les écoulements diphasiques « chauds », pour différentes puissances de chauffes de la ligne L4.....	130
Figure IV.16. Maille élémentaire du réseau cylindrique. ....	130
Figure IV.17. Galerie de bulles de tailles typiques, classées par catégories de tailles. ....	131
Figure IV.18. Comparaison des distributions de taille des bulles localisées dans une partie basse ou une partie haute des images. ....	132
Figure IV.19. Fraction surfacique moyenne de gaz. À gauche : cas « chaud » ; à droite : cas « froid ».....	133
Figure IV.20. Distributions de tailles de bulles dans les écoulements diphasiques « froids », pour différents débits de gaz injecté.....	134
Figure IV.21. Trajectoire d'une bulle.....	135
Figure IV.22. Vitesses instantanées d'une bulle.. ....	136
Figure IV.23. Vitesses moyennes horizontale (à gauche) et verticale (à droite), en fonction du temps.....	136
Figure IV.24. Vitesses moyennes d'ascension des bulles en fonction de leurs surfaces projetées moyennes. ....	137

Figure V.1. Allure générale d'une courbe d'ébullition, couramment désignée par « courbe de Nukiyama ».....	142
Figure V.2. Courbes de type Nukiyama en milieu poreux. ....	146
Figure V.3. Courbes d'ébullition pour une sonde chauffante donnée. ....	147
Figure V.4. Bulle provenant de l'écoulement diphasique en amont. ....	148
Figure V.5. Choix de l'emplacement de la sonde étudiée.....	149
Figure V.6. Établissement de l'équilibre thermique au niveau de la ligne L4.....	150
Figure V.7. Fluctuations de température du cylindre chauffant, pour différentes puissances de chauffe.....	152
Figure V.8. Fluctuations de température du cylindre chauffant, à l'approche du flux critique.....	153
Figure V.9. Dispersion des mesures de température à l'approche du flux critique.....	154
Figure V.10. Détection du flux critique.....	155
Figure V.11. Relevé des puissances dissipées par 11 cylindres chauffants alignés.....	156
Figure V.12. Flux critique local au niveau de la sonde étudiée, en fonction de la puissance dissipée par la ligne L4 en amont. ....	158
Figure V.13. État du réservoir principal de la boucle fluide suite à une centaine d'heures d'expérimentations.....	160
Figure V.14. Emplacement et numérotation des sondes étudiées.....	161
Figure V.15. Flux critique local, normalisé, en fonction de l'éloignement par rapport à la ligne chauffée. ....	162
Figure V.16. Autres configurations de chauffage de la zone amont du milieu poreux modèle.....	164
Figure V.17. CHF normalisé pour la sonde 1, en fonction de la puissance uniformément dissipée en amont par une ou plusieurs lignes chauffées. ....	165
Figure V.18. Flux critique local normalisé, en fonction du débit de vapeur de l'écoulement diphasique dans lequel la sonde étudiée est plongée. ....	166



# Nomenclature

## Lettres romaines

$A$	Aire	$m^2$
$g$	Accélération de la pesanteur	$m.s^{-2}$
$c$	Constante	
$C_p$	Capacité calorifique	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
$d$	Diamètre	$m$
$h$	Coefficient d'échange thermique	$W.m^{-3}.K^{-1}$
$h_\beta$	Enthalpie massique de la phase $\beta$	$J.kg^{-1}$
$h_{lv}$	Enthalpie de changement d'état liquide-vapeur	$J.kg^{-1}$
$G$	Densité de flux massique	$kg.m^{-2}.s^{-1}$
$J$	Fonction de Leverett	
$K$	Perméabilité	$m^2$
$k_{r\beta}$	Perméabilité relative de la phase $\beta$	
$K_\beta^*$	Diffusivité thermique effective	$W.m^{-1}.K^{-1}$
$L_{cap}$	Longueur capillaire	$m$
$\dot{m}$	Débit massique	$kg.s^{-1}$
$\dot{m}_{lv}$	Taux massique de changement de phase	$kg.m^{-3}.s^{-1}$
$n$	Quantité de matière	$mol$
$\mathbf{n}_{\beta\gamma}$	Vecteur normal à l'interface $\beta$ - $\gamma$ , dirigé de $\beta$ vers $\gamma$	
$p_\beta$	Pression dans la phase $\beta$	$Pa$
$p_c$	Saut de pression capillaire	$Pa$
$P$	Puissance	$W$
$q$	Densité surfacique de flux thermique	$W.m^{-2}$
$r$	Rayon	$m$
$\mathbf{r}$	Vecteur position (dans un repère absolu)	
$R$	Constante des gaz parfaits	$J.mol^{-1}.K^{-1}$
$Q$	Densité volumique de transfert thermique	$W.m^{-3}$
$t$	Temps, durée	$s$
$T$	Température	$K$
$\mathbf{v}$	Vecteur vitesse (vitesse interstitielle)	
$v_{inj}$	Vitesse d'injection (vitesse de filtration)	$m.s^{-1}$

$V$	Volume	$m^3$
$\dot{V}$	Débit volumique	$m^3.s^{-1}$
$x, y, z$	Coordonnées cartésiennes	m
$\mathbf{w}$	Vecteur vitesse en un point de l'interface liquide-vapeur	
$\mathbf{x}$	Vecteur position repérant le centre du VER (dans un repère absolu)	
$\mathbf{y}$	Vecteur position dans un repère relatif centré sur le VER ( $\mathbf{y} = \mathbf{r} - \mathbf{x}$ )	

#### Lettres grecques

$\alpha$	Taux de vide (fraction volumique de vapeur : $\alpha = V_v/V_{pores}$ )	
$\alpha_s$	Taux de vide surfacique ( $\alpha = A_v/A_{pores}$ )	
$\varepsilon$	Porosité	
$\eta$	Passabilité	m
$\eta_{r\beta}$	Passabilité relative de la phase $\beta$	
$\lambda_\beta$	Conductivité thermique de la phase $\beta$	$W.m^{-1}.K^{-1}$
$\mu$	Viscosité dynamique	Pa.s
$\rho$	Masse volumique	$kg.m^{-3}$
$\sigma$	Tension superficielle	$N.m^{-1}$
$\theta$	Angle de contact	degré
$\varpi$	Puissance thermique volumique (terme source)	$W.m^{-3}$

#### Symboles

$\nabla$	Gradient
$\nabla \cdot$	Divergence
$\langle X_\beta \rangle$	Moyenne superficielle de la variable $X_\beta$
$\langle X_\beta \rangle^\beta$	Moyenne intrinsèque de la variable $X_\beta$
$ X $	Valeur absolue de la grandeur scalaire $X$ ou norme du vecteur $X$

#### Indices et exposants

$g, l, s, v$	Gaz, liquide, solide, vapeur
$\beta, \gamma, \vartheta$	Relatif à la phase $\beta, \gamma$ ou $\vartheta$ ( $\beta, \gamma$ ou $\vartheta = g, v, l$ ou $s$ )
$i$	Interface
$inj$	Injection (valeur en entrée de section test)

<i>nb</i>	Ébullition nucléée
<i>cv</i>	Échange convectif
<i>sat</i>	Valeur à la température de saturation

#### Acronymes

APRP	Accident de Perte de Refroidissement Primaire
CHF	Densité surfacique de flux critique ( <i>Critical Heat Flux</i> )
DNB	Arrêt de l'ébullition nucléée ( <i>Departure from Nucleate Boiling</i> )
LOCA	<i>Loss Of Coolant Accident</i> (designation en anglais de l'APRP)
DHF	Densité surfacique de flux critique d'assèchement ( <i>Dryout Heat Flux</i> )
pdf	<i>Probability Density Function</i> , Densité de probabilité
tpm	Tours par minute
VER	Volume Élémentaire Représentatif

#### *Nota bene :*

Nous désignerons régulièrement par les expressions « flux thermique » et « flux critique » des grandeurs qui sont en toute rigueur des densités surfaciques de flux thermique ; cet abus de langage est courant dans la littérature, il est d'usage pratique pour alléger la rédaction.

Certains symboles sont notés en gras dans le mémoire : ils correspondent à la grandeur vectorielle ou tensorielle associée à la grandeur scalaire définie par le même symbole dans la nomenclature (par exemple  $\mathbf{q}$  pour le vecteur densité surfacique de flux thermique ou  $\mathbf{K}_\beta^*$  pour le tenseur de diffusivité thermique effective).





# Introduction

Dans les études de sûreté des centrales nucléaires, le « renoyage » occupe une place importante. En cas d'accident grave provoqué par la perte prolongée de réfrigérant primaire (APRP), les matériaux d'un cœur de réacteur nucléaire peuvent s'effondrer en fragments constituant un lit de débris radioactifs qu'il convient de refroidir le plus efficacement possible. Cela est réalisé par un renvoi d'eau dans le cœur de réacteur endommagé, opération appelée renoyage. Cependant, cette opération comporte des risques et son succès à refroidir convenablement le cœur de réacteur n'est pas évident. De nombreuses études ont été menées sur la « refroidissabilité » (*coolability*) d'un lit de débris, [1]–[7] pour en citer quelques-unes parmi les pionnières. Initiés dans la fin des années 1970, les différents travaux à ce sujet ont récemment été passés en revue et discutés par Fichot *et al.* [8], Miscevic *et al.* [9], ou encore Yakush *et al.* [10], [11].

La description et le fonctionnement d'un réacteur nucléaire sont largement documentés. Le lecteur pourra par exemple consulter l'ouvrage de J.-M. Delhaye [12] pour se familiariser avec les notions de base, ainsi que celui coordonné par D. Jacquemain [13] qui dresse un état des connaissances sur la gestion des accidents graves. À la suite d'un APRP, la partie supérieure du cœur de réacteur se retrouve progressivement asséchée, le liquide de refroidissement se vaporisant et n'étant pas renouvelé. Les zones asséchées des crayons de combustible montent en température sous l'effet de la puissance radioactive résiduelle dissipée par les pastilles d'uranium. Deux principales configurations peuvent conduire à la formation d'un lit débris radioactifs. Dans un cas, les barres de combustible fondent et s'écoulent sous l'action de la gravité ; au contact de l'eau encore présente en fond de cuve du réacteur, les matériaux fondus se fragmentent sous l'effet du choc thermique. Dans l'autre cas, une opération de renoyage est réalisée avant que la fonte des crayons de combustible n'ait lieu ; suite au choc thermique causé par la réinjection d'eau, les crayons se fissurent et s'effondrent en fragments. Dans les deux configurations, l'empilement de débris radioactifs résultant est constitué de particules de dimensions millimétriques [5], [14].

Le lit de débris ainsi formé constitue un milieu poreux chauffant très perméable. Malgré une réinjection continue d'eau dans le lit, la surchauffe importante des particules par rapport à la température de saturation de l'eau peut conduire à l'assèchement d'une partie du lit, soit par vaporisation totale du liquide, soit par l'inaccessibilité à certaines zones du lit par le liquide, dont l'écoulement est dévié par l'intense production de vapeur environnante, soit plus localement par le déclenchement d'ébullition en film. Les particules entourées de vapeur voient leur température augmenter rapidement. En cas de fusion des débris, un amas de matériaux très dense et

extrêmement chaud peut se former. Ce corium est très difficile à refroidir et sa progression très difficile à stopper ; il est fortement susceptible de détériorer et de franchir la barrière de confinement que représente le fond de cuve. C'est pourquoi les études de sûreté nucléaire accordent tant d'importance au problème du refroidissement d'un lit de débris.

Les phénomènes thermo-hydrauliques en jeu lors du renoyage sont très complexes. Sur le plan de l'hydrodynamique, on a affaire à des écoulements diphasiques en régime inertiel dans un milieu poreux très perméable, avec des structures d'écoulement très variables. Au niveau thermique, il s'agit d'ébullition convective en milieu poreux et de crise d'ébullition, avec une source de chaleur importante. La modélisation du renoyage pose dès lors de nombreux défis.

Notons que l'intérêt théorique de la recherche dans ce domaine a une portée plus large que le champ de la sûreté nucléaire : les écoulements diphasiques avec transferts de masse et de chaleur en milieu poreux interviennent dans bien d'autres applications. Dans le domaine du génie chimique par exemple, l'utilisation de réacteurs catalytiques est très répandue. Généralement, le système consiste en un empilement de particules dans un réservoir de géométrie cylindrique ; ces particules contiennent un élément catalyseur. Un écoulement forcé liquide-gaz contenant plusieurs réactifs est établi dans le réacteur. Les réactions chimiques ont lieu (ou sont significativement accélérées) aux interfaces particules-fluides. L'efficacité du réacteur dépend donc fortement des caractéristiques et de la structure de l'écoulement diphasique dans le milieu poreux très perméable qu'est le lit de particules catalytiques [15], [16]. En géothermie, l'exploitation de l'énergie thermique emmagasinée profondément dans les sols nécessite de s'intéresser aux écoulements diphasiques réactifs au sein de roches poreuses [17]. En génie civil, la nature poreuse des matériaux de construction est une source de fragilité : des cycles d'imbibition et de séchage à l'intérieur des matériaux peuvent conduire à leur dégradation dans un environnement humide salin [18]. Dans les piles à combustible à membrane d'échange de protons, les réactions électrochimiques entre le dioxygène gazeux et les protons issus de la dissociation de dihydrogène produisent de l'eau liquide et de la chaleur. Pour un fonctionnement optimal de la pile, la membrane, poreuse, ne doit être ni asséchée ni complètement noyée d'eau [19]. Dans le domaine spatial, la régulation thermique des composants électroniques est souvent réalisée au moyen de boucles à pompage capillaire. L'efficacité de ces systèmes à évacuer de la chaleur dépend essentiellement de la conception de la mèche poreuse qu'ils intègrent [20]. Dans l'industrie pétrolière, l'exploitation des gisements d'hydrocarbures donne lieu à des écoulements multiphasiques dans les sols ; le pétrole, de composition complexe, contient des composés qui passent de la phase liquide à la phase gazeuse selon la pression à laquelle ils sont soumis. Dans les industries textile et agro-alimentaire, les procédés de séchage sont liés à des changements de phase liquide-vapeur en milieu poreux. Dans tous ces exemples, qui ne sont pas exhaustifs, les écoulements diphasiques avec transferts de masse et de chaleur en milieu poreux ont un rôle déterminant. Mais revenons-en à la problématique du renoyage.

À l'Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire (IRSN), le module du code ICARE/CATHARE utilisé pour la simulation du renoyage est basé sur un modèle thermo-hydraulique multidimensionnel qui met en jeu un certain nombre de paramètres empiriques

(utilisation de lois semi-heuristiques) et de paramètres effectifs (dans des équations obtenues par prise de moyenne volumique) dont la détermination théorique n'est possible que dans certains cas très simplifiés au regard d'une situation réelle. L'estimation de tous ces paramètres dépend inévitablement d'hypothèses plus ou moins fortes et fait appel à de nombreuses corrélations. Des données expérimentales sont indispensables pour valider et affiner le modèle. Cette validation a été effectuée en partie par des expériences sur un dispositif nommé PRELUDE [21] et continue actuellement avec un autre de plus grandes dimensions, PEARL [22]. Ces expériences consistent à injecter de l'eau à l'intérieur d'un lit de billes d'acier empilées dans un cylindre et chauffées par induction. Elles permettent d'obtenir des données essentiellement macroscopiques telles que taux de vapeur produite, montée en pression, pertes de charges, ainsi que des mesures de température en quelques points particuliers. Cependant elles ne donnent pas accès à la visualisation de la structure de l'écoulement diphasique au sein du milieu poreux. Or, cette information est importante car la formulation de nombreuses corrélations ainsi que les hypothèses de calcul des paramètres effectifs dépendent des caractéristiques de l'écoulement à l'échelle locale (saturation, vitesses des phases, structure d'écoulement).

En complément des campagnes de mesures macroscopiques sur PRELUDE et PEARL menées à l'IRSN, une collaboration a été entreprise avec l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (IMFT), dans l'objectif de caractériser à l'échelle du pore les phénomènes d'ébullition dans un lit de particules chauffées. Un milieu poreux chauffant modèle, quasi-bidimensionnel, a été réalisé à l'IMFT [23]. Ce dispositif est conçu de sorte à permettre le chauffage en masse du liquide le traversant, le contrôle thermique des éléments chauffants, l'acquisition des températures de ces éléments, et la visualisation des écoulements. L'influence de la puissance thermique dégagée par le milieu poreux sur le déclenchement de l'ébullition en film autour d'un élément chauffant a été mise en évidence : en particulier, lorsque la puissance globale dégagée par le milieu augmente, on constate une baisse du flux maximum qu'un élément donné peut transmettre au liquide par ébullition convective. Les visualisations ont permis de déterminer qualitativement les régimes d'écoulement dans certaines situations.

La thèse dont ce mémoire fait l'objet s'inscrit dans la suite de cette collaboration entre IRSN et IMFT. La motivation initiale est d'exploiter quantitativement les visualisations obtenues avec le milieu poreux modèle chauffant, en particulier de chercher à relier la puissance thermique dissipée par les éléments chauffants au taux de vide dans la cellule d'essai. La complexité des images à analyser a conduit à la réalisation de deux dispositifs d'expériences diphasiques isothermes servant de références pour calibrer les algorithmes de traitement d'images.

Le premier chapitre de ce mémoire fournit quelques éléments bibliographiques sur le renoyage. Les études expérimentales spécifiques au renoyage sont passées en revue succinctement. Puis l'accent est mis sur l'élaboration des modèles utilisés à l'IRSN pour décrire les écoulements et les transferts de chaleur en milieu poreux, de sorte à mettre en évidence leurs limites et le besoin d'une validation expérimentale.

Le second chapitre présente le milieu poreux modèle chauffant que nous avons utilisé, puis détaille les résultats que nous avons obtenus dans des expériences comparables à une situation de « renoyage par le bas ». Un écoulement forcé ascendant étant établi dans le milieu poreux chauffant, le flux d'assèchement est étudié en fonction du débit d'injection de liquide. Les résultats montrent que sous certaines conditions un assèchement local peut apparaître, sous la forme d'une crise d'ébullition menant à une ébullition en film autour d'un unique élément chauffant. Cela nous a conduits à nous intéresser à la dépendance du flux critique local aux conditions de l'écoulement diphasique environnant. Avant d'aborder cette question, nous avons cherché à caractériser cet écoulement diphasique à partir de visualisations.

Le troisième chapitre est relatif au traitement d'images, qui a constitué une partie importante du travail réalisé. Face aux difficultés d'exploitation de nos images, de nombreuses pistes ont été explorées. Ce chapitre détaille tout d'abord des aspects techniques clés. Ensuite, nous y présentons les mesures pouvant être actuellement réalisées sur nos images.

Les outils de traitement d'images qui ont été développés sont exploités dans le quatrième chapitre, où des écoulements diphasiques sont analysés à partir de visualisations. Deux cellules d'essai de géométrie identique à celle du milieu poreux chauffant ont été réalisées pour obtenir des visualisations d'écoulements diphasiques isothermes avec injection de gaz à débit contrôlé. La comparaison des images obtenues en ébullition convective et en écoulement diphasique isotherme ont permis d'estimer des débits de vapeur.

La cinquième et dernière partie présente des expériences sur la détermination du flux critique provoquant localement une crise d'ébullition autour d'un élément chauffant situé en aval du milieu poreux. Ce flux critique est mesuré pour différentes configurations d'écoulements diphasiques en amont de l'élément étudié. Ces écoulements sont obtenus pour un débit d'injection de liquide fixé, en faisant varier la puissance thermique dissipée par une ligne horizontale d'éléments chauffants en amont du milieu poreux. Les résultats thermiques sur le flux critique local sont mis en lien avec les débits de vapeur des écoulements, déterminés par les analyses d'images.





# Chapitre I.

## Le renoyage : expériences et modélisation

Ce chapitre présente tout d'abord un résumé bibliographique des études expérimentales sur le refroidissement d'un lit de débris. La littérature sur ce sujet étant vaste, ce panorama n'est pas exhaustif. Ensuite sont fournis les éléments et les raisonnements qui sont à la base du modèle thermo-hydraulique mis en œuvre à l'IRSN dans les codes de simulation du renoyage.

### I.1. L'APRP : un cas d'étude en sûreté nucléaire

La perte prolongée de réfrigérant primaire dans un cœur de réacteur nucléaire est un scénario d'accident grave très étudié en sûreté nucléaire. Il peut être désigné par l'acronyme APRP (Accident de Perte de Réfrigérant Primaire), ou plus souvent par son équivalent en anglais, le scénario LOCA (*Loss Of Coolant Accident*). Un tel accident s'est réellement produit à deux reprises dans l'histoire, la première fois en 1979 dans la centrale de Three Mile Island (Pennsylvanie, États-Unis), la seconde en 2011 à la centrale de Fukushima (Fukushima Dai-ichi, Japon). Remarquons que l'accident de Tchernobyl n'est pas de type APRP ; il a été provoqué par un test effectué dans des conditions anormales, qui a conduit à une réactivité accrue du cœur d'un réacteur, provoquant son explosion.

Si l'idée de réinjecter de l'eau dans un cœur de réacteur dégradé suite à une défaillance du système de refroidissement semble simple, le succès de l'opération de renoyage à refroidir un lit de débris n'est pas évident et comporte des risques. Pour en citer les principaux, l'apport d'eau dans un cœur surchauffé peut conduire à une montée brusque et dangereuse de pression dans le circuit primaire de refroidissement. Les opérateurs aux commandes lors de l'accident de Three Mile Island



ont dû pour cela stopper la pompe primaire 6 minutes après son redémarrage et ouvrir une vanne, entraînant le relâchement de vapeur contaminée par la radioactivité dans l'enceinte du réacteur (voir [13], partie 7.1.2, pour le déroulement de l'accident de Three Mile Island). Ensuite, des réactions exothermiques d'oxydo-réduction ont lieu entre la vapeur d'eau surchauffée et des métaux présents dans le cœur de réacteur (notamment le zirconium, constituant des gaines des crayons de combustible). D'une part, la chaleur dégagée par ces réactions accélère la dégradation des crayons de combustibles non effondrés, d'autre part, l'oxydation des métaux produit du dihydrogène qui s'accumule dans l'enceinte au risque d'un dépassement du seuil d'inflammabilité pouvant provoquer une explosion. On parle de « risque hydrogène » [24]. Autre source de problème, l'importante puissance radioactive résiduelle dégagée par le lit de débris peut conduire à son assèchement malgré un apport continu d'eau. Dans ce cas, l'élévation de température des débris asséchés peut entraîner leur fusion, résultant en un bain de corium extrêmement chaud et dense qui se déplace sous l'effet de la gravité vers le fond de cuve et est susceptible de la percer. Enfin, de nombreux problèmes sont posés par la pollution radioactive, tel celui du traitement de l'eau contaminée.

Face à la complexité des phénomènes en jeu, de très nombreuses études ont été réalisées sur le renoyage. Nous ne présentons ici qu'une brève revue de celles de nature expérimentale. Bien que quelques travaux antérieurs à 1979 aient été effectués dans ce domaine, l'accident de Three Mile Island a provoqué une prise de conscience et un intérêt accru sur le sujet. L'examen *a posteriori* du réacteur accidenté TMI-2 de Three Mile Island a permis de tirer de nombreuses informations et de reconstituer le scénario accidentel ; en particulier, la formation d'un amas de débris radioactif a bien été constatée [5]. Sur le plan expérimental, des études ont été menées sur une réplique au 1:5000<sup>ème</sup> d'un réacteur nucléaire à eau pressurisée, nommé Phébus [25], [26]. Des séquences accidentelles de type APRP ont été provoquées sur ce réacteur composé d'un cœur muni d'une vingtaine de crayons de combustible, d'un circuit primaire ainsi que d'une enceinte de confinement. Les campagnes d'essais ont permis, entre autres, de fournir des informations importantes sur l'oxydation et la dégradation des gaines des crayons, la relocalisation du combustible dans la cuve, la progression du bain de corium, le transport dans le circuit primaire des produits de fission, et la thermo-hydraulique dans l'enceinte de confinement. Cependant ces essais à l'échelle d'un réacteur mettent en jeu tout un ensemble de phénomènes couplés, et l'interprétation des résultats n'est pas évidente. De plus, un tel dispositif est extrêmement complexe à mettre en œuvre et son coût est très élevé. Pour ces raisons, il existe peu d'expérimentations à l'échelle globale d'un réacteur. La majorité des dispositifs au service de la recherche sur les accidents graves en centrale nucléaire concerne des expériences analytiques, qui se focalisent sur l'étude de phénomènes isolés. Par exemple, la reproduction à échelle réduite d'un circuit de refroidissement primaire a été réalisée pour en étudier la thermo-hydraulique au cours d'un scénario accidentel (dispositif PMK-2, [27]) ; ou encore, des tests sur un unique crayon de combustible sont menés dans le dispositif LORELEI [28]. Les tests à l'échelle globale menés sur Phébus ont permis de déterminer les axes de recherche prioritaires de ces expériences analytiques ; cette recherche fait l'objet d'une coordination internationale au niveau européen, par le biais du réseau SARNET (*Severe Accident Research Network of excellence*), étendu récemment à SARNET-2 [29], [30].

Concernant la compréhension des phénomènes thermo-hydrauliques en jeu dans le renoyage d'un lit de débris, les principaux points qui posent question sont les suivants :

- emplacement et constitution du lit de débris,
- régimes d'écoulements et pertes de charge dans un lit de débris,
- assèchement d'un lit de débris initialement noyé,
- possibilité de renoyage d'un lit de débris initialement sec et surchauffé.

Précisons un peu ces différents points. D'abord, les phénomènes intervenant lors d'une opération de renoyage dépendent des caractéristiques du lit de débris, en particulier sa porosité et la distribution de taille de ses particules. Outre l'analyse post-accident du réacteur TMI-2 et les résultats du programme Phébus, des expériences ciblées sur la fragmentation par choc thermique du corium ont apporté des précisions à ce sujet (dispositif Faro, [31]). Selon la taille des débris et les paramètres de renoyage, on peut notamment observer une fluidisation du lit avec apparition de canaux d'écoulements de vapeur, phénomène connu sous le nom de *channeling* [32].

Ensuite, les pertes de charges diphasiques dans un lit de débris impactent la dynamique du renoyage. Elles dépendent de la perméabilité, de la passabilité, des perméabilités et passabilités relatives (voir partie I.4.2.2), des structures de l'écoulement diphasique ; les nombreuses expériences dans ce domaine s'attachent à étudier principalement des écoulements diphasiques isothermes en milieux poreux ([4], [7], [33]). Un lit de débris réel étant composé d'un mélange de fragments de géométries et de tailles diverses alors que les modèles de pertes de charges sont souvent basés sur une distribution monodispersée de particules sphériques, plusieurs études visent à définir un diamètre équivalent des débris, qui soit pertinent en tant que donnée d'entrée dans les modèles [34].

En prenant en compte l'aspect thermique lors du renoyage, le problème d'un éventuel assèchement d'un lit de débris initialement renoyé se pose (*debris bed dryout*). Ce sujet a concentré de nombreuses études, les expériences étant menées le plus souvent dans des lits de billes à géométrie cylindrique 1D ([35]–[37]), mais aussi dans quelques configurations parallélépipédiques bidimensionnelles ([38], [39]) ou encore dans des géométries à symétrie axiale cherchant à mettre en évidence des effets multidimensionnels [40]. Les billes sont généralement métalliques et chauffées de façon plus ou moins homogène par induction, dans certains cas elles sont chauffées par conduction depuis une paroi chauffante. Dans ces expériences, l'approvisionnement en liquide de refroidissement est fait soit par le dessus du lit de particules (« renoyage par le haut »), soit par en-dessous (« renoyage par le bas »), ce qui correspond aux différentes possibilités techniques d'alimentation en liquide d'un réacteur réel.

Enfin, dans le cas d'un lit de débris surchauffé initialement sec, la possibilité de réaliser un renoyage efficace n'est pas évidente. L'injection d'eau dans un empilement sec de billes chauffantes a fait l'objet de quelques programmes de recherche tels que QUENCH ou, actuellement, PROGRES [41]. Les expériences PRELUDE et PEARL menées à l'IRSN entrent dans ce cadre. La

modélisation des phénomènes en jeu est particulièrement compliquée ; elle doit pouvoir décrire des écoulements diphasiques inertiels avec changement de phase en milieu poreux très perméable, accompagnés de transferts thermiques qui dépendent des structures très variables des écoulements. Les modèles utilisés à l'IRSN pour rendre compte de ces phénomènes sont de deux natures. Les transferts de masse et de chaleur sont construits à partir d'une méthode de prise de moyenne volumique des équations locales, tandis que les équations de conservation de la quantité de mouvement sont issues d'une extension semi-heuristique de la loi de Darcy généralisée. Dans les deux cas, les modèles mettent en jeu des grandeurs macroscopiques locales. Nous présentons par la suite ces modèles, en ne détaillant que les notions essentielles pour comprendre la façon dont ils sont établis. Pour commencer, nous rappelons quelques définitions sur la représentation d'un milieu poreux.

## I.2. Milieux poreux : l'approche continue

### I.2.1. Une description à l'échelle macroscopique

Un milieu poreux naturel est constitué par une matrice solide qui contient des vides, appelés pores ; Dullien [42] et Kaviany [43] dressent dans leurs ouvrages une description détaillée des différents types de milieux poreux réels. Comme dans le cas d'un lit de débris, qui peut être le siège de phénomènes de fluidisation, la matrice solide n'est pas nécessairement rigide ; mais elle doit être connexe, ce qui la distingue d'une suspension de particules dans un fluide. La géométrie des pores est complexe et il n'est généralement pas possible d'obtenir sur l'ensemble du milieu poreux les informations détaillées et exhaustives sur leur forme, leur agencement, la façon dont ils sont interconnectés. Dans les pores accessibles à un fluide, les équations locales qui régissent les écoulements sont connues et dérivent des équations de Navier-Stokes (à condition que l'approximation des milieux continus soit valable pour le fluide : le libre parcours moyen des molécules du fluide doit être petit devant la dimension des pores) ; généralement, les équations de transports aussi sont classiques (loi de Fourier, loi de Fick, ...). Mais le manque d'information sur la géométrie complète de l'espace poral ainsi que la complexité des conditions aux limites locales rendent leur résolution sur l'ensemble du milieu poreux inenvisageable. Notons tout de même que des simulations directes peuvent être effectuées sur un nombre limité de pores, par exemple lorsque la géométrie d'un échantillon de milieu poreux a été caractérisée par tomographie à rayons X. Parfois, des hypothèses sur la géométrie de l'espace poral (tailles des pores et des liens les connectant) ainsi que sur la description locale de l'écoulement (par exemple écoulement de type Poiseuille) sont pertinentes et permettent d'appliquer un modèle de type réseau de pores pour décrire sur l'ensemble du milieu poreux les phénomènes à l'échelle locale [44].

Cependant, de nombreuses applications s'intéressent essentiellement au comportement macroscopique d'un milieu poreux, pour lesquelles la description complète des écoulements et des transferts à l'échelle locale s'avère inutile en pratique [45]. Par exemple, le module de calcul qui traite du renoyage d'un lit de débris doit pouvoir fournir des résultats à l'échelle du réacteur : ces données macroscopiques serviront d'entrée à d'autres modules spécifiques, la simulation d'un accident grave s'effectuant à l'échelle de la centrale nucléaire. Ainsi, les mécaniciens des fluides utilisent différentes approches pour traiter un milieu poreux comme un milieu continu équivalent, les phénomènes s'y déroulant étant déterminés par des grandeurs macroscopiques locales. Les équations macroscopiques décrivant ces phénomènes sont soit obtenues de manière empirique, soit postulées de façon heuristique, soit dérivées des équations locales par des techniques de changement d'échelle. Nous ne présentons dans ce chapitre que les éléments et démarches utiles pour comprendre les modèles actuellement implémentés dans les codes de simulation du renoyage à l'IRSN. Concernant l'hydrodynamique, les équations de quantité de mouvement sont une extension de la loi de Darcy généralisée (loi de nature semi-heuristique). Les équations de transferts de masse et de chaleur sont, elles, obtenues par des prises de moyenne volumique (technique de changement d'échelle pour passer des équations locales à des équations macroscopiques). Notons qu'il existe d'autres techniques de changement d'échelle, telle que la méthode d'homogénéisation par exemple [46], qui ne seront pas présentées ici.

### I.2.2. Volume Élémentaire Représentatif (VER)

La porosité  $\varepsilon$  d'un milieu poreux est définie comme le rapport du volume occupé par les pores  $V_{pores}$  au volume total  $V$  du milieu. Lorsque certains pores sont isolés et non accessibles au fluide, on peut définir une porosité effective comme étant le rapport du volume des pores interconnectés (accessibles) au volume total. Dans un milieu non consolidé tel un lit de débris, tous les pores sont interconnectés et la porosité est égale à la porosité effective. En présence d'un écoulement diphasique, on peut donc écrire :

$$\varepsilon = \frac{V_{pores}}{V} = \frac{V_g + V_l}{V} \quad (\text{I.1})$$

Ensuite, il est utile de définir les fractions volumiques de chaque phase  $\beta$  :

$$\varepsilon_\beta = \frac{V_\beta}{V}, \text{ avec } \beta = s, l, g \quad (\text{I.2})$$

Cela entraîne :

$$\begin{cases} \varepsilon_s + \varepsilon_l + \varepsilon_g = 1 \\ \varepsilon = 1 - \varepsilon_s \end{cases} \quad (\text{I.3})$$

À l'intérieur des pores, la proportion respective de liquide ou de gaz joue un rôle déterminant sur la pression capillaire, l'espace dont chaque phase dispose pour s'écouler, et les frottements entre les phases fluides. On définit alors les fractions volumiques des phases fluides calculées dans le volume de l'espace poral, que l'on nomme saturations :

$$S_g = \frac{V_g}{V_{pores}} \text{ et } S_l = \frac{V_l}{V_{pores}} = S \quad (\text{I.4})$$

On a donc :

$$S_g + S_l = \frac{\varepsilon_g}{\varepsilon} + \frac{\varepsilon_l}{\varepsilon} = 1 \quad (\text{I.5})$$

Par usage, on désigne simplement par « saturation » la saturation en liquide, souvent notée de façon simplifiée  $S$ . La saturation en gaz, quant à elle, correspond à un taux de vide volumique.

La définition d'un Volume Élémentaire Représentatif (VER) est indispensable pour décrire plus finement le milieu poreux et appliquer la méthode de prise de moyenne volumique. L'idée est de pouvoir considérer des grandeurs macroscopiques telles que celles énumérées ci-dessus en tant que propriétés locales définies en chaque point du milieu, c'est-à-dire manipuler des grandeurs macroscopiques locales. Le but est de représenter le milieu poreux, qui présente de fortes hétérogénéités à l'échelle des pores, par un milieu continu équivalent décrit en tout point par ces grandeurs macroscopiques locales, que l'on appelle aussi propriétés effectives. Ces propriétés doivent être évaluées sur un volume grand devant la taille caractéristique des pores afin de revêtir un caractère macroscopique, mais petit comparé à l'échelle du milieu poreux afin de conserver un aspect local. Lorsqu'un tel volume peut être défini, on le qualifie de VER.

Dans un milieu poreux macroscopiquement homogène où les hétérogénéités sont microscopiques, deux échelles de longueurs caractéristiques se distinguent naturellement (rappelons que dans la communauté des milieux poreux, le terme « microscopique » désigne l'échelle du pore) : l'échelle locale est caractérisée par une dimension caractéristique  $l$  qui est typiquement de l'ordre de grandeur de celle d'un pore, tandis que le milieu poreux dans son ensemble a une dimension caractéristique  $L$  telle que  $l \ll L$ . Entre ces deux échelles, on peut définir une échelle intermédiaire  $r$  telle que  $l \ll r \ll L$  (on parle de séparation des échelles) : c'est la dimension caractéristique du VER. Elle doit être choisie de sorte qu'une légère variation de  $r$  n'entraîne pas de variation significative sur la moyenne spatiale d'une grandeur locale calculée sur le VER. Une telle séparation des échelles n'est pas toujours possible selon le milieu étudié. Par exemple, dans les membranes poreuses où la condition  $l \ll L$  n'est pas vérifiée, de sorte que  $l/L = O(1)$ , les problèmes doivent être souvent résolus par simulation directe à l'échelle locale [43]. Dans les milieux poreux possédant des macro-hétérogénéités, tels les milieux stratifiés, plusieurs échelles intermédiaires entre  $l$  et  $L$  peuvent être définies, et il faut développer des techniques de prise moyenne à grande échelle en complément des moyennes effectuées à l'échelle locale [47].

Cependant, en ce qui concerne les lits de débris, l'hypothèse de milieu poreux macroscopiquement homogène semble raisonnable, et l'on peut donc considérer les trois échelles d'observation  $l$ ,  $r$ ,  $L$  telles que décrites sur la Figure I.1 et vérifiant  $l \ll r \ll L$ . Dans un milieu homogène, le VER sera typiquement une sphère de rayon  $r$ .

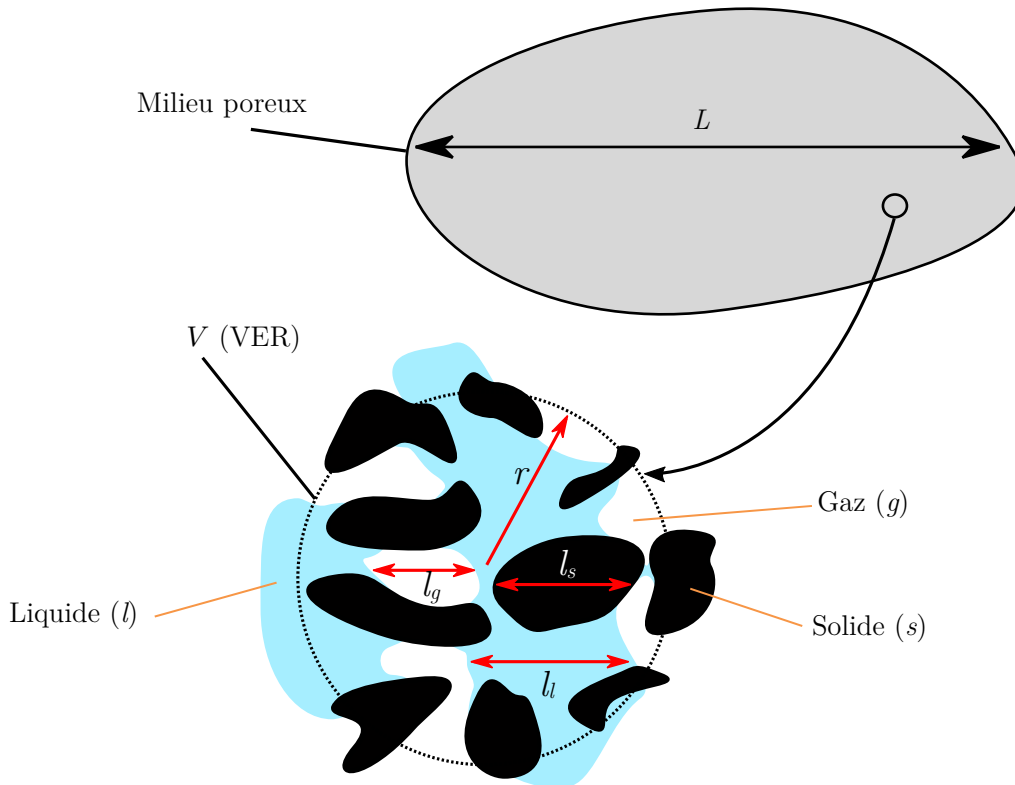


Figure I.1. Échelles caractéristiques dans un milieu poreux homogène ;  $l_\beta \ll r \ll L$ , avec  $\beta = l, s$ , ou  $g$ .

On définit alors la porosité locale  $\varepsilon$ , les fractions volumiques locales  $\varepsilon_\beta$  et les saturations locales  $S_\beta$  de la même manière que dans les équations (I.1), (I.2), (I.4), mais où  $V$  est le volume constitué par le VER et  $V_\beta$  est le volume de la phase  $\beta$  contenu dans le VER.

### I.2.3. Prise de moyenne volumique : principe général

Nous fournissons ici quelques éléments de base permettant de comprendre la démarche suivie dans la méthode de prise de moyenne volumique. Des explications largement détaillées de cette méthode, avec démonstrations et exemples d'applications à l'appui, sont données dans l'ouvrage de

S. Whitaker [48]. Le principe général est de moyenner sur le VER des équations écrites à l'échelle locale du milieu poreux réel, afin d'obtenir des équations macroscopiques valables en tout point d'un milieu effectif équivalent. Ces équations ne comportent plus de variables microscopiques, mais les paramètres effectifs macroscopiques qu'elles mettent en jeu contiennent implicitement les informations liées à la physique à l'échelle locale. Une illustration simple de cette démarche est l'exemple de la conductivité thermique dans un milieu granulaire isotrope où l'on peut négliger la conduction thermique dans le gaz remplissant les pores [49]. Dans un tel milieu, la diffusivité thermique a lieu essentiellement au sein de la phase solide et suit à l'échelle locale la loi de Fourier :  $\mathbf{q} = -\lambda \nabla T$ . En moyennant cette loi sur un VER, on écrit  $\langle \mathbf{q} \rangle = -\langle \lambda \nabla T \rangle$  où  $\langle \rangle$  est l'opérateur de prise de moyenne volumique (voir ci-après). L'objectif est de parvenir à une expression du type  $\langle \mathbf{q} \rangle = -\mathbf{K} \cdot \nabla \langle T \rangle$  où  $\mathbf{K}$  est le tenseur de conductivité thermique effective du milieu continu équivalent au milieu granulaire : à partir de la loi de Fourier manipulant des grandeurs locales, on aboutit à une équation macroscopique où ne subsistent que les grandeurs moyennées  $\langle \mathbf{q} \rangle$  et  $\langle T \rangle$  ainsi qu'un paramètre effectif  $\mathbf{K}$  de nature macroscopique. Ces grandeurs sont définies en tout point du milieu effectif équivalent au milieu granulaire.

Nous donnons ci-dessous quelques définitions et théorèmes indispensables pour appliquer la méthode de prise de moyenne volumique.

Le système de repérage utilisé pour effectuer des moyennes spatiales sur l'ensemble d'un VER est détaillé sur la Figure I.2. On définit ainsi la moyenne superficielle  $\langle \psi_\beta \rangle$  d'une grandeur  $\psi$  associée à la phase  $\beta$  :

$$\langle \psi_\beta \rangle |_{\mathbf{x}} = \frac{1}{V} \int_{V_\beta} \psi_\beta |_{\mathbf{x} + \mathbf{y}_\beta} dV \quad (\text{I.6})$$

Dans cette égalité,  $V$  est le volume du VER centré en  $\mathbf{x}$ ,  $V_\beta$  est le volume occupé par la phase  $\beta$  à l'intérieur du VER,  $dV$  est le volume infinitésimal centré en  $(\mathbf{x} + \mathbf{y}_\beta)$  ; l'intégration se fait par rapport à la variable  $\mathbf{y}_\beta$ , qui balaye l'ensemble du volume  $V_\beta$ . Cette écriture étant un peu lourde, elle est couramment simplifiée dans la littérature selon l'équation (I.8). Cependant, elle est indispensable à la démonstration de plusieurs théorèmes ainsi qu'à la justification de la prédominance de certains termes devant d'autres (donc de la validité de certaines hypothèses ou approximations). Une telle écriture permet notamment d'exprimer le développement en série de Taylor de la quantité  $\langle \psi_\beta \rangle |_{\mathbf{x} + \mathbf{y}_\beta}$  calculée à proximité du VER centré en  $\mathbf{x}$ , pour l'évaluer en fonction de la grandeur  $\langle \psi_\beta \rangle |_{\mathbf{x}}$  :

$$\langle \psi_\beta \rangle |_{\mathbf{x} + \mathbf{y}_\beta} = \langle \psi_\beta \rangle |_{\mathbf{x}} + \mathbf{y}_\beta \cdot \nabla \langle \psi_\beta \rangle |_{\mathbf{x}} + \frac{1}{2} \mathbf{y}_\beta \mathbf{y}_\beta : \nabla \nabla \langle \psi_\beta \rangle |_{\mathbf{x}} + \dots \quad (\text{I.7})$$

Cette équation (I.7) n'est fournie ici que pour illustrer la complexité sous-jacente à la méthode de prise de moyenne volumique, qui fait appel dans son développement exhaustif à de nombreux

calculs d'estimation d'ordres de grandeur des termes manipulés. Ce développement en série de Taylor permet par exemple de montrer que, sous certaines conditions, les conductivités thermiques des différentes phases peuvent être considérées constantes à l'intérieur du VER [50]. Par la suite nous n'entrons pas dans les détails des démonstrations et ne fournissons que les grandes lignes utiles pour comprendre le modèle à non équilibre thermique local utilisé à l'IRSN pour modéliser les transferts de chaleur dans un lit de débris. Nous adoptons la formulation simplifiée de la moyenne superficielle de la grandeur  $\psi_\beta$ , couramment d'usage dans la littérature :

$$\langle \psi_\beta \rangle = \frac{1}{V} \int_{V_\beta} \psi_\beta dV \quad (\text{I.8})$$

Cette moyenne superficielle n'est pas bien représentative de la grandeur  $\psi_\beta$  liée à la phase  $\beta$ . Par exemple, considérons un milieu poreux saturé par un liquide incompressible. La moyenne superficielle de la masse volumique de ce liquide n'est pas égale à la valeur de sa masse volumique. On préfère ainsi exprimer les équations macroscopiques en fonction de la moyenne intrinsèque  $\langle \psi_\beta \rangle^\beta$ , définie par :

$$\langle \psi_\beta \rangle^\beta = \frac{1}{V_\beta} \int_{V_\beta} \psi_\beta dV \quad (\text{I.9})$$

Dans l'exemple d'un milieu saturé par un liquide incompressible, on a alors  $\langle \rho_l \rangle^l = \rho_l$ . De façon générale, la moyenne intrinsèque est souvent la grandeur macroscopique à laquelle la mesure expérimentale donne accès. Les moyennes superficielle et intrinsèque sont reliées simplement par la relation :

$$\langle \psi_\beta \rangle = \varepsilon_\beta \langle \psi_\beta \rangle^\beta \quad (\text{I.10})$$



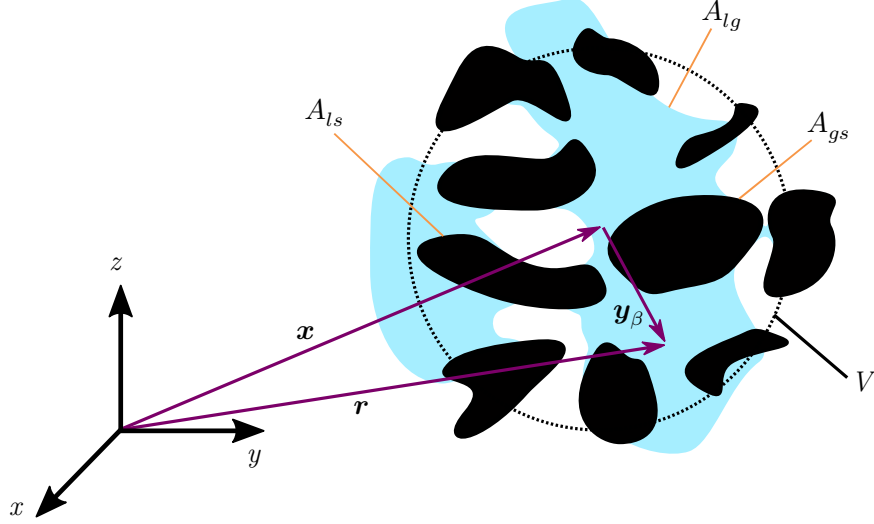


Figure I.2. Repérage absolu et relatif au sein d'un VER. Le vecteur  $\mathbf{x}$  détermine la position absolue du centre du VER. Le vecteur  $\mathbf{r}$  donne la position absolue des points du VER. Le vecteur  $\mathbf{y}_\beta$  décrit la position des points de la phase  $\beta$  dans le repère relatif centré sur le VER (dans l'exemple sur ce schéma,  $\beta = l$ ).

Outre la propriété évidente de linéarité de l'opérateur  $\langle \cdot \rangle$ , deux théorèmes et une technique d'expression des variables sont indispensables dans l'application de la méthode de prise de moyenne volumique : nous les énonçons ci-dessous.

Afin d'intervertir les opérateurs de moyenne spatiale et de dérivée partielle temporelle, on utilise le théorème de Reynolds, qui s'écrit pour un système triphasique :

$$\left\langle \frac{\partial \psi_\beta}{\partial t} \right\rangle = \frac{\partial \langle \psi_\beta \rangle}{\partial t} - \frac{1}{V} \int_{A_{\beta\gamma}} \psi_\beta \mathbf{n}_{\beta\gamma} \cdot \mathbf{w}_{\beta\gamma} dA - \frac{1}{V} \int_{A_{\beta\vartheta}} \psi_\beta \mathbf{n}_{\beta\vartheta} \cdot \mathbf{w}_{\beta\vartheta} dA \quad (\text{I.11})$$

$A_{\beta\gamma}$  et  $A_{\beta\vartheta}$  représentent les aires interfaciales respectives entre les phases  $\beta$  et  $\gamma$  et entre les phases  $\beta$  et  $\vartheta$  contenues au sein du VER ;  $\mathbf{n}_{\beta\gamma}$  et  $\mathbf{n}_{\beta\vartheta}$  sont les vecteurs unitaires respectivement normaux aux interfaces  $\beta$ - $\gamma$  et  $\beta$ - $\vartheta$ , et dirigés vers l'extérieur de la phase  $\beta$  ;  $\mathbf{w}_{\beta\gamma}$  et  $\mathbf{w}_{\beta\vartheta}$  sont les vitesses des interfaces.

Afin d'intervertir les opérateurs de moyenne spatiale et de dérivées partielles spatiales, on utilise le « théorème de la moyenne spatiale », qui a été démontré de différentes façons par plusieurs auteurs (par exemple [45], [51], [52]) :

$$\langle \nabla \psi_\beta \rangle = \nabla \langle \psi_\beta \rangle + \frac{1}{V} \int_{A_{\beta\gamma}} \mathbf{n}_{\beta\gamma} \psi_\beta dA + \frac{1}{V} \int_{A_{\beta\vartheta}} \mathbf{n}_{\beta\vartheta} \psi_\beta dA \quad (\text{I.12})$$

Ce théorème s'écrit de manière analogue pour un vecteur  $\boldsymbol{\psi}_\beta$  ou un tenseur d'ordre deux :

$$\langle \nabla \cdot \boldsymbol{\psi}_\beta \rangle = \nabla \cdot \langle \boldsymbol{\psi}_\beta \rangle + \frac{1}{V} \int_{A_{\beta\gamma}} \mathbf{n}_{\beta\gamma} \cdot \boldsymbol{\psi}_\beta dA + \frac{1}{V} \int_{A_{\beta\vartheta}} \mathbf{n}_{\beta\vartheta} \cdot \boldsymbol{\psi}_\beta dA \quad (\text{I.13})$$

Enfin, la décomposition spatiale ou décomposition de Gray [53] consiste à exprimer une variable locale  $\psi_\beta$  en tant que somme de sa moyenne intrinsèque et d'une fluctuation :

$$\psi_\beta = \langle \psi_\beta \rangle^\beta + \widetilde{\psi}_\beta \quad (\text{I.14})$$

Cette opération conduit implicitement à une décomposition des échelles de longueur : en effet, les variations de la moyenne intrinsèque  $\langle \psi_\beta \rangle^\beta$  ne sont significatives qu'à l'échelle macroscopique  $L$ , tandis que la perturbation  $\widetilde{\psi}_\beta$  varie sur une échelle caractéristique locale  $l$ . On qualifie pour cela  $\widetilde{\psi}_\beta$  de « déviation spatiale ».

### I.3. Transferts dans un lit de débris : description des modèles utilisés à l'IRSN

Dans ces modèles, les propriétés physiques des phases sont supposées constantes à l'intérieur du VER. Ainsi, les variations de la densité et de la viscosité des phases fluides en fonction de la température sont négligées à l'échelle du VER. De plus, les interfaces liquide-vapeur sont considérées être à l'équilibre thermodynamique local : elles sont donc à la température de saturation (supposée constante dans le VER) et la tension superficielle est homogène sur les interfaces. Sous ces hypothèses, les équations régissant l'hydrodynamique à l'intérieur des phases fluides ne dépendent pas de la température. En outre, une hypothèse relativement forte est adoptée : il s'agit de l'hypothèse quasi-statique, qui consiste à négliger les effets des mouvements rapides des interfaces dans la démarche de changement d'échelle ; une telle hypothèse permet par exemple d'introduire une pression capillaire macroscopique, et les équations de quantité de mouvement ne dépendent alors plus du mouvement des interfaces. Sous l'ensemble des hypothèses précédentes, les problèmes hydrodynamique et thermique apparaissent découplés. Nous traitons dans cette partie uniquement des transferts de masse et de chaleur, qui sont obtenus par des prises de moyenne volumique. Les équations de conservation de la quantité de mouvement sont d'une autre nature et seront présentées dans la partie I.4.

L'hypothèse de quasi-staticité, fréquemment envisagée dans les techniques de changement d'échelle pour décrire les écoulements diphasiques en milieu poreux, apparaît particulièrement forte dans le cas d'écoulements sièges d'ébullition intense. Elle peut être justifiée par une hypothèse d'ergodicité : statistiquement, la moyenne spatiale sur un VER contenant un grand nombre d'interfaces se rapproche d'une moyenne temporelle sur un grand nombre de mesures locales où les interfaces sont statiques. Par ailleurs, on peut observer que la loi de Darcy généralisée (voir partie I.4.2.2) fournit de bons résultats sur une large gamme d'écoulements diphasiques où les interfaces sont animées de mouvements rapides. Or, cette loi est construite à partir de perméabilités relatives et d'une relation de pression capillaire estimées sur la base d'expériences ou de descriptions locales où les interfaces évoluent de façon quasi-statique. Ce constat, bien que n'apportant aucune explication théorique, va dans le sens d'une possible application de la théorie quasi-statique dans les écoulements en ébullition convective.

Le lit de débris est représenté par un milieu poreux homogène dans lequel un VER est défini ; par la suite, toute prise de moyenne volumique d'une équation locale sera effectuée sur ce VER. La matrice solide est considérée consolidée, indéformable, et imperméable : les particules solides sont supposées fixes, de forme géométrique figée, et n'étant siège d'aucun phénomène d'adsorption. Le modèle présenté ne permet pas de rendre compte d'une éventuelle fluidisation du lit de débris.

### I.3.1. Transferts de masse

À l'échelle locale, les transferts de masse sont décrits par les équations classiques de conservation de la masse :

$$\frac{\partial \rho_l}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_l \mathbf{v}_l) = 0 \quad \text{dans la phase liquide} \quad (\text{I.15})$$

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_g \mathbf{v}_g) = 0 \quad \text{dans la phase gazeuse} \quad (\text{I.16})$$

La matrice solide étant supposée consolidée et indéformable, sa vitesse est identiquement nulle. Les conditions aux limites s'écrivent sous l'hypothèse supplémentaire d'imperméabilité du solide, entraînant la condition de non-glissement aux interfaces fluide-solide :

$$\mathbf{v}_l = 0 \quad \text{sur } A_{ls} \quad (\text{I.17})$$

$$\mathbf{v}_g = 0 \quad \text{sur } A_{gs} \quad (\text{I.18})$$

$$\mathbf{n}_{lg} \cdot \rho_g (\mathbf{v}_g - \mathbf{w}) = \mathbf{n}_{lg} \cdot \rho_l (\mathbf{v}_l - \mathbf{w}) \quad \text{sur } A_{lg} \quad (\text{I.19})$$

Les interfaces avec la phase solide étant immobiles, nous simplifions par  $\mathbf{w}$  l'écriture de la vitesse de l'interface liquide-gaz. L'application de la méthode de prise de moyenne volumique

conduisant à une démarche similaire pour le traitement des équations relatives aux deux phases fluides, nous ne présentons par la suite que le raisonnement suivi pour développer les équations de la phase liquide. La prise de moyenne de l'équation (I.15) donne :

$$\left\langle \frac{\partial \rho_l}{\partial t} \right\rangle + \langle \nabla \cdot (\rho_l \mathbf{v}_l) \rangle = 0 \quad (\text{I.20})$$

Le théorème de transport de Reynolds (I.11) appliqué au premier terme donne :

$$\left\langle \frac{\partial \rho_l}{\partial t} \right\rangle = \frac{\partial}{\partial t} (\varepsilon_l \langle \rho_l \rangle^l) - \frac{1}{V} \int_{A_{lg}} \mathbf{n}_{lg} \cdot \rho_l \mathbf{w} dA \quad (\text{I.21})$$

Le second terme est développé en appliquant le théorème de la moyenne spatiale (I.12) :

$$\langle \nabla \cdot (\rho_l \mathbf{v}_l) \rangle = \nabla \cdot \langle \rho_l \mathbf{v}_l \rangle + \frac{1}{V} \int_{A_{lg}} \mathbf{n}_{lg} \cdot \rho_l \mathbf{v}_l dA + \frac{1}{V} \int_{A_{ls}} \mathbf{n}_{ls} \cdot \rho_l \mathbf{v}_l dA \quad (\text{I.22})$$

Dans cette équation (I.22), le dernier terme est nul d'après la condition de non-glissement à l'interface liquide-solide (I.17).

On exprime ensuite la masse volumique et la vitesse selon la décomposition de Gray (on parle aussi de décomposition spatiale) (I.14) :

$$\rho_l = \langle \rho_l \rangle^l + \tilde{\rho}_l \quad (\text{I.23})$$

$$\mathbf{v}_l = \langle \mathbf{v}_l \rangle^l + \tilde{\mathbf{v}}_l \quad (\text{I.24})$$

Pour développer dans (I.22) le terme  $\langle \rho_l \mathbf{v}_l \rangle$  on fait appel à un résultat de Carbonell et Whitaker [54], qui montrent qu'une grandeur  $\langle \psi_\beta \mathbf{v}_\beta \rangle$  peut s'exprimer ainsi :

$$\langle \psi_\beta \mathbf{v}_\beta \rangle = \varepsilon_\beta \langle \psi_\beta \rangle^\beta \langle \mathbf{v}_\beta \rangle^\beta + \langle \tilde{\psi}_\beta \tilde{\mathbf{v}}_\beta \rangle \quad (\text{I.25})$$

Par ailleurs, Duval [55] démontre que les masses volumiques des phases liquide et vapeur ne varient pas significativement au sein d'un VER. En introduisant une compressibilité des gaz estimée selon [56], il montre que les fluctuations de densité locale sont négligeables pour la vapeur ; par extension, cette hypothèse de densité constante au sein du VER s'avère d'autant plus justifiée pour la phase liquide. On a donc de façon générale  $\langle \rho_\beta \rangle^\beta = \rho_\beta$  et  $\tilde{\rho}_\beta \approx 0$  (cela ne signifie pas pour autant que les masses volumiques sont constantes à l'échelle du milieu poreux).

Le développement de l'équation (I.20) à partir des théorèmes et expressions fournis par l'ensemble des équations (I.21) à (I.25) donne :

$$\frac{\partial \varepsilon_l \rho_l}{\partial t} + \nabla \cdot (\varepsilon_l \rho_l \langle \mathbf{v}_l \rangle^l) = -\frac{1}{V} \int_{A_{lg}} \mathbf{n}_{lg} \cdot \rho_l (\mathbf{v}_l - \mathbf{w}) dA \quad (\text{I.26})$$

Le membre de droite s'identifie à l'opposé d'un taux massique d'évaporation. En utilisant (I.19), ce taux d'évaporation  $\dot{m}_{lv}$  peut s'exprimer sous les formes :

$$\dot{m}_{lv} = \frac{1}{V} \int_{A_{lg}} \mathbf{n}_{lg} \cdot \rho_l (\mathbf{v}_l - \mathbf{w}) dA = -\frac{1}{V} \int_{A_{gl}} \mathbf{n}_{gl} \cdot \rho_g (\mathbf{v}_g - \mathbf{w}) dA \quad (\text{I.27})$$

Finalement, l'équation macroscopique de conservation de la masse pour la phase liquide s'écrit :

$$\frac{\partial \varepsilon_l \rho_l}{\partial t} + \nabla \cdot (\varepsilon_l \rho_l \langle \mathbf{v}_l \rangle^l) = -\dot{m}_{lv} \quad (\text{I.28})$$

Un développement similaire conduit à l'équation macroscopique suivante pour la phase vapeur :

$$\frac{\partial \varepsilon_g \rho_g}{\partial t} + \nabla \cdot (\varepsilon_g \rho_g \langle \mathbf{v}_g \rangle^g) = \dot{m}_{lv} \quad (\text{I.29})$$

### I.3.2. Transferts de chaleur : le modèle à non équilibre thermique local

Pour ce qui est des transferts de chaleur, un modèle macroscopique à non-équilibre thermique local a été établi au moyen d'une méthode de prise de moyenne volumique des équations locales. Petit [57] en a présenté un premier développement, complété par Duval [58] en y incluant les changements de phase ; Bachrata [59] a affiné l'estimation des coefficients d'échanges thermiques. Dans ce modèle, les températures intrinsèques de chaque phase, gaz, liquide et solide, sont différentes : ainsi, trois températures macroscopiques sont associées à un même point du milieu fictif continu équivalent au milieu poreux réel. Cela rend compte des déséquilibres thermiques locaux, qui sont particulièrement forts dans le cas du renoyage d'un lit de débris initialement sec et surchauffé. C'est l'avancée majeure de ce modèle dit « à trois températures » comparé à des modèles « à une température » préexistants qui se basent sur une hypothèse d'équilibre thermique local. Cette hypothèse, qui suppose que les températures intrinsèques de chaque phase sont suffisamment proches pour être décrites par une unique température superficielle [60], apparaît inadéquate pour une description correcte du renoyage. Il est à noter que des modèles à non-équilibre thermique local avaient déjà été développés avec une méthode de prise de moyenne volumique, mais dans des systèmes constitués de deux phases [54], [61], [62].

Dans cette partie I.3.2, nous décrivons succinctement les étapes principales qui mènent à l'établissement du modèle des transferts de chaleur sous l'hypothèse du non-équilibre thermique local. Le lecteur pourra se référer à [55] pour une démonstration détaillée du problème.

### I.3.2.1. Démarche générale

Dans le traitement des transferts de masse, la prise de moyenne volumique des équations locales conduit assez directement à des formulations ne mettant en jeu que des grandeurs macroscopiques. Dans le cas des transferts de chaleur, on obtient des équations macroscopiques où interviennent des fluctuations locales. Ces déviations doivent être exprimées en fonction de grandeurs macroscopiques, ce qui complexifie considérablement la démarche. Les étapes principales suivies pour établir le modèle macroscopique sont les suivantes :

- A. Écriture des équations différentielles régissant le problème à l'échelle locale.
- B. Prise de moyenne volumique des équations sur un VER. On fait apparaître dans ces équations les moyennes intrinsèques à chaque phase en décomposant les variables en la somme d'une moyenne intrinsèque et d'une fluctuation (décomposition spatiale). On obtient des équations macroscopiques non fermées mettant en jeu les perturbations, données microscopiques, qui nécessitent d'être exprimées en fonction de grandeurs moyennées.
- C. On construit alors des équations qui régissent les perturbations de la manière suivante : on introduit la décomposition spatiale dans les équations locales de l'étape (A), et on soustrait au résultat les équations obtenues à l'étape (B). À ce stade, on a d'une part des équations macroscopiques (B) qui font intervenir des grandeurs microscopiques, d'autre part des équations sur les fluctuations (C) où sont présents des termes sources de nature macroscopique.
- D. On construit alors une approximation du problème local qui régit les fluctuations, en les exprimant par des représentations qui sont fonctions des grandeurs macroscopiques et de variables dites de fermeture.
- E. Ces représentations, que l'on qualifie aussi de relations de fermeture, sont injectées dans les équations (C) qui gouvernent les perturbations. On obtient alors des problèmes de fermeture qui permettent de déterminer les variables de fermeture.
- F. En injectant les relations de fermeture dans les équations macroscopiques non fermées (B), on obtient finalement des équations macroscopiques fermées. Celles-ci sont réarrangées en introduisant des paramètres effectifs qui sont fonctions des variables de fermeture. On estime alors ces paramètres effectifs en résolvant les problèmes de fermeture (E) sur une région représentative du milieu poreux. Les paramètres effectifs sont ainsi des grandeurs macroscopiques qui contiennent de façon implicite les effets microscopiques à l'échelle locale.

### I.3.2.2. Hypothèses

Outre l'hypothèse quasi-statique, les hypothèses suivantes complètent le cadre d'étude dans lequel on se place :

- La matrice solide est supposée consolidée, indéformable et imperméable.
- Les propriétés physiques des différentes phases (masses volumiques, conductivités thermiques, chaleurs massiques, température de saturation, ...) ne varient pas significativement à l'intérieur du VER, où elles sont considérées constantes.
- À l'interface liquide-vapeur, la température est continue et égale à la température de saturation : il y a équilibre thermodynamique local au niveau des interfaces des fluides. Cela est différent de l'hypothèse d'équilibre thermique local effectuée dans de nombreux modèles, où les températures moyennées sur l'ensemble du VER des différentes phases sont égales : dans le modèle que nous présentons, à non équilibre thermique local, les trois températures  $\langle T_s \rangle^s$ ,  $\langle T_l \rangle^l$  et  $\langle T_g \rangle^g$  sont différentes.
- La phase gazeuse est constituée de vapeur pure (les éventuels gaz incondensables, tels que l'air ou bien le dihydrogène produit par oxydation lors du renoyage d'un lit de débris réel, ne sont pas considérés).
- Les transferts radiatifs ne sont pas pris en compte, bien qu'*a priori* non négligeables : ce sujet fait l'objet d'études spécifiques [43].

### I.3.2.3. Équations locales

À l'échelle du pore, la densité locale de flux de conduction thermique est régie par la loi de Fourier :

$$\mathbf{q}_\beta = -\lambda_\beta \nabla T_\beta \quad (\text{I.30})$$

Avec le choix de ne pas prendre en compte les transferts radiatifs, les équations de transport de l'énergie dans les phases liquide, gazeuse et solide, se résument respectivement à :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_l h_l) + \nabla \cdot (\rho_l h_l \mathbf{v}_l) = -\nabla \cdot \mathbf{q}_l \quad (\text{I.31})$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_g h_g) + \nabla \cdot (\rho_g h_g \mathbf{v}_g) = -\nabla \cdot \mathbf{q}_g \quad (\text{I.32})$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_s h_s) = -\nabla \cdot \mathbf{q}_s + \varpi_s \quad (\text{I.33})$$

Dans les équations (I.31) et (I.32), l'énergie cinétique, la dissipation visqueuse ainsi que le travail des forces de pression sont négligés : cette approximation est très raisonnable dans le cas de fluides newtoniens tels que l'eau (par exemple, « touiller » une citronnade, quand bien même on

s'y acharnerait pendant une heure, ne conduit pas à une élévation significative de sa température). Dans l'équation (I.33),  $\varpi_s$  est le terme source qui est dû à la puissance résiduelle des particules radioactives du lit de débris.

Au niveau des interfaces, les conditions limites expriment la continuité des températures et des flux :

$$T_g = T_s \text{ sur } A_{gs} \quad (\text{I.34})$$

$$T_l = T_s \text{ sur } A_{ls} \quad (\text{I.35})$$

$$T_g = T_l = T^{sat} \text{ sur } A_{lg} \quad (\text{I.36})$$

$$\mathbf{n}_{gs} \cdot \mathbf{q}_g = \mathbf{n}_{gs} \cdot \mathbf{q}_s \text{ sur } A_{gs} \quad (\text{I.37})$$

$$\mathbf{n}_{ls} \cdot \mathbf{q}_l = \mathbf{n}_{ls} \cdot \mathbf{q}_s \text{ sur } A_{ls} \quad (\text{I.38})$$

$$\mathbf{n}_{lg} \cdot (\mathbf{q}_g + \rho_g h_g (\mathbf{v}_g - \mathbf{w})) = \mathbf{n}_{lg} \cdot (\mathbf{q}_l + \rho_l h_l (\mathbf{v}_l - \mathbf{w})) \text{ sur } A_{lg} \quad (\text{I.39})$$

#### I.3.2.4. Formes macroscopiques des équations

Par la suite nous résumons les grandes lignes du raisonnement suivi pour développer le problème en l'illustrant par les équations liées à la phase liquide : la démarche est similaire pour les phases gazeuse et solide. Les formes macroscopiques des équations de transferts de chaleur sont obtenues en effectuant tout d'abord une prise de moyenne volumique des équations locales. En exprimant le flux transmis par conduction thermique au moyen de la loi de Fourier, cela donne pour l'équation relative à la phase liquide :

$$\left\langle \frac{\partial}{\partial t} (\rho_l h_l) \right\rangle + \langle \nabla \cdot (\rho_l h_l \mathbf{v}_l) \rangle = \langle \nabla \cdot \lambda_\beta \nabla T_\beta \rangle \quad (\text{I.40})$$

Les termes moyennés spatialement dans l'équation (I.40) sont développés au moyen des théorèmes (I.11) et (I.12), du résultat (I.25), ainsi que de l'expression du taux massique d'évaporation (I.27). La décomposition de Gray (I.10) est appliquée aux enthalpies, aux vitesses et aux températures :

$$h_l = \langle h_l \rangle^l + \tilde{h}_l \quad (\text{I.41})$$

$$\mathbf{v}_l = \langle \mathbf{v}_l \rangle^l + \tilde{\mathbf{v}}_l \quad (\text{I.42})$$

$$T_l = \langle T_l \rangle^l + \tilde{T}_l \quad (\text{I.43})$$

Afin d'obtenir des équations en température, les enthalpies sont exprimées sous la forme suivante :



$$h_l = h_l^{sat} + C_{p,l}(T_l - T^{sat}) \quad (\text{I.44})$$

$$h_g = h_g^{sat} + C_{p,g}(T_g - T^{sat}) \quad (\text{I.45})$$

$$h_s = h_s^0 + C_{p,s}(T_s - T_s^0) \quad (\text{I.46})$$

$T_s^0$  est une température de référence pour la phase solide,  $h_s^0$  est l'enthalpie du solide à la température  $T_s^0$ . Une moyenne volumique de ces trois dernières équations est effectuée, en supposant les chaleurs massiques et la température de saturation constantes à l'intérieur du VER. Pour la phase liquide, on obtient :

$$\langle h_l \rangle^l = h_l^{sat} + C_{p,l}(\langle T_l \rangle^l - T^{sat}) \quad (\text{I.47})$$

On peut alors exprimer ainsi les déviations spatiales des enthalpies :

$$\tilde{h}_l = h_l - \langle h_l \rangle^l = C_{p,l}(T_l - \langle T_l \rangle^l) = C_{p,l}\tilde{T}_l \quad (\text{I.48})$$

Enfin, les températures intrinsèques sont sorties des intégrales de surface en supposant que leurs variations sont négligeables à l'intérieur du VER [54], [63].

Avec tous ces ingrédients, Duval [55] montre que le développement de l'équation moyennée (I.40) conduit à cette forme d'équation de transport macroscopique pour la phase liquide :

$$\begin{aligned} & \varepsilon_l \rho_l C_{p,l} \left( \frac{\partial \langle T_l \rangle^l}{\partial t} + \langle \mathbf{v}_l \rangle^l \cdot \nabla \langle T_l \rangle^l \right) + \dot{m}_{lg} C_{p,l} (T^{sat} - \langle T_l \rangle^l) \\ & + \nabla \cdot (\rho_l C_{p,l} \langle \tilde{T}_l \tilde{\mathbf{v}}_l \rangle) = \nabla \cdot \left[ \varepsilon_l \lambda_l \nabla \langle T_l \rangle^l + \frac{\lambda_l}{V} \int_{A_{lg}} \mathbf{n}_{lg} \tilde{T}_l dA + \frac{\lambda_l}{V} \int_{A_{ls}} \mathbf{n}_{ls} \tilde{T}_l dA \right] \\ & - \nabla \varepsilon_l \cdot \lambda_l \nabla \langle T_l \rangle^l + \frac{\lambda_l}{V} \int_{A_{lg}} \mathbf{n}_{lg} \cdot \nabla \tilde{T}_l dA + \frac{\lambda_l}{V} \int_{A_{ls}} \mathbf{n}_{ls} \cdot \nabla \tilde{T}_l dA \end{aligned} \quad (\text{I.49})$$

L'équation relative à la phase gazeuse est exactement la même, en remplaçant les indices  $l$  par  $g$  et en soustrayant le terme faisant apparaître le taux de vaporisation au lieu de l'ajouter. Pour l'équation relative à la phase solide, des simplifications peuvent être faites et le terme source de chaleur apparaît :

$$\begin{aligned}
 \varepsilon_s \rho_s C_{p,s} \frac{\partial \langle T_s \rangle^s}{\partial t} &= \nabla \cdot \left[ \varepsilon_s \lambda_s \nabla \langle T_s \rangle^s + \frac{\lambda_s}{V} \int_{A_{sg}} \mathbf{n}_{sg} \widetilde{T}_s dA + \frac{\lambda_s}{V} \int_{A_{sl}} \mathbf{n}_{sl} \widetilde{T}_s dA \right] \\
 -\nabla \varepsilon_s \cdot \lambda_s \nabla \langle T_s \rangle^s + \frac{\lambda_s}{V} \int_{A_{sg}} \mathbf{n}_{sg} \cdot \nabla \widetilde{T}_s dA + \frac{\lambda_s}{V} \int_{A_{sl}} \mathbf{n}_{sl} \cdot \nabla \widetilde{T}_s dA + \varepsilon_s \langle \varpi_s \rangle^s & \quad (I.50)
 \end{aligned}$$

Ces équations de transport « macroscopiques » ne sont pas complètement abouties dans le sens où, bien qu'elles gouvernent les températures moyennes  $\langle T_\beta \rangle^\beta$ , elles mettent aussi en jeu leurs fluctuations microscopiques  $\widetilde{T}_\beta$ . Il s'agit donc d'un problème mixte, qui doit être résolu pour fermer les équations macroscopiques.

### I.3.2.5. Relations de fermeture

L'objectif étant de parvenir à exprimer les déviations  $\widetilde{T}_\beta$  en fonction de grandeurs macroscopiques, la première étape est d'obtenir les équations locales pour ces fluctuations. La démarche à suivre est illustrée par les équations relatives à la phase liquide. Tout d'abord, on introduit la décomposition spatiale (I.14) dans l'équation locale (I.31). En soustrayant à l'équation obtenue la forme macroscopique (I.49) divisée par  $\varepsilon_l$ , on obtient la formulation suivante :

$$\begin{aligned}
 \rho_l C_{p,l} \left( \frac{\partial \widetilde{T}_l}{\partial t} + \mathbf{v}_l \cdot \nabla \widetilde{T}_l + \widetilde{\mathbf{v}}_l \cdot \nabla \langle T_l \rangle^l \right) + \frac{1}{\varepsilon_l} \dot{m}_{lg} C_{p,l} (T^{sat} - \langle T_l \rangle^l) \\
 = \nabla \cdot (\lambda_l \nabla \widetilde{T}_l) - \frac{1}{\varepsilon_l} \nabla \cdot \left( \frac{\lambda_l}{V} \int_{A_{lg}} \mathbf{n}_{lg} \widetilde{T}_l dA + \frac{\lambda_l}{V} \int_{A_{ls}} \mathbf{n}_{ls} \widetilde{T}_l dA \right) \\
 + \frac{1}{\varepsilon_l} \nabla \cdot (\rho_l C_{p,l} \langle \widetilde{T}_l \widetilde{\mathbf{v}}_l \rangle) - \frac{\lambda_l}{\varepsilon_l V} \left( \int_{A_{lg}} \mathbf{n}_{lg} \cdot \nabla \widetilde{T}_l dA + \int_{A_{ls}} \mathbf{n}_{ls} \cdot \nabla \widetilde{T}_l dA \right) \quad (I.51)
 \end{aligned}$$

Dans le cadre d'une hypothèse de quasi-staticité, on peut supposer que l'effet du taux d'évaporation sur les déviations est négligeable : le terme en  $\dot{m}_{lg}$  est ainsi éliminé de l'équation (I.51), selon une démarche analogue à Bousquet-Melou *et al.* [64]. L'impact de cette simplification sur les déviations reste toutefois à éclaircir.

En menant une analyse dimensionnelle similaire à celle détaillée dans [48], [54], Duval [55] évalue les ordres de grandeur des différents termes de l'équation (I.51). Il montre que certains sont négligeables, et que l'équation se simplifie ainsi :

$$\begin{aligned}
 & \rho_l C_{p,l} \left( \frac{\partial \tilde{T}_l}{\partial t} + \mathbf{v}_l \cdot \nabla \tilde{T}_l + \tilde{\mathbf{v}}_l \cdot \nabla \langle T_l \rangle^l \right) \\
 &= \nabla \cdot (\lambda_l \nabla \tilde{T}_l) - \frac{\lambda_l}{\varepsilon_l V} \left( \int_{A_{lg}} \mathbf{n}_{lg} \cdot \nabla \tilde{T}_l dA + \int_{A_{ls}} \mathbf{n}_{ls} \cdot \nabla \tilde{T}_l dA \right)
 \end{aligned} \tag{I.52}$$

Des équations similaires sont obtenues pour les déviations en température des phases gazeuse et solide. Les conditions aux limites pour les déviations sont obtenues directement en introduisant la décomposition de Gray dans les équations (I.34) à (I.38).

Ces relations locales pour les déviations constituent à nouveau un problème mixte, qu'il est extrêmement complexe de résoudre de façon couplée avec les relations macroscopiques de type (I.49). On construit alors une approximation de ce problème mixte, en exprimant les déviations par des représentations mettant en jeu des grandeurs macroscopiques. L'approximation la plus discutable consiste à traiter de façon quasi-stationnaire le problème des déviations. Les dérivées temporelles des déviations sont alors éliminées, et la solution pour les déviations est recherchée sous la forme d'une combinaison linéaire des termes macroscopiques. Dans le cadre de cette hypothèse quasi-stationnaire, les représentations des déviations prennent la forme suivante :

$$\begin{aligned}
 \tilde{T}_l &= -s_{li}^l (\langle T_l \rangle^l - T^{sat}) - s_{gi}^l (\langle T_g \rangle^g - T^{sat}) - s_{si}^l (\langle T_s \rangle^s - T^{sat}) \\
 &+ \mathbf{b}_{lg} \cdot \nabla \langle T_g \rangle^g + \mathbf{b}_{ll} \cdot \nabla \langle T_l \rangle^l + \mathbf{b}_{ls} \cdot \nabla \langle T_s \rangle^s
 \end{aligned} \tag{I.53}$$

Les relations sont similaires pour les expressions des déviations de température des phases gazeuse et solide. Les scalaires  $s_{\beta i}^l$  et les vecteurs  $\mathbf{b}_{l\beta}$  sont les variables de fermeture. Dans la notation  $s_{\beta i}^l$  des scalaires, l'exposant désigne la phase dans laquelle la variable est définie ; l'indice  $\beta$  est relatif au déséquilibre thermique macroscopique  $(\langle T_\beta \rangle^\beta - T^{sat})$  de la phase  $\beta$  ; l'indice  $i$  désigne l'interface. Pour les vecteurs  $\mathbf{b}_{l\beta}$ , le premier indice désigne la phase dans laquelle la variable est définie tandis que l'indice  $\beta$  est relatif au gradient de température macroscopique  $\nabla \langle T_\beta \rangle^\beta$ .

Ces représentations proposées sous l'hypothèse de quasi-stationnarité conduiront à des coefficients de transport effectifs indépendants du temps dans le modèle macroscopique final. Ainsi, l'approximation du problème mixte gomme les éventuels effets d'histoire. En n'ayant pas recours à l'approximation quasi-stationnaire il est possible d'écrire des représentations pour les déviations où interviennent des produits de convolution en temps ; cependant cette démarche aboutit à des modèles extrêmement complexes qu'il est difficile d'utiliser en pratique.

L'introduction des représentations des déviations dans les équations locales telles que (I.52) permet d'écrire les problèmes de fermeture qui régissent les variables de fermeture. Ces problèmes sont explicités dans [58].

Enfin, en injectant les représentations des déviations dans les équations macroscopiques non fermées (I.49)-(I.50), on obtient des équations macroscopiques fermées. Celles-ci sont réarrangées en introduisant des paramètres effectifs qui sont fonctions des variables de fermeture. Ces paramètres effectifs sont estimés en résolvant les problèmes de fermeture sur une région représentative du milieu poreux que l'on qualifie de cellule unitaire. Duval résout ces problèmes sur deux types de cellules unitaires, correspondant respectivement à des écoulements stratifiés et à des écoulements dans des faisceaux de tubes (pour ces dernières, initialement présentées par Chang [65], on parle de « cellules de Chang »). Ces cellules sont représentées en Figure I.3 et Figure I.4.

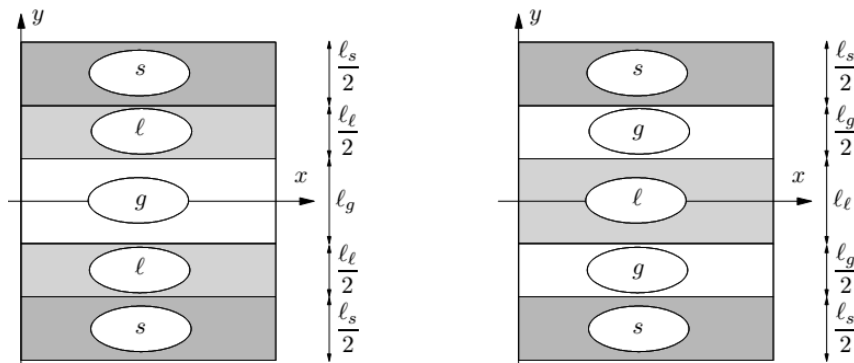


Figure I.3. Cellules unitaires stratifiées. À gauche : configuration SLG ; à droite : configuration SGL.

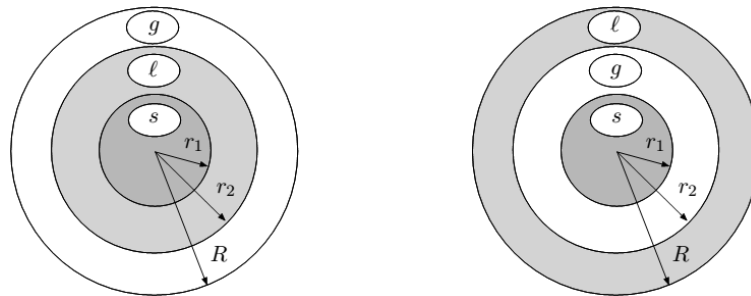


Figure I.4. Cellules unitaires de Chang. À gauche : configuration SLG ; à droite : configuration SGL.

Pour chaque type de cellule, on observe deux configurations : dans l'une, dite configuration SLG (Solide-Liquide-Gaz), le liquide est la phase mouillante ; dans l'autre, dite configuration SGL (Solide-Gaz-Liquide), la vapeur est la phase en contact avec le solide. La résolution des problèmes de fermeture sur ces cellules permet d'estimer les paramètres effectifs du modèle macroscopique ainsi que d'y apporter quelques simplifications par la mise en évidence de la faiblesse du poids de

certaines termes. Le modèle macroscopique à non équilibre thermique local finalement obtenu est présenté dans la partie suivante. Le lecteur intéressé par la démonstration détaillée de toutes les étapes pour y parvenir, notamment celles concernant l'établissement et la résolution des problèmes de fermeture, pourra se référer à la thèse de Duval [55].

### I.3.3. Forme finale des équations de transferts thermiques

Les équations de conservation de l'énergie ont la forme suivante, adaptée des équations obtenues par Duval de sorte à pouvoir être implémentées dans le module du code ICARE/CATHARE qui simule le renoyage [8] :

$$\frac{\partial(\alpha\varepsilon\langle\rho_g\rangle^g\langle h_g\rangle^g)}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha\varepsilon\langle\rho_g\rangle^g\langle\mathbf{v}_g\rangle^g\langle h_g\rangle^g) = \nabla \cdot (\mathbf{K}_g^* \cdot \nabla\langle T_g\rangle^g) + \dot{m}_{lg}h_g^{sat} + Q_{sg} - Q_{gi} \quad (\text{I.54})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial((1-\alpha)\varepsilon\langle\rho_l\rangle^l\langle h_l\rangle^l)}{\partial t} + \nabla \cdot ((1-\alpha)\varepsilon\langle\rho_l\rangle^l\langle\mathbf{v}_l\rangle^l\langle h_l\rangle^l) \\ = \nabla \cdot (\mathbf{K}_l^* \cdot \nabla\langle T_l\rangle^l) - \dot{m}_{lg}h_l^{sat} + Q_{sl} - Q_{li} \end{aligned} \quad (\text{I.55})$$

$$\frac{\partial((1-\varepsilon)\langle\rho_s\rangle^s\langle h_s\rangle^s)}{\partial t} = \nabla \cdot (\mathbf{K}_s^* \cdot \nabla\langle T_s\rangle^s) - Q_{sl} - Q_{sg} - Q_{si} + \varpi_s \quad (\text{I.56})$$

Les échanges de chaleur aux interfaces et entre les différentes phases sont donnés respectivement par les relations :

$$Q_{\beta i} = h_{\beta i}(\langle T_\beta \rangle^\beta - T_{sat}) \quad (\text{I.57})$$

$$Q_{s\beta} = h_{s\beta}(\langle T_s \rangle^s - \langle T_\beta \rangle^\beta) \quad (\text{I.58})$$

Les paramètres  $\mathbf{K}_\beta^*$  sont les tenseurs de conductivité thermique effective de la phase  $\beta$ , calculés par la résolution des problèmes de fermeture. Les coefficients macroscopiques d'échanges thermiques  $h_{\beta i}$  et  $h_{s\beta}$  ont été déterminés analytiquement pour des écoulements stratifiés [58] dans les configurations SLG et SGL. Dans des régimes d'ébullition convective en milieu poreux où le liquide et le gaz peuvent chacun être des phases mouillantes, les échanges thermiques dépendent des surfaces de contact entre les différentes phases ; ces surfaces sont évaluées à partir des fractions volumiques des phases fluides. Les coefficients d'échanges thermiques sont alors approximés par une superposition des deux configurations SLG et SGL pondérées linéairement par le taux de vide. Cependant aucune des configurations SLG ou SGL ne tient compte des phénomènes de nucléation. Bachrata [66] a proposé une amélioration de la formulation en ajoutant un terme d'ébullition nucléée dans l'expression des coefficients d'échanges, qui prend la forme :

$$h = (1-\alpha)h_{nb} + [(1-\alpha)h_{SLG} + \alpha h_{SGL}] \quad (\text{I.59})$$

où  $\alpha$  est le taux de vide,  $h_{nb}$  est un coefficient d'échange thermique calculé dans un régime d'ébullition nucléée,  $h_{SLG}$  et  $h_{SGL}$  sont les coefficients d'échange thermique calculés respectivement dans les configurations SLG et SGL.

Notons que les coefficients d'échange thermique sont déterminés à partir de résultats analytiques obtenus dans des configurations simples (SLG et SGL), combinés entre eux de façon heuristique avec des pondérations par le taux de vide et l'introduction d'un terme d'ébullition nucléée. Le risque de cette approche semi-heuristique est de manipuler au final des coefficients macroscopiques qui ont un rapport incertain avec la physique des phénomènes ayant lieu à l'échelle du pore. La nécessité de valider expérimentalement le modèle s'avère impérative ; plus particulièrement, on comprend l'intérêt de chercher à caractériser expérimentalement l'ébullition à l'échelle du pore.

Le taux d'évaporation est évalué de la façon suivante :

$$\dot{m}_{lg} = \frac{Q_{si} + Q_{gi} + Q_{li}}{h_{lg}} \quad (\text{I.60})$$

Nous présentons maintenant le modèle qui gouverne l'hydrodynamique du renoyage.

## I.4. Écoulements en milieux poreux

Le modèle hydrodynamique implémenté dans les codes de simulation du renoyage à l'IRSN est construit sur une extension de la loi de Darcy généralisée. Il s'agit d'un modèle semi-heuristique, certains aspects ayant été démontrés formellement alors que d'autres ont été postulés. Notons que des recherches sont en cours pour obtenir des équations de quantité de mouvement obtenues de façon déterministe à partir de la méthode de prise de moyenne volumique [33], mais la détermination des propriétés effectives qui sont mises en jeu est particulièrement ardue et n'a pas complètement abouti à ce jour. Nous ne parlerons dans cette section que des modèles basés sur la loi de Darcy et ses extensions. Dans toute cette partie I.4, l'indice ou exposant  $\beta$  est uniquement relatif à une phase fluide, soit liquide  $l$  soit gazeuse  $g$ .

Rappelons qu'un lit de débris est un milieu poreux fortement perméable : pour cette raison les écoulements qui le parcourent sont le plus souvent dans un régime inertiel. Afin de comprendre les équations de quantité de mouvement décrivant un écoulement diphasique inertiel en milieu poreux et d'en saisir la complexité, il convient d'aborder étape par étape leur élaboration. A l'origine de ces formulations, on trouve l'équation de Darcy qui modélise les écoulements monophasiques en

milieu poreux et fait apparaître la perméabilité  $K$ , paramètre qui ne dépend que de la géométrie du milieu. Cette équation est valable pour de faibles nombres de Reynolds (inférieurs à l'unité), et elle doit être modifiée lorsque les écoulements deviennent inertiels. Généralement, cela se fait par l'ajout d'un terme dit de Forchheimer, qui introduit une nouvelle caractéristique géométrique du milieu poreux appelée la passabilité  $\eta$ . Ensuite, cette loi est étendue au cas diphasique en étant appliquée à chaque phase. La perméabilité et la passabilité du milieu sont alors modifiées pour chaque phase par des coefficients de perméabilités et passabilités relatives. En outre, la présence simultanée de deux fluides séparés par des interfaces conduit à prendre en compte une pression capillaire. Le modèle hydrodynamique actuellement utilisé à l'IRSN ne prend pas en compte de termes explicites de frottements interfaciaux entre les phases fluides.

### I.4.1. Ecoulements monophasiques en milieu poreux

#### I.4.1.1. Loi de Darcy

Le modèle de référence des écoulements monophasiques en milieu poreux a été obtenu de manière empirique par Darcy [67], [68], qui a observé expérimentalement que le débit volumique d'eau liquide passant à travers un milieu poreux constitué d'un empilement de grains de sable dans une colonne cylindrique verticale est proportionnel à la différence de charge hydraulique. La loi de Darcy, initialement établie à l'échelle globale d'un massif poreux homogène dans une géométrie monodimensionnelle, est désormais utilisée de façon locale, étendue à une géométrie 3D, sous la forme suivante :

$$\langle \mathbf{v}_\beta \rangle = -\frac{K}{\mu_\beta} (\nabla \langle p_\beta \rangle^\beta - \rho_\beta \mathbf{g}) \quad (\text{I.61})$$

La validité de l'application de la loi de Darcy à une échelle locale a été discutée par plusieurs auteurs, voir par exemple [69]. Cette loi est valable pour un écoulement monophasique de fluide incompressible dans un milieu isotrope, en régime stationnaire. À l'origine construite sur des bases empiriques et probablement par analogie avec d'autres lois connues à l'époque où un flux est proportionnel au gradient d'une grandeur physique (par exemple la loi de Fick ou la loi de Fourier), la loi de Darcy a depuis été démontrée théoriquement [70], [71].

Dans une géométrie 1D, la moyenne superficielle  $\langle \mathbf{v}_\beta \rangle$  correspond à la vitesse de filtration égale au débit volumique de liquide divisé par la section transversale du milieu ; on parle alors aussi de vitesse de Darcy, ou vitesse débitante. La pression intrinsèque  $\langle p_\beta \rangle^\beta$  est la pression dans le fluide qui peut être mesurée expérimentalement. La loi de Darcy fait apparaître un paramètre  $K$  qui est caractéristique de la géométrie du milieu poreux (porosité, dimension caractéristique des particules ou des pores, tortuosité) : il s'agit de la perméabilité, qui s'exprime en  $\text{m}^2$  dans les unités internationales. Une revue des différentes méthodes d'estimation de la perméabilité, théoriques ou

expérimentales, est donnée par Dullien [42]. Pour un empilement uniforme de particules sphériques de diamètre  $d$ , de porosité  $\varepsilon$ , la perméabilité est évaluée par la relation de Carman-Kozeny [72] :

$$K = \frac{d^2 \varepsilon^3}{c_K (1 - \varepsilon)^2} \quad (\text{I.62})$$

où  $c_K$  est une constante empirique comprise entre 150 et 181 selon les auteurs [34], [73]–[75].

Dans un milieu isotrope, si l'influence de la gravité est négligeable, le gradient de pression et la vitesse superficielle ont la même direction. Ce n'est pas le cas dans un milieu anisotrope, où ils ne sont généralement pas colinéaires. On peut cependant toujours écrire une loi de type Darcy en remplaçant la perméabilité  $K$  par un tenseur de perméabilité  $\mathbf{K}$  (tenseur du second ordre). La validité de cette démarche a été montrée par l'analyse de plusieurs résultats expérimentaux [76]. Dans le modèle hydrodynamique actuellement mis en œuvre dans les codes de calcul de l'IRSN, la perméabilité est un scalaire estimé selon (I.62). Il a été montré expérimentalement que les pertes de charge dans un lit de débris sont comparables aux pertes de charges dans un empilement uniforme de billes identiques, bien que le lit de débris soit constitué de particules de géométrie quelconque à la distribution de tailles polydispersée. Il s'agit alors de définir correctement un diamètre équivalent pour les billes ; le diamètre de Sauter apparaît comme le meilleur candidat [34].

Dans un milieu poreux, la surface des grains solides en contact avec les pores est généralement largement supérieure, de plusieurs ordres de grandeur, à celle des frontières délimitant le milieu. Les contraintes de cisaillement agissant sur le fluide en écoulement sont donc essentiellement dues aux frottements au niveau des interfaces fluide-solide à l'intérieur du milieu poreux. C'était le cas dans les expérimentations de Darcy, et sa loi est valable tant que l'on est suffisamment éloigné des frontières du milieu. Dans une couche limite proche des frontières, d'épaisseur de l'ordre de quelques diamètres de particules [43], les effets dus aux frottements pariétaux sur les surfaces confinant le milieu ne sont plus négligeables. Brinkman [77] a proposé un modèle heuristique pour tenir compte des effets des parois, en ajoutant un terme visqueux à la loi de Darcy. Ce terme de Brinkman n'est pas pris en compte dans les modèles pour le renoyage, ce qui est justifié par l'éloignement des frontières du lit de débris comparé à la taille millimétrique des particules qui le composent.

La loi de Darcy fournit généralement des résultats en bon accord avec les expériences pour une gamme de vitesses de filtration suffisamment faibles. Lorsqu'on augmente le Reynolds de l'écoulement au-delà de quelques unités, on observe des déviations à la loi de Darcy dues à des effets inertiels.



### I.4.1.2. Écoulements monophasiques inertiels en milieu poreux

Le régime de Darcy, pour lequel la loi (I.61) s'applique, est limité à des nombres de Reynolds  $Re$  faibles, de l'ordre de l'unité maximum [78]. Pour des écoulements plus rapides, des déviations à la loi de Darcy sont constatées ; on passe successivement à des régimes dits inertiel faible ( $Re$  de l'ordre de la dizaine), inertiel fort ( $Re$  de l'ordre de quelques dizaines à quelques centaines), et turbulent (à partir de  $Re$  environ de l'ordre de 500, ce seuil variant selon les auteurs). Le régime inertiel fort peut être caractérisé expérimentalement par une dépendance des pertes de charge à un terme quadratique en vitesse de filtration. Dupuit [79] et Forchheimer [80] ont proposé ce type de terme correctif à la loi de Darcy, qui fut évalué par Ergun [73] pour des lits de billes identiques. La loi d'Ergun, établie pour un écoulement monodimensionnel, a ensuite été étendue de façon heuristique au cas tridimensionnel [81] pour adopter la forme suivante :

$$\nabla \langle \mathbf{p}_\beta \rangle^\beta = \rho_\beta \mathbf{g} - \frac{\mu_\beta}{K} \langle \mathbf{v}_\beta \rangle - \frac{\rho_\beta}{\eta} \langle \mathbf{v}_\beta \rangle |\langle \mathbf{v}_\beta \rangle| \quad (\text{I.63})$$

Dans le terme quadratique apparaît un nouveau paramètre caractéristique de la géométrie de l'espace poral : il s'agit de la passabilité  $\eta$ , dont la grandeur est homogène à une longueur. Ergun propose l'expression suivante :

$$\eta = \frac{d\varepsilon^3}{c_\eta(1 - \varepsilon)} \quad (\text{I.64})$$

Il évalue la constante  $c_\eta$  à 1,75 ; d'autres auteurs la situent dans une fourchette comprise entre 1,61 et 1,8 [34], [74], [75], la valeur pouvant même atteindre 4 dans le cas de particules très rugueuses [74]. Comme pour le cas de la perméabilité, il a été montré expérimentalement que les pertes de charge en régime inertiel dans un lit de particules de tailles polydispersées suivent de façon satisfaisante la loi empirique (I.63), avec une passabilité estimée selon (I.64), en prenant comme diamètre des particules le diamètre de Sauter. Ces expériences, conduites par Clavier sur le dispositif CALIDE à l'IRSN, ont déterminé à partir d'un calage optimal des mesures et de la théorie des valeurs de  $c_K$  égale à 181 et  $c_\eta$  égale à 1,63 [82].

### I.4.2. Écoulements diphasiques en milieu poreux

Nous abordons maintenant le cas où deux fluides non miscibles s'écoulent dans un milieu poreux, et décrivons comment la loi de Darcy a été généralisée de façon heuristique aux écoulements diphasiques.

### I.4.2.1. Equilibre de deux fluides en milieu poreux

Lorsque deux fluides non miscibles sont à l'équilibre, la différence de pression de part et d'autre de leur interface, désignée par pression capillaire, dépend de la courbure de l'interface selon la loi de Laplace. Si ces deux fluides sont une phase liquide et une phase gazeuse, cette loi s'écrit :

$$p_c = \langle p_g \rangle^g - \langle p_l \rangle^l = \sigma \left( \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) \quad (\text{I.65})$$

La pression capillaire est notée  $p_c$ ,  $r_1$  et  $r_2$  sont les rayons de courbure principaux de l'interface,  $\sigma$  est la tension superficielle. Dans un milieu poreux, les rayons de courbure varient avec la saturation (Figure I.5) : la pression capillaire dépend donc de la saturation.

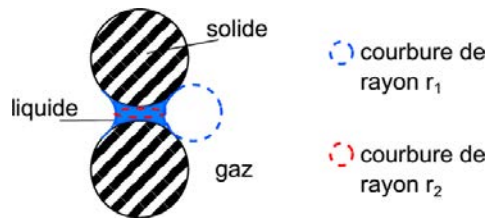


Figure I.5. Interface liquide-gaz dans un milieu poreux : les rayons de courbure principaux dépendent de la saturation.

Ce problème a été étudié largement dans le domaine de l'industrie pétrolière. Des expériences d'imbibition et de drainage d'huile dans un milieu poreux initialement saturé d'eau liquide ont montré une hystérésis de la pression capillaire en fonction de la saturation en liquide (Figure I.6). Selon la nature du milieu poreux (sables, sols, roches, distribution de taille des pores, ...) et des phases fluides, les courbes obtenues présentent une certaine dispersion. Leverett [83] normalise ces courbes en définissant une fonction adimensionnelle  $J(S_l)$  à partir de la pression capillaire, de la tension superficielle, et des propriétés du milieu poreux :

$$J(S_l) = \frac{p_c(S_l)}{\sigma} \sqrt{\frac{K}{\varepsilon}} \quad (\text{I.66})$$

Les courbes expérimentales  $J(S_l)$  présentent alors une plus faible dispersion selon les différents types de milieux poreux. Une illustration est donnée en Figure I.6 à titre d'exemple. Les équations de quantité de mouvement pour les écoulements diphasiques en milieu poreux sont couplées par la relation de pression capillaire. Cette dernière est généralement évaluée à partir d'expressions empiriques de la fonction de Leverett, déterminées à partir de résultats d'expériences en état stationnaire où l'eau est la phase en contact avec la matrice solide. En ce qui concerne la modélisation du renoyage, les phénomènes d'ébullition intense peuvent être fortement instationnaires, et l'eau n'est pas nécessairement la phase mouillante : dans le cas de l'ébullition en film, c'est la vapeur qui est en contact avec la paroi solide. Petit [84] discute la validité de

l'utilisation de la fonction de Leverett dans la modélisation du renoyage, et propose le choix de la corrélation de Turland et Moore [85] pour estimer  $J(S_l)$ . Notons que dans les milieux très perméables tels les lits de débris, les effets capillaires peuvent parfois être négligés et l'on considère alors que les phases liquide et gazeuse ont la même pression intrinsèque.

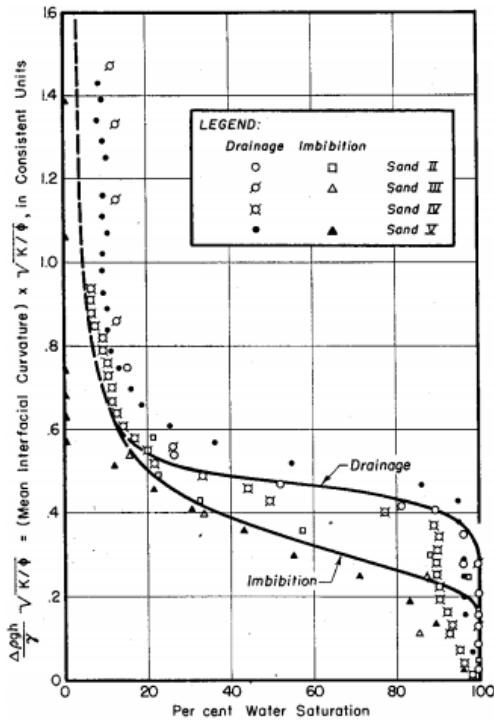


Figure I.6. Fonction de Leverett : courbes expérimentales. Extrait de [83].

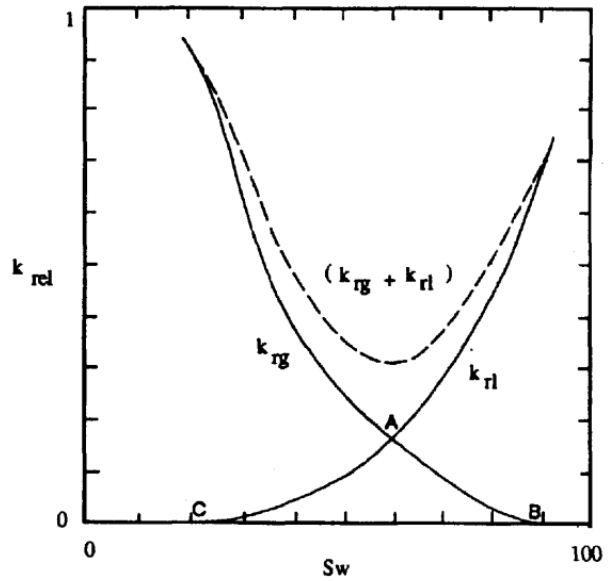


Figure I.7. Allure typique des courbes de perméabilités relatives. Extrait de [86].

#### I.4.2.2. Loi de Darcy généralisée aux écoulements diphasiques

La loi de Darcy généralisée est une extension heuristique de la loi de Darcy aux écoulements diphasiques [76], [87]. L'idée, simple et intuitive, est que l'écoulement de chaque phase fluide  $\beta$  ou  $\gamma$  est régi par une loi de Darcy. Cependant, pour une phase  $\beta$  donnée, l'espace accessible dans le milieu poreux se trouve encombré par la seconde phase  $\gamma$  qui, en quelque sorte, modifie la géométrie de l'espace poral. La perméabilité du milieu vis-à-vis de la phase  $\beta$  se trouve donc altérée ; les travaux pionniers sur ce sujet ont été discutés par Muskat [88]. Cette correction est prise en compte en affectant la perméabilité  $K$  d'un coefficient sans dimension  $k_{r\beta}$  appelé perméabilité relative. Pour la phase  $\beta$ , la perméabilité effective du milieu est ainsi estimée par le produit  $Kk_{r\beta}$ . Plus la phase  $\gamma$  est présente, plus elle gêne l'écoulement de la phase  $\beta$  : la perméabilité relative dépend donc des saturations. La Figure I.7 montre l'allure typique des courbes de perméabilités relatives en fonction de la saturation liquide, dans le cas d'un écoulement

diphasique liquide-gaz. Ces courbes sont bornées à gauche et à droite par les saturations résiduelles.

En régime diphasique inertiel, on étend de même l'équation (I.63) en corrigeant la passabilité par une passabilité relative  $\eta_{r\beta}$  ou  $\eta_{r\gamma}$  selon la phase considérée. Là aussi, les passabilités relatives sont des fonctions des saturations.

Finalement, les équations régissant l'hydrodynamique d'un écoulement diphasique liquide-gaz inertiel en milieu poreux, basées sur une extension de la loi de Darcy, s'écrivent :

$$\nabla \langle p_l \rangle^l = \rho_l \mathbf{g} - \frac{\mu_l}{Kk_{rl}} \langle \mathbf{v}_l \rangle - \frac{\rho_l}{\eta\eta_{rl}} \langle \mathbf{v}_l \rangle |\langle \mathbf{v}_l \rangle| \quad (\text{I.67})$$

$$\nabla \langle p_g \rangle^g = \rho_g \mathbf{g} - \frac{\mu_g}{Kk_{rg}} \langle \mathbf{v}_g \rangle - \frac{\rho_g}{\eta\eta_{rg}} \langle \mathbf{v}_g \rangle |\langle \mathbf{v}_g \rangle| \quad (\text{I.68})$$

Notons que dans ces expressions, les frottements interfaciaux liquide-gaz ne sont pas explicitement pris en compte. Plusieurs auteurs les considèrent en retranchant à l'équation (I.67) et en ajoutant à l'équation (I.68) un terme de frottements du type  $F_i/S_\beta$ . Les frottements  $F_i$  sont fonction de la vitesse relative des phases fluides. Les modèles les plus couramment utilisés pour les estimer sont celui de Schulenberg et Müller [4] et celui de Tung et Dhir [7] éventuellement modifié par Schmidt [89]. Cependant, outre la nature heuristique de l'ajout d'un tel terme, aucune de ses formulations actuellement disponibles ne couvre de façon satisfaisante l'ensemble des régimes d'écoulements susceptibles de se produire en situation de renoyage. Pour cette raison, ce terme est absent du modèle hydrodynamique implémenté dans les codes de simulation de l'IRSN [8]. Des avancées sur ce point sont effectuées grâce au programme expérimental CALIDE mené à l'IRSN, qui vise (entre autres) à estimer ces frottements interfaciaux liquide-gaz [90].

### I.4.3. Forme finale des équations de quantité de mouvement

Pour obtenir la forme finale des équations qui gouvernent l'hydrodynamique du renoyage, un terme d'accumulation et d'advection est ajouté aux équations (I.67) et (I.68), analogue au terme classique de dérivée particulaire dans les équations de Navier-Stokes. En exprimant les vitesses superficielles en fonction des vitesses intrinsèques selon (I.10), on obtient le set d'équations suivantes, qui sont celles actuellement implémentées dans les codes de simulation du renoyage à l'IRSN :

$$\rho_l \left( \frac{\partial \langle \mathbf{v}_l \rangle^l}{\partial t} + \langle \mathbf{v}_l \rangle^l \cdot \nabla \langle \mathbf{v}_l \rangle^l \right) = -\nabla \langle p_l \rangle^l + \rho_l \mathbf{g} - \varepsilon_l \frac{\mu_l}{K k_{rl}} \langle \mathbf{v}_l \rangle^l - \varepsilon_l^2 \frac{\rho_l}{\eta \eta_{rl}} \langle \mathbf{v}_l \rangle^l |\langle \mathbf{v}_l \rangle^l| \quad (\text{I.69})$$

$$\rho_g \left( \frac{\partial \langle \mathbf{v}_g \rangle^g}{\partial t} + \langle \mathbf{v}_g \rangle^g \cdot \nabla \langle \mathbf{v}_g \rangle^g \right) = -\nabla \langle p_g \rangle^g + \rho_g \mathbf{g} - \varepsilon_g \frac{\mu_g}{K k_{rg}} \langle \mathbf{v}_g \rangle^g - \varepsilon_g^2 \frac{\rho_g}{\eta \eta_{rg}} \langle \mathbf{v}_g \rangle^g |\langle \mathbf{v}_g \rangle^g| \quad (\text{I.70})$$

Ces équations sont fermées par le relation de pression capillaire (I.65), cette dernière étant estimée par l'expression de la fonction de Leverett proposée par Turland et Moore [85]. La perméabilité et la passabilité sont respectivement calculées selon les relations (I.62) et (I.64), avec les valeurs  $c_K = 180$  et  $c_\eta = 1,75$ . Les perméabilités et passabilités relatives sont évaluées selon les corrélations proposées par Brooks et Corey [91] :  $k_{r\beta} = \eta_{r\beta} = S_\beta^3$ .

## I.5. Limites du modèle thermo-hydraulique actuellement utilisé à l'IRSN

Nous listons ci-dessous les principales hypothèses et approximations sources d'incertitudes dans les modèles thermique et hydraulique présentés dans ce chapitre.

D'abord, concernant le modèle de transferts thermiques, l'impact de l'hypothèse quasi-statique et de la non prise en considération du taux d'évaporation dans les équations locales aux déviations n'a pas été quantifié. Ensuite, l'approximation quasi-stationnaire dans le problème aux déviations conduit à des paramètres effectifs macroscopiques indépendants du temps, ce qui revient à effacer d'éventuels effets d'histoire. Enfin, l'estimation des coefficients d'échange de chaleur dans la forme finale des équations macroscopiques est obtenue de façon semi-heuristique. Toutes ces considérations justifient la nécessité de données expérimentales pour valider le modèle. Concernant les coefficients d'échanges thermiques, il faut noter cependant que dans des régimes d'ébullition convective, les températures des phases sont très difficiles à mesurer expérimentalement (la température mesurée est souvent celle d'un mélange liquide-vapeur, et non celle d'une phase fluide en particulier) ; les échanges locaux de chaleur ne sont donc pas évidents à évaluer.

Concernant le modèle hydrodynamique, les équations de nature semi-heuristique mettent en jeu des termes où le lien avec la physique à l'échelle du pore n'est pas évident. En particulier, on peut se demander dans quelle mesure les passabilités relatives comprennent une contribution due aux frottements interfaciaux entre les phases fluides. Néanmoins, la non prise en compte d'un terme explicite de frottements interfaciaux constitue une limite du modèle. Enfin, le couplage entre les équations des phases liquide et gazeuse est résolu par l'utilisation de formules semi-empiriques permettant de calculer une pression capillaire, dont il a été montré expérimentalement que son évolution en fonction de la saturation présente une hystérésis : la pression capillaire pour un état

donné de saturation doit se situer entre les deux courbes délimitant l'hystérésis, sa valeur dépendant probablement d'un effet d'histoire. Plusieurs recherches sont en cours pour établir des équations de quantité de mouvement par une prise de moyenne volumique des équations locales, mais un tel modèle déterministe n'est pas encore implémenté dans les codes de simulation du renoyage car il fait apparaître plusieurs termes couplés qui sont difficiles à évaluer [90].

Un des besoins majeurs pour valider et éventuellement affiner les modèles est la connaissance de la structure de l'écoulement au niveau local (distribution des phases, saturations, vitesses des phases). C'est la motivation à l'origine de la campagne expérimentale menée à l'IMFT, où un milieu poreux modèle chauffant bidimensionnel a été réalisé, permettant la visualisation des écoulements à l'échelle des pores. Nous présentons ce dispositif expérimental dans le chapitre suivant, ainsi qu'une série d'expériences visant à mesurer le flux d'assèchement dans une configuration de type renoyage par le bas.



## Chapitre II.

# Flux d'assèchement : expériences en configuration « renoyage par le bas »

Ce chapitre décrit tout d'abord le dispositif expérimental mis en œuvre et utilisé au cours de la thèse pour étudier la crise d'ébullition. Le cœur du dispositif consiste en un milieu poreux modèle quasi-bidimensionnel constitué de cylindres chauffants insérés transversalement entre deux plaques parallèles. Ensuite, nous fournissons quelques éléments bibliographiques sur l'assèchement d'un lit de particules chauffantes initialement saturé de liquide. Enfin, nous présentons les expériences que nous avons réalisées, visant à mesurer le flux d'assèchement (*dryout heat flux*) dans une configuration analogue à un « renoyage par le bas », c'est-à-dire avec une injection continue de liquide par le bas de la section test. Les résultats montrent l'intérêt de se pencher sur le cas de la crise d'ébullition locale qui provoque une ébullition en film autour d'un unique élément chauffant.

### II.1. Dispositif expérimental pour l'étude de la crise d'ébullition en milieu poreux

#### II.1.1. Le milieu poreux modèle chauffant : description générale

La section test est formée de 276 cylindres de 2 mm de diamètre disposés transversalement entre deux plaques parallèles de céramique espacées de 3 mm l'une de l'autre. Le milieu poreux modèle ainsi constitué a une porosité de 0,69. La face avant est en céramique Vycor, un matériau transparent qui permet la visualisation des écoulements. La face arrière est en céramique Macor, un matériau opaque, de couleur blanche. Les plots cylindriques sont disposés en quinconce, à partir



d'un arrangement régulier de type triangle équilatéral auquel un très léger désordre a été rajouté. La cellule d'essai est positionnée dans un plan vertical, le liquide y est injecté par le bas à débit, pression et température d'injection réglables. Le milieu poreux s'étend sur une hauteur de 7 cm. Le canal principal a une largeur de 4 cm. Il est précédé d'une section divergente pour assurer un champ de vitesse homogène vertical ascendant dans le front de liquide arrivant depuis le trou d'injection à la base du faisceau de cylindres. Il se termine par une section convergente aboutissant à un orifice de sortie. La cellule d'essai est schématisée sur la Figure II.1.

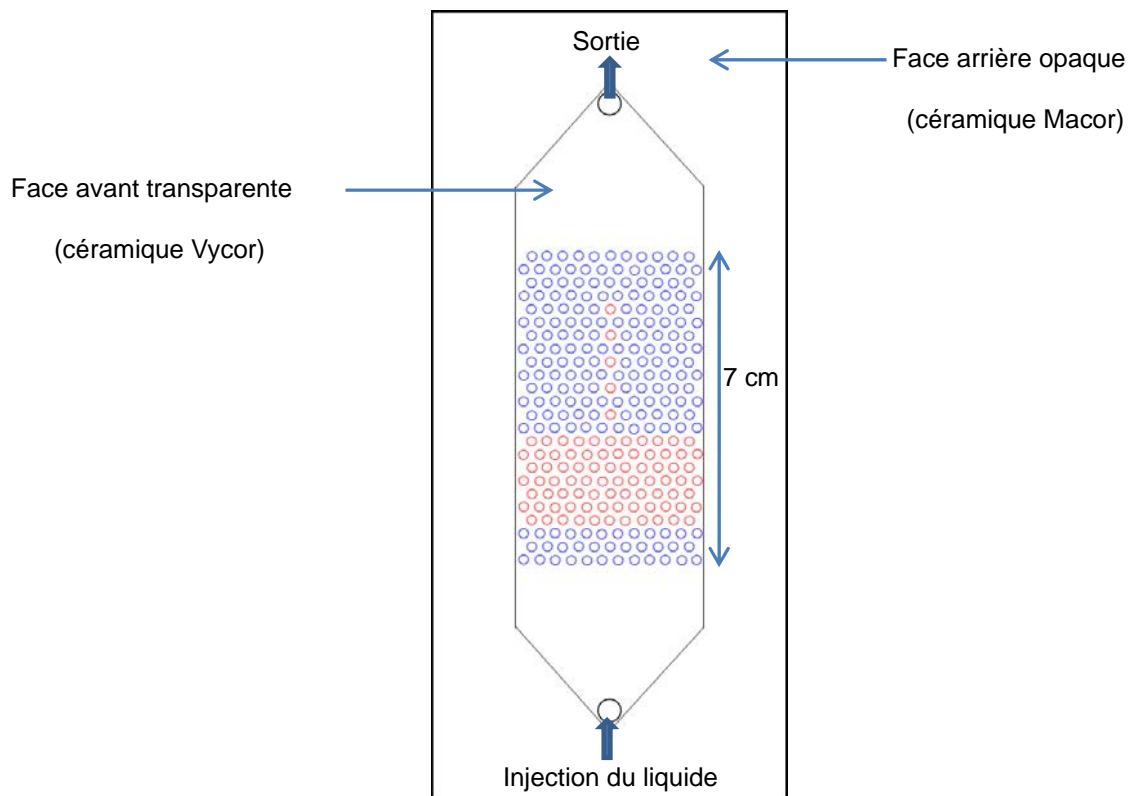


Figure II.1. Schéma de la section test. La largeur du milieu poreux est de 4 cm, sa profondeur est de 3 mm. Les 276 cylindres transversaux (sondes Pt100) sont représentés par des cercles. Les cercles de couleur rouge sont les sondes connectées à des modules électroniques d'asservissement en puissance : on peut leur imposer individuellement une consigne de puissance tout en mesurant leur température.

Dans l'arrangement régulier en quinconce qui a servi de trame pour la conception du réseau final, la distance entre les sommets des triangles équilatéraux formés par les centres de cylindres voisins est de 3,33 mm. Un algorithme a alors été appliqué aux coordonnées des centres pour introduire un léger désordre : chaque cylindre est successivement tiré au hasard, et déplacé d'un vecteur de longueur et de direction aléatoires (la longueur est majorée par une valeur de 0,4 mm).

La position finale est validée si le contour du cylindre se trouve à une distance minimale de 1,0 mm de ses voisins.

Les cylindres sont des sondes thermo-résistives Pt100, qui ont une double fonctionnalité : elles sont utilisées à la fois comme capteurs de température et comme éléments chauffants (voir partie II.1.2), ce qui fait l'originalité de ce dispositif expérimental qui permet un chauffage en masse du milieu poreux modèle ainsi que l'obtention des relevés de température en tout point chauffant du milieu. Notre dispositif permet de chauffer jusqu'à 86 sondes simultanément ; elles sont contrôlables individuellement, on leur impose une consigne de puissance.

Le liquide utilisé est le Novec™ HFE-7000 de la société 3M™, un frigorigène qui bout à 34°C à pression atmosphérique : cette température de saturation relativement faible permet d'atteindre tous les régimes d'ébullition, notamment celui d'ébullition en film, sans imposer de contraintes thermiques trop sévères au dispositif. De plus, ce liquide et sa vapeur sont diélectriques et non-inflammables, et leur toxicité est faible, ce qui assure des conditions de sécurité. Par ailleurs, la vapeur du HFE-7000 est inerte vis-à-vis de la couche d'ozone (elle ne contient pas d'atome de chlore), et elle ne contribue que de façon limitée à l'effet de serre car sa durée de vie dans l'atmosphère (de l'ordre de 2 à 4 ans) est faible contrairement à celle de nombreux autres réfrigérants. Plus précisément, le HFE-7000 est le 1-méthoxyheptafluoropropane. Dans la troposphère, la partie hydrogénée de cet éther-oxyde est sujette aux attaques des radicaux hydroxyles, qui permettent de décomposer la molécule par craquage.

En revanche, l'air se dissout facilement et en quantité dans le HFE-7000 : il faut prendre soin de bien le dégazer pour l'utiliser comme liquide pur. Par ailleurs, les plastifiants utilisés dans de nombreuses matières plastiques se dissolvent dans le HFE-7000. Dans un dispositif expérimental, il faut choisir les matériaux qui sont au contact du HFE-7000 en conséquence. Ce point ne nous est apparu que tardivement (la documentation sur les propriétés du HFE est réduite et lacunaire, comme le soulignent les études [92], [93]), et notre installation actuelle comporte quelques éléments inadéquats qui demanderaient à être remplacés, comme nous le verrons plus tard. Cependant, les vitesses de dissolution des plastifiants semblent assez faibles pour que la pollution du HFE-7000 qui en résulte ait un impact probablement limité sur les résultats de nos expériences<sup>1</sup>. Ce point demanderait à être quantifié par des analyses chimiques. Enfin, le HFE-7000 liquide est très mouillant (sa tension superficielle est de  $12,4 \cdot 10^{-3} \text{ N.m}^{-1}$  à 25°C) et peu visqueux (sa viscosité cinématique est de  $0,32 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$  à 25°C) : il fuit aisément à travers des microfissures. Cela impose de porter une attention particulière sur l'étanchéité du dispositif expérimental lors de son assemblage.

---

<sup>1</sup> Voir le paragraphe 4 de cette note interne du CERN, accessible à l'adresse suivante :  
[https://detector-cooling.web.cern.ch/detector-cooling/data/3M\\_FAQ\\_Fluorinert.pdf](https://detector-cooling.web.cern.ch/detector-cooling/data/3M_FAQ_Fluorinert.pdf)

## II.1.2. Les sondes Pt100 : capteurs de température et éléments chauffants

### II.1.2.1. Principe de fonctionnement

L'élément sensible d'une sonde thermo-résistive Pt100 est constitué d'un enroulement de fil de platine scellé dans un enrobage en céramique (Figure II.2). La résistance électrique du fil de platine est une fonction croissante de la température ; la connaissance de cette fonction permet de déduire la température du fil de la mesure de sa résistance. L'utilisation normale d'une Pt100 comme capteur de température consiste à l'alimenter par un courant le plus faible possible pour minimiser l'auto-échauffement par effet Joule, mais suffisamment élevé pour obtenir une précision satisfaisante dans la mesure de sa résistance (déterminée à partir de la loi d'Ohm,  $R = U/I$ ). Dans notre cas, nous exploitons au contraire le phénomène d'auto-échauffement pour nous servir de ces sondes comme éléments chauffants : en imposant une tension  $U$  à leurs bornes, elles dissipent par effet Joule une puissance thermique  $P_{th} = U^2/R$ . La mesure de la tension appliquée et de l'intensité du courant permet de déterminer la résistance électrique (donc la température correspondante) et la puissance dissipée. Le fabricant fournit la loi reliant résistance et température. Dans une plage de  $0^\circ\text{C}$  à  $150^\circ\text{C}$ , celle-ci est quasiment linéaire et peut s'exprimer sous la forme :

$$R(T) = R_0(1 + \alpha T) \quad (\text{II.1})$$

$R_0$  est par convention la résistance du fil de platine à une température de  $0^\circ\text{C}$ , qui est égale à 100 ohms pour une sonde Pt100 ; le coefficient  $\alpha$  vaut quant à lui  $\alpha = 0,00385^\circ\text{C}^{-1}$  (nous utilisons exceptionnellement la lettre  $\alpha$  pour symboliser ce coefficient dans la partie II.1.2, car c'est ainsi que les constructeurs des sondes Pt100 le désignent ; dans tout le reste du manuscrit, la lettre  $\alpha$  correspond au taux de vide dans un écoulement diphasique).

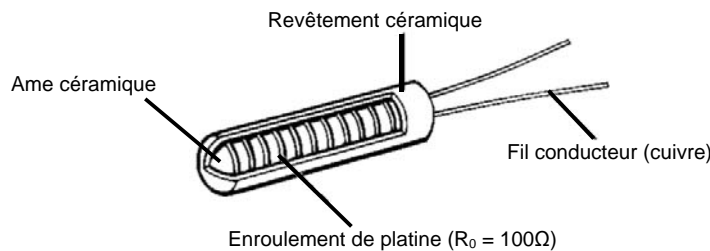


Figure II.2. Schéma d'une sonde thermo-résistive à enroulement de platine Pt100.

La connaissance de la résistance thermique de l'enrobage de céramique autour du fil de platine, obtenue au cours d'une thèse précédente à partir de mesures thermiques à la caméra infrarouge, permet de remonter de la température du fil de platine à la température de surface de la sonde, en régime permanent. Cette résistance thermique est de l'ordre de  $0,75 \text{ K.W}^{-1}$  (voir [23]). Des détails sur ce résultat sont donnés en Annexe B.

### II.1.2.2. Contrôle en puissance des éléments chauffants

Les sondes sont alimentées par des sources de tension. Lorsqu'on impose une tension  $U$  à leurs bornes, elles dissipent une puissance thermique  $P_{th} = U^2/R$  qui les fait chauffer, ce qui élève leur température et donc leur résistance selon l'équation (II.1). Il en résulte une variation de la puissance thermique. Afin de pouvoir imposer aux sondes une puissance constante, un système de régulation est nécessaire. La solution, conçue et réalisée par le service Signaux et Images de l'IMFT, consiste en un asservissement de type proportionnel-intégral, inspiré par la méthode décrite dans [94]. Des précisions sur ce système d'asservissement sont données dans [23]. En pratique, chaque sonde chauffée est branchée sur un module électronique de contrôle. L'ensemble des modules communique par interface USB avec un ordinateur, au moyen de logiciels développés en interne qui permettent la commande des modules et l'acquisition des données (puissance délivrée et température de chaque sonde connectée).

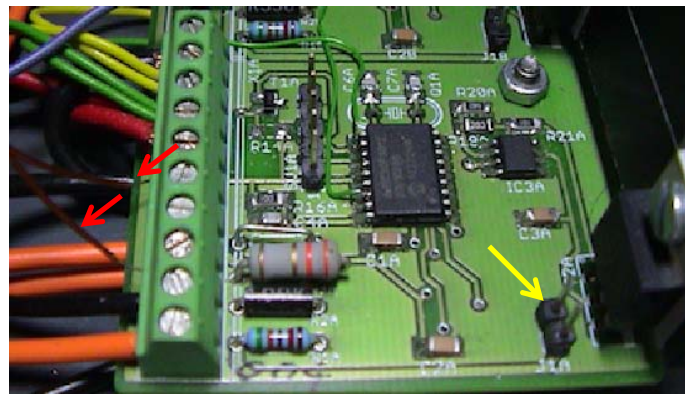


Figure II.3. Un module électronique de contrôle. Les flèches rouges pointent sur les deux fils de connexion d'une sonde. La flèche jaune indique deux broches sur lesquelles vient s'insérer un cavalier. Cet élément fait office d'interrupteur : selon que le cavalier est mis en place ou non, la sonde est respectivement connectée ou déconnectée.

La Figure II.3 montre une photographie d'un module de contrôle. Sur chaque module, les sondes sont connectées à un bornier. Un élément qui fait office d'interrupteur permet au besoin de déconnecter une sonde sans avoir à retirer les fils de connexion du bornier. Nous disposons au total de 100 modules de contrôle, néanmoins seuls 86 d'entre eux sont connectés à des sondes : d'une part certains modules se sont avérés défectueux et ont été mis à l'écart, d'autre part les expériences ont montré que le système d'asservissement présente des défaillances régulières lorsqu'on essaie de contrôler simultanément plus de 86 sondes (conflits de communication entre les modules et l'ordinateur).

### II.1.2.3. Incertitudes sur les mesures de température

La fabrication des sondes Pt100 est encadrée par des normes strictes, qui fixent différentes classes de tolérance. Pour les sondes dites de classe B (celles que nous utilisons), la norme CEI 60751 fixe la tolérance sur la mesure de la température à  $\pm (0,30 + 0,0050 T)$  °C.

Par ailleurs, une incertitude de mesure sur  $R$  provient des informations transmises par les modules électroniques à l'ordinateur, dont la précision dépend entre autres des caractéristiques des convertisseurs analogique-numérique présents sur chaque module. Les signaux analogiques reçus par ces convertisseurs sont convertis en données binaires 12 bits ( $2^{12}$  valeurs possibles), pour une plage de tensions et intensités pouvant s'étendre respectivement sur des intervalles de [0 V ; 60 V] et [0 mA ; 300 mA]. Les plus petites variations de tension et d'intensité transmises à l'ordinateur sont ainsi respectivement de  $60 \text{ V} / 2^{12} = 15 \text{ mV}$  et  $300 \text{ mA} / 2^{12} = 0,073 \text{ mA}$ . Cela entraîne des erreurs sur la mesure de la résistance des sondes d'autant plus grandes que la puissance appliquée est faible. A ces incertitudes provenant de la conversion analogique-numérique, il faut ajouter celles qui sont liées aux caractéristiques des composants des modules de contrôle (tolérances sur les résistances, sur les gains des amplificateurs opérationnels, etc...). Au final, on estime l'incertitude globale provenant de l'asservissement électronique en étudiant la réponse fournie par chaque module quant à la mesure d'une résistance donnée, pour différentes consignes de puissance.

Pour cela, on branche sur les modules une résistance de précision dont la valeur est garantie à  $122 \Omega \pm 1\%$  sur une large gamme de température (englobant l'intervalle des températures explorées dans nos expériences), et l'on enregistre les mesures de cette résistance fournies par les modules pour différentes puissances électriques appliquées. La Figure II.4 présente les résultats obtenus pour les 86 modules utilisés. La dispersion des mesures pour l'ensemble des modules à des puissances inférieures à 1 W est due aux incertitudes provenant des convertisseurs analogique-numérique. Sur toute la gamme de puissance explorée, les écarts significatifs de certaines courbes par rapport à la tendance moyenne sont dus aux variations des caractéristiques des composants électroniques. La moyenne des signaux est de  $122,67 \Omega$ , ce qui correspond bien à la résistance de  $122 \Omega \pm 1\%$  qui a servi d'étalon. A partir de 350 mW, la dispersion des mesures sur l'ensemble des modules a une étendue de l'ordre de  $\pm 0,5 \Omega$  soit une incertitude sur l'estimation de la température de  $\pm 1,3^\circ\text{C}$  (calcul effectué sans considérer le module n°65, voir Figure II.4). Pour 92% des modules, cette dispersion est de  $\pm 0,25 \Omega$  ce qui correspond à  $\pm 0,65^\circ\text{C}$ .

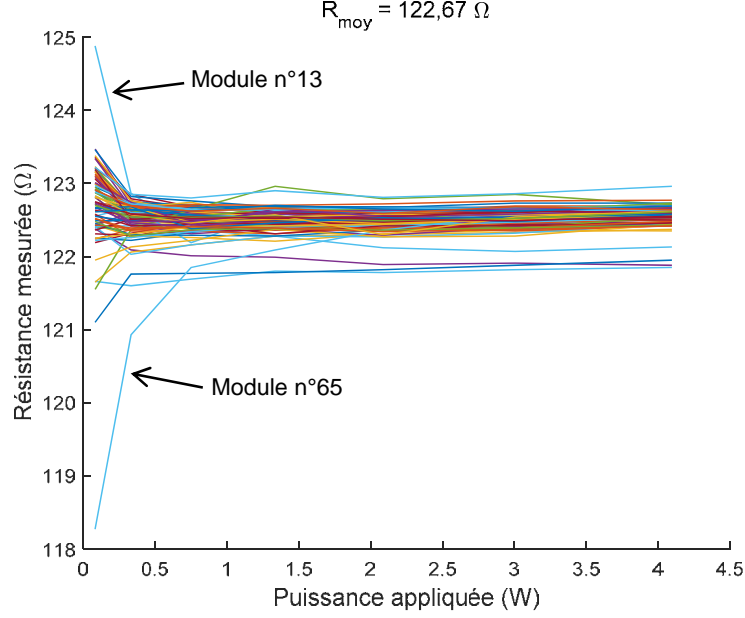


Figure II.4. Réponse des modules de contrôle sur la mesure d'une résistance de précision de  $122 \Omega \pm 1\%$ , pour différentes puissances appliquées.

Afin d'évaluer l'impact de ces incertitudes, nous nous basons sur la méthode de Kline et McClintock sur la propagation des incertitudes indépendantes [95]. D'après l'équation (II.1), nous avons :

$$T = \frac{(R - R_0)}{\alpha R_0} = f(R, R_0, \alpha) \quad (\text{II.2})$$

L'incertitude  $\delta T$  sur la mesure de  $T$  s'écrit :

$$(\delta T)^2 = \left(\frac{\partial T}{\partial R}\right)^2 \delta R^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial R_0}\right)^2 \delta R_0^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial \alpha}\right)^2 \delta \alpha^2 \quad (\text{II.3})$$

Le calcul aboutit à :

$$\left(\frac{\delta T}{T}\right)^2 = \left(\frac{\delta R}{R}\right)^2 \frac{1}{\left(1 - \frac{R_0}{R}\right)^2} + \left(\frac{\delta R_0}{R_0}\right)^2 \frac{1}{\left(1 - \frac{R_0}{R}\right)^2} + \left(\frac{\delta \alpha}{\alpha}\right)^2 \quad (\text{II.4})$$

Le terme  $\left(\frac{\delta R}{R}\right)$  est lié à l'incertitude de mesure due aux modules électroniques, qui est de l'ordre de 0,8% (1  $\Omega$  d'erreur sur 120  $\Omega$ ). Dans la tolérance affichée par le constructeur, nous estimons que l'incertitude provient essentiellement de la valeur de  $R_0$ , la valeur de  $\alpha$  étant *a priori*

très précise. Le terme  $\left(\frac{\delta R_0}{R_0}\right)$  correspond donc à la tolérance donnée par le constructeur pour la classe de sondes que nous utilisons, qui est de l'ordre de 0,8%, et le terme  $\left(\frac{\delta\alpha}{\alpha}\right)$  est considéré négligeable. En prenant une valeur typique de  $R = 130 \Omega$  dans nos expériences, on évalue  $\frac{R_0}{R} \approx 0,77$ . Finalement, dans les gammes de températures que nous explorons, nous estimons l'incertitude sur la mesure de la température à  $\left(\frac{\delta T}{T}\right) = 4,9\%$ .

Outre les incertitudes dues à la tolérance (incertitude provenant des aléas de fabrication des sondes) et à la mesure de  $R$ , une erreur provient de l'utilisation de l'équation (II.1) pour le calcul de la température à partir de la mesure de la résistance. Il s'agit en fait d'une approximation affine d'une loi plus précise : la fonction décrivant au mieux  $R(T)$  pour des températures supérieures à  $0^\circ\text{C}$  est un polynôme du second degré (II.5).

$$R(T) = R_0(1 + AT + BT^2) \quad (\text{II.5})$$

Les coefficients  $A$  et  $B$  valent  $A = 3,9083 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$  et  $B = -5,775 \cdot 10^{-7} \text{ }^\circ\text{C}^{-2}$ . L'approximation affine (II.1) est utilisée car elle permet de suivre en temps réel l'évolution de température de chaque sonde contrôlée à la fréquence de 1000 Hz, sans avoir à résoudre d'équation du second degré. La Figure II.5 trace les courbes des fonctions  $R(T)$  données par les équations (II.1) et (II.5) : celles-ci sont pratiquement superposées pour des températures allant de  $0^\circ\text{C}$  à  $150^\circ\text{C}$ . Entre  $0^\circ\text{C}$  et  $100^\circ\text{C}$ , l'utilisation de l'approximation affine sous-estime légèrement la température ; l'écart maximum entre les deux courbes se situe à  $50^\circ\text{C}$ , il correspond à une différence de  $-0,47 \Omega$  soit  $-0,38^\circ\text{C}$  ( $-0,76\%$ ) dans l'estimation de la température. Entre  $100^\circ\text{C}$  et  $150^\circ\text{C}$ , l'approximation affine surestime la température ; l'écart maximum est de  $+0,425 \Omega$  à la température de  $150^\circ\text{C}$ , ce qui résulte en une erreur de  $+1^\circ\text{C}$  ( $+0,67\%$ ). Notons que le calcul d'incertitude mené précédemment donne un résultat similaire d'incertitude de l'ordre de 5% en partant de l'équation (II.5).

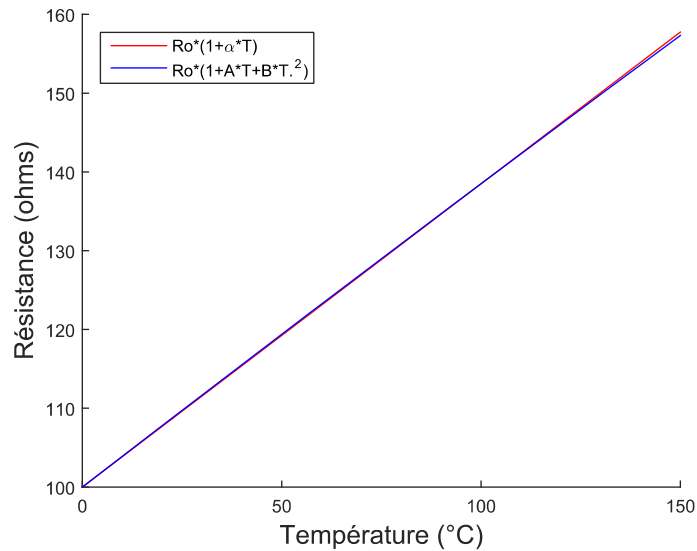


Figure II.5. Résistance des sondes Pt100 en fonction de leur température : comparaison entre l'approximation affine donnée par l'équation (II.1) et la loi polynomiale donnée par l'équation (II.5).

Enfin, une erreur de mesure est due aux fils de connexion qui relient les éléments sensibles des sondes Pt100 aux modules de contrôle. Chaque élément sensible contrôlé est connecté à un module électronique par une paire de câbles de cuivre dont la résistance en série équivalente est de  $0,058 \Omega \pm 0,002 \Omega$ . Notre système d'asservissement n'étant pas conçu de sorte à pouvoir prendre en compte l'effet de ces fils de connexion, cela introduit une erreur sur le calcul de la température de l'ordre de  $+0,16^\circ\text{C}$ . Notons que tout au long de ce mémoire, par simplification de langage, nous confondons la puissance électrique délivrée aux bornes des fils de connexion à la puissance thermique dégagée par les éléments sensibles : la résistance des fils de connexion est de l'ordre de 0,05% de celle des éléments sensibles, donc 99,95% de la puissance électrique appliquée aux bornes de connexion est convertie en puissance thermique par effet Joule dans les éléments sensibles.

Les deux erreurs de mesures sont considérées comme des biais, qui peuvent être ajustés dans l'exploitation des données expérimentales.

### II.1.3. Conception du milieu poreux modèle chauffant

La section test a été conçue au cours d'une étude précédente par Sapin [23]. Le choix des matériaux, le dimensionnement des plaques en céramique ainsi que le positionnement des sondes étaient définis au début de notre thèse. Les plaques en Macor et Vycor étaient déjà commandées chez un verrier spécialisé. Compte tenu du prix de ces céramiques usinées (plus de 8500 € au total) et du délai de livraison à compter de la commande (plusieurs mois), nous avons réalisé la section test à partir des plaques en céramique disponibles, sans revenir sur les choix de dimensionnement.



Nous résumons dans cette partie les critères qui ont été pris en compte pour la conception de cette cellule d'essai. Le lecteur pourra se référer à [23] pour des informations plus détaillées.

La motivation initiale pour le développement de ce milieu poreux modèle chauffant est d'obtenir des visualisations des structures d'écoulement lors d'un renoyage, pour apporter des informations complémentaires aux expériences PRELUDE effectuées à l'IRSN (voir la partie Introduction). Les principales contraintes qui se présentent sont :

- a) La cellule d'essai doit permettre de réaliser des expériences de type renoyage : on doit pouvoir notamment chauffer ce milieu poreux modèle et y mesurer des températures locales.
- b) La cellule d'essai doit résister aux contraintes thermiques existant dans toutes les configurations d'ébullition convective, et en particulier supporter la crise d'ébullition et l'atteinte de l'ébullition en film.
- c) Une fenêtre transparente doit permettre la visualisation des écoulements.
- d) Les structures d'écoulement doivent être comparables à celles obtenues dans les expériences PRELUDE.

Les points a) et c) ont conduit au choix d'une géométrie bidimensionnelle et des sondes Pt100 comme éléments chauffants. En effet, les sondes Pt100 permettent d'assurer la double fonction d'éléments chauffants et de capteurs de température. Par ailleurs, la géométrie 2D est la plus appropriée pour réaliser des visualisations d'une étendue spatiale satisfaisante et représentatives des régimes d'écoulement : dans une géométrie 3D, il n'est jamais évident de savoir si l'écoulement observé au voisinage d'une paroi est représentatif de l'écoulement à l'intérieur du milieu 3D. Enfin, l'utilisation de sondes Pt100 ne condamne visuellement qu'une face du dispositif (celle d'où sortent les câbles de connexion des sondes), laissant une possibilité d'accès visuel sur l'autre face.

Le point b) est la raison principale du choix de l'utilisation du HFE-7000 comme liquide : sa faible température de saturation à pression atmosphérique ( $T_{sat} = 34^{\circ}\text{C}$ ) permet d'obtenir une ébullition en film à des températures relativement modérées (de l'ordre de  $120^{\circ}\text{C}$  à  $260^{\circ}\text{C}$  selon les conditions de l'écoulement).

Les points b) et c) ont conduit au choix des plaques en céramique comme parois du dispositif. Les céramiques Macor et Vycor possèdent une excellente tenue aux contraintes thermiques, et leur dilatation sous l'effet de la température est pratiquement nulle dans nos conditions d'utilisation. La plaque Vycor, d'aspect semblable à du verre, est transparente et répond au besoin du point c).

Le point d) a conditionné le dimensionnement du réseau poreux. Le principal critère retenu a été de choisir le diamètre des cylindres chauffants de sorte que les effets capillaires dans la cellule d'essai soient comparables à ceux obtenus dans les expériences PRELUDE. Pour cela, les rapports adimensionnels entre la taille caractéristique des éléments constitutifs de chaque milieu poreux

(diamètre des billes dans PRELUDE et diamètre des cylindres dans notre cellule d'essai) et la longueur capillaire des fluides utilisés (eau et HFE-7000) ont été égalés :

$$\left. \frac{d_{billes}}{L_{cap,eau}} \right|_{PRELUDE} = \left. \frac{d_{cylindres}}{L_{cap,HFE}} \right|_{Milieu\ poreux\ modèle\ 2D} \quad (II.6)$$

Les longueurs capillaires étant calculées par  $L_{cap} = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)}}$ , on obtient :

$$d_{cylindres} = d_{billes} \frac{L_{cap,HFE}}{L_{cap,eau}} = 1,92 \text{ mm} \quad (II.7)$$

La dimension  $d_{cylindres}$  a été prise égale à la moyenne des différentes tailles de billes utilisées dans les expériences PRELUDE (différents lits de particules ont été réalisés dans le dispositif PRELUDE, avec des diamètres de billes allant de 2 mm à 8 mm). Il s'agit d'une approche *a minima*, où l'on réalise une similitude sur un des nombres sans dimension pertinent. Les effets capillaires interviennent dans d'autres nombres sans dimension dans notre étude, notamment ceux se rapportant aux régimes d'écoulements, par exemple le nombre de Weber (qui compare pour une bulle de taille donnée les effets d'inertie aux effets capillaires)<sup>2</sup>.

Finalement, le choix des éléments chauffants s'est porté sur des éléments sensibles Pt100 cylindriques de 2 mm de diamètre, qui est la dimension la plus proche de celle calculée dans l'équation (II.7) et disponible chez les fabricants de sondes Pt100. Ces cylindres ont une longueur de 7 mm. Afin de les insérer dans la section test, des trous de 2,1 mm de diamètre ont été percés dans la face arrière en Macor, et des trous borgnes de 2 mm de profondeur et de 2,1 mm de diamètre ont été usinés dans la plaque en Vycor constituant la face avant. L'emplacement de ces trous correspond à la disposition souhaitée des cylindres, discutée en partie II.1.1.

#### II.1.4. Assemblage de la section test, intégration dans le dispositif expérimental

Cette partie est abondamment détaillée afin que le lecteur puisse prendre la mesure du travail consacré au montage de la cellule d'essai.

---

<sup>2</sup> Une approche en similitude complète sur ce problème couplant écoulements diphasiques et thermique n'a pas été effectuée. Elle serait difficile car elle implique de connaître la valeur des nombres sans dimensions pertinents dans la situation de référence, qui est ici complexe (renoyage dans un lit de débris).

Les éléments principaux constitutifs de la section test sont les faces avant et arrière en céramique, ainsi que les sondes Pt100 cylindriques. Dans la face arrière en Macor, le canal de 3 mm de profondeur (voir la légende de la Figure II.1) est surplombé par un épaulement prévu pour accueillir la face avant en Vycor. Les opérations d'usinage des céramiques pour réaliser l'épaulement, le canal, et les trous aux emplacements des sondes dans le Macor, ainsi que les trous borgnes dans le Vycor pour accueillir les têtes des sondes, ont été effectuées par un verrier spécialisé. La plaque Macor a été en outre percée aux niveaux de l'entrée et de la sortie des fluides, et à des positions en périphérie de l'épaulement prévues pour insérer des vis de fixation sur le bâti supportant l'ensemble du dispositif expérimental. Le principe général de l'assemblage est très simple. Il s'agit coller la plaque Vycor sur l'épaulement usiné dans la plaque Macor. Puis les sondes Pt100 sont insérées par les trous prévus à cet effet. Enfin, l'étanchéité de la cellule d'essai doit être réalisée en comblant tous les canaux de fuite au moyen de matériaux appropriés. En pratique, plusieurs étapes sont nécessaires, souvent longues et fastidieuses.

D'abord, avant tout assemblage, nous avons vérifié si les sondes s'inséraient bien dans les trous des plaques en céramique. Les têtes de sondes entraient sans difficulté dans les trous borgnes de la plaque Vycor, par contre la plupart d'entre elles se coinçaient dans les trous traversant le Macor. Nous avons constaté que les sondes présentaient une très légère bosse à leur base. Il a fallu reprendre un par un les trous de la plaque Macor en les perçant avec un foret de 2,2 mm de diamètre, ce qui a résolu le problème.

L'étape de collage de la plaque Vycor sur la plaque Macor doit être fait minutieusement, en prenant garde d'assurer un alignement précis entre les trous traversant le Macor et les trous borgnes du Vycor prévus pour l'emplacement des sondes. La colle utilisée est la résine époxyde Duralco 4462, très mouillante et de faible viscosité, dont la tenue est garantie en fonctionnement normal pour des températures montant jusqu'à 220°C. Pour réaliser un assemblage correct, la plaque en Macor est posée sur deux supports élévateurs de type BOY comme le montre le schéma de la Figure II.6. Des forets de 2,1 mm de diamètre assurent l'alignement des trous entre le Macor et le Vycor. La colle est déposée au moyen d'une seringue sur l'épaulement, puis la plaque Macor est élevée jusqu'à venir au contact de la plaque Vycor et la soulever à peine, de sorte que les têtes des forets dépassent toujours à l'intérieur des trous borgnes. Une masse (deux gros livres) est alors posée délicatement sur l'ensemble du montage, pour un temps de séchage de la colle de deux jours.

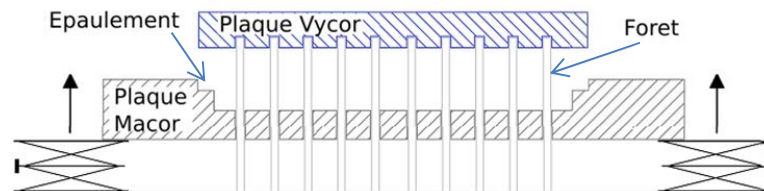


Figure II.6. Protocole d'assemblage des plaques Vycor et Macor (d'après [23]). Le dispositif assure l'alignement des trous prévus pour accueillir les sondes Pt100.

Un travail préliminaire doit être réalisé sur les sondes avant de pouvoir les insérer dans la section test. Il s'agit de mettre en œuvre les conditions qui permettront d'assurer plus tard l'étanchéité du dispositif. Des tronçons de 2 cm de long sont découpés dans un tube de gaine Kapton, et enfilés un par un sur chaque sonde jusqu'à venir en butée de l'élément sensible. On injecte alors à la seringue de la résine époxyde Duralco 4462 dans les gaines Kapton, puis les sondes sont mises à sécher pendant 48 heures sur une corde à linge, la tête dirigée vers le haut afin que la colle ne coule pas sur la surface de l'élément sensible. Bien que retenue par capillarité à l'intérieur des gaines, la résine époxyde, très mouillante, coule en partie vers le bas, le long des câbles de connexion. A l'issue du séchage, les sondes sont examinées visuellement. Celles dont les gaines ne semblent pas obstruées de façon satisfaisante par la colle sont à nouveau remplies de résine et remises à sécher. Cette opération est effectuée sur 300 sondes, pour se donner une marge au cas où certaines s'avèreraient au final défectueuses. La résine époxyde a une double fonction : elle permet d'enrober et ainsi de consolider l'amorce des câbles de connexion à la base des sondes, qui est très fragile ; elle a aussi un rôle dans l'étanchéité de la cellule d'essai, comme le montre le schéma de la Figure II.8.

Avant d'être insérées dans la cellule d'essai, les sondes sont toutes testées à l'ohmmètre afin de s'assurer de leur fonctionnalité. Sur les 300 sondes disponibles, une quinzaine d'entre elles s'est montrée défectueuse. On profite de cette vérification pour identifier et sectionner un des câbles de connexion. Nous utilisons en effet des « Pt100 3 fils » : un des deux câbles raccordés à l'enroulement de platine est dédoublé à la sortie de l'élément sensible (voir Figure II.8). Cela permet de mesurer la résistance des fils de connexion (pour des applications où l'on n'utilise qu'une seule sonde, on peut réaliser un montage en pont de Wheatstone qui élimine cette résistance). Notre système d'asservissement électronique n'étant pas conçu pour utiliser les 3 fils, l'élimination d'un des fils inutile allège le poids du dispositif et permet de se repérer un peu moins difficilement dans l'enchevêtrement des fils électriques : il n'y a ainsi au final plus que 552 câbles qui sortent de la cellule d'essai au lieu de 828. L'identification au moyen de l'ohmmètre du câble à sectionner nous a fait relever systématiquement la valeur de la résistance des câbles de connexion pour chaque sonde, qui est de  $0,058 \Omega \pm 0,002 \Omega$ .

L'insertion des sondes à l'intérieur de l'assemblage des plaques Macor et Vycor se fait ligne par ligne, du bas vers le haut, la cellule d'essai étant maintenue verticalement. Lorsqu'une ligne est complète, on y appose une double couche de résine polyuréthane pour assurer le maintien des sondes ainsi que l'étanchéité du dispositif (Figure II.7, photographie de gauche). Bien que relativement visqueuse, cette résine est susceptible de couler autour des gaines Kapton et de rentrer à l'intérieur de la cellule d'essai par capillarité. Pour minimiser ce risque, l'opération s'effectue sous un courant d'air chaud : la réaction de polymérisation qui fige la résine est accélérée par l'élévation de température. Le pistolet à air chaud est réglé à  $300^{\circ}\text{C}$ , il est positionné à environ 40 cm de la section test (Figure II.7, photographie de droite), il fonctionne de façon continue tout au long de l'opération. Chaque couche de résine est laissée à sécher une demi-heure avant l'application d'une autre couche. La résine polyuréthane utilisée est la Translux A260. C'est une

colle bi-composant, que l'on doit préparer à chaque fois pour chaque couche appliquée. La préparation consiste au mélange des deux composants dans une boîte de Petri, sous hotte aspirante, puis au dégazage du mélange dans une cloche à vide afin d'en évacuer les bulles d'air piégées.

Quand toutes les lignes de cylindres ont été ainsi montées, on pose la cellule d'essai à l'horizontale, sur sa face Vycor. Comme on peut le voir sur les photographies de la Figure II.7, l'arrière de la plaque Macor présente un évidement : on remplit celui-ci d'une ultime couche de résine polyuréthane, afin de parfaire l'étanchéité du dispositif.

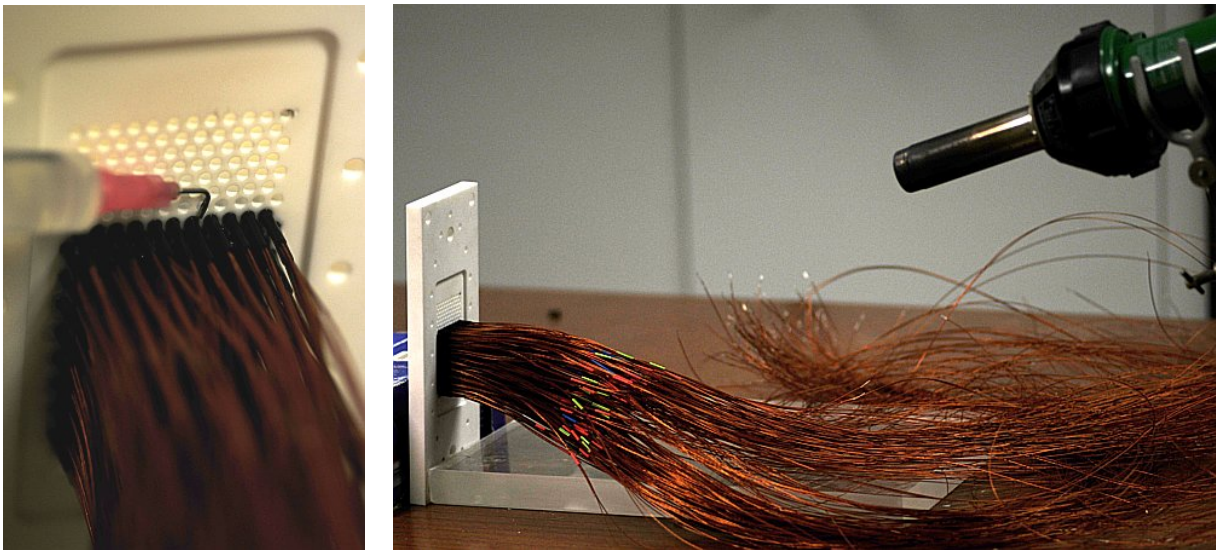


Figure II.7. Application d'une résine polyuréthane pour assurer le maintien des sondes et l'étanchéité de la cellule d'essai. Deux couches de colle sont déposées autour de chaque ligne de sondes à une demi-heure d'intervalle, sous courant d'air chaud.

La Figure II.8 montre le schéma d'une sonde intégrée dans la section test, à l'issue des opérations précédemment décrites : la colle époxyde et la résine polyuréthane assurent le maintien de la sonde ainsi que l'étanchéité du dispositif.

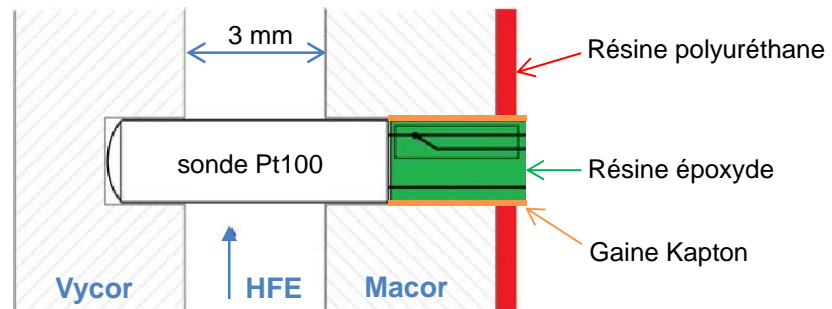


Figure II.8. Schéma d'une sonde Pt100 intégrée à la section test.

On raccorde alors les trous d'entrée et de sortie de liquide à des tuyaux souples, puis un test d'étanchéité est réalisé. On injecte à la seringue du HFE-7000 dans la cellule d'essai posée à plat, sur sa face Vycor. Lors de cette opération cinq fuites ont été détectées, provenant de l'intérieur de gaines Kapton vraisemblablement mal comblées de résine époxyde. Nous avons réinjecté de cette résine à la base des gaines identifiées comme sources de fuites, et la cellule d'essai s'est montrée à l'issue du séchage complètement étanche. Cependant, au cours de cette dernière opération, un peu de colle époxyde, très mouillante, est parvenue à couler à l'intérieur de la cellule d'essai à trois endroits. Deux de ces coulures sont visibles sur la photographie de la Figure II.9, pointées par des flèches rouges (la ligne de sondes tout en bas et la sonde centrale tout en haut sont sombres car elles ont noirci à force d'être chauffées). Ces coulures sont très visibles car elles sont opaques, de couleur orange, cependant elles correspondent à une très faible quantité de colle, qui s'est étalée sur l'intérieur de la face Vycor du fait de sa faible viscosité et de sa forte mouillabilité. Le milieu poreux n'est pas obstrué au niveau des coulures, qui ont une faible incidence sur les écoulements et uniquement dans certaines configurations (lors d'une ébullition convective à chauffage modéré, avec une puissance uniformément répartie sur la largeur de la cellule d'essai, la distribution spatiale des phases n'est pas tout à fait homogène : on observe davantage de bulles en haut à droite de la cellule d'essai).

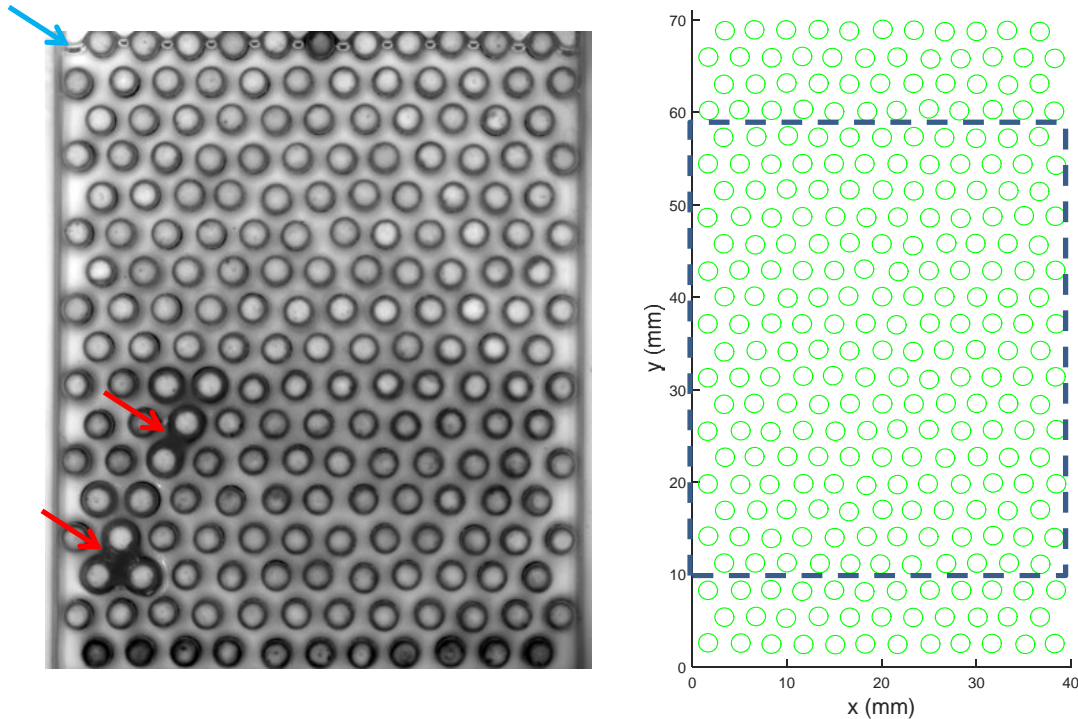


Figure II.9. A gauche : photographie du milieu poreux modèle lors de son remplissage par du HFE-7000. Le front de liquide est indiqué par la flèche bleue. Les flèches rouges pointent sur deux coulures de résine époxyde à l'intérieur de la cellule d'essai. Sur la photographie, la ligne de cylindres inférieure ainsi que le cylindre central de la ligne supérieure sont noircis du fait de leur utilisation fréquente en tant qu'éléments chauffants. A droite : le rectangle en pointillés sur le schéma correspond au cadre de la photographie de gauche.

Une fois la cellule d'essai montée, on l'intègre dans le dispositif expérimental : elle est fixée sur le bâti supportant l'ensemble du dispositif, les tuyaux d'entrée et de sortie de liquide sont raccordés à la boucle fluide, et les câbles de connexion d'une centaine de sondes sont branchés sur les modules électroniques de contrôle. Cette dernière phase est particulièrement pénible et minutieuse. D'abord, toutes les paires de câbles issues des 276 sondes sont triées : on leur enfile trois tronçons de gaines thermo-rétractables, de couleurs différentes selon la position des sondes auxquelles elles sont reliées, et on les étiquette. On comprend l'importance de ce travail de repérage lorsqu'on voit la jungle de câbles électriques qui sortent à l'arrière de la cellule d'essai (Figure II.10, photographie de gauche). Ensuite, on vient brancher les câbles des sondes que l'on souhaite alimenter et contrôler sur les modules électroniques situés dans une armoire électrique attenante au dispositif (Figure II.10, photographie de droite).

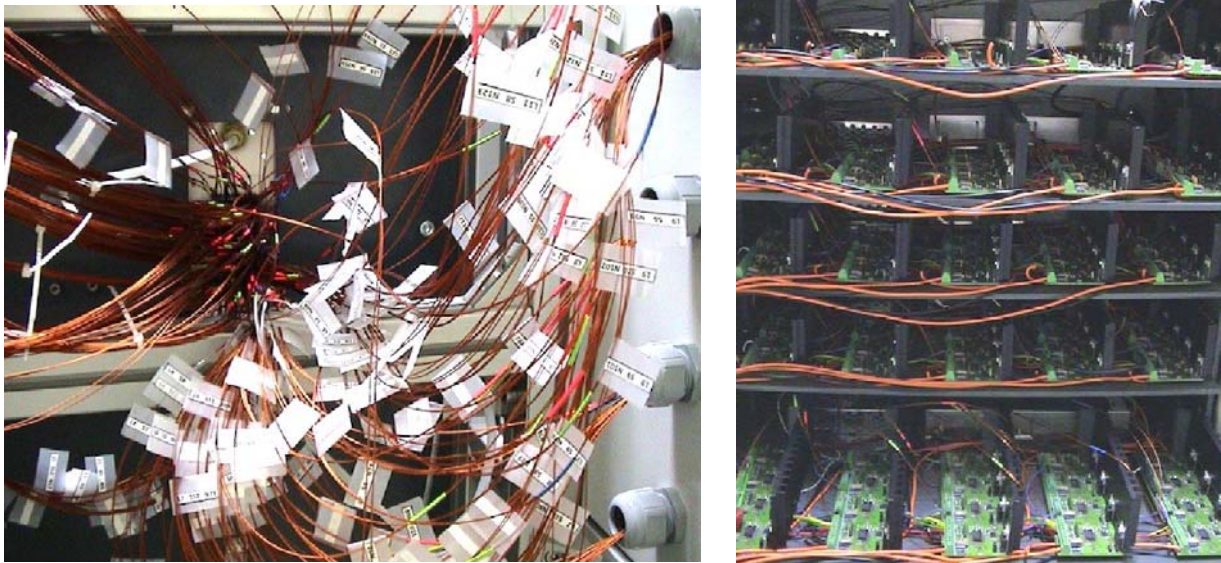


Figure II.10. A gauche : vue arrière du dispositif expérimental. 200 câbles de connexion relient 100 sondes à des modules électroniques. A droite : photographie de l'intérieur de l'armoire électrique contenant les modules.

Une fois achevés l'assemblage de la cellule d'essai et son intégration dans le dispositif expérimental, on peut rétrospectivement évaluer le temps de travail passé sur chaque sonde à plus d'une heure, la cellule d'essai étant constituée de 276 sondes.

Ensuite, plusieurs semaines sont nécessaires pour mener des tests expérimentaux afin d'améliorer et de débayer les logiciels pilotant le système d'asservissement des sondes. En effet, la réactivité du système lors d'une expérience diffère de son comportement lors de l'étalonnage, surtout dans des situations instables et instationnaires de régimes d'ébullition intense. Après chaque test, un compte-rendu des problèmes rencontrés est transmis au service Signaux et Images (voir partie II.1.2.2), qui vient en retour apporter des modifications aux logiciels de contrôle. Ces allées et venues entre tests et améliorations successives sont conduites jusqu'à ce qu'un maximum de modules électroniques se comportent de façon satisfaisante en condition expérimentale. Lors de cette phase de test, 4 modules défectueux ont été identifiés et nous avons constaté qu'au-delà de 86 modules contrôlés simultanément, le système d'asservissement ne parvenait plus à suivre (problèmes de conflits de communication entre les modules et l'ordinateur, dus à la conception de l'architecture globale du système).

Précisons qu'une première cellule d'essai avait été réalisée lors d'une thèse précédente [23], sur laquelle nous avons mené de nombreux essais préliminaires non rapportés dans ce mémoire (quelques-uns d'entre eux sont néanmoins présentés dans la partie III.2 sur les traitements d'images). Dans ce dispositif, la plupart des éléments chauffants étaient contrôlables par groupes de 4 ou 5 éléments voisins alignés horizontalement au moyen de 60 modules électroniques. La



puissance maximale applicable à chaque sonde s'en trouvait relativement limitée et ne permettait pas d'atteindre l'assèchement du milieu poreux (voir partie V.2). De plus, suite à des problèmes d'asservissement électronique, plus d'une quinzaine de cylindres avaient surchauffé et étaient hors d'usage. Ce sont les raisons essentielles pour lesquelles nous avons réalisé une nouvelle section test. Les principales améliorations apportées par rapport à la version précédente sont le contrôle individuel des éléments chauffants, l'augmentation de la puissance totale applicable au dispositif, l'extension du dispositif d'asservissement à 100 modules électroniques, l'étalonnage des modules accompagné de tests rigoureux ainsi que le débogage des logiciels de pilotage.

Nous présentons maintenant la boucle fluide dans laquelle est intégrée la cellule d'essai. Elle permet de contrôler le débit de liquide injecté, la température d'injection, ainsi que la pression.

### II.1.5. La boucle fluide : matériel et instrumentation

La boucle fluide est schématisée sur la Figure II.11. Le remplissage de la boucle s'effectue en plusieurs temps. On isole tout d'abord la cellule d'essai en basculant deux vannes trois voies vers un court-circuit (noté *by-pass* dans la Figure II.11). Au moyen de la pompe à vide, la boucle court-circuitée est dépressurisée. On bascule alors une vanne trois voies au niveau de la pompe à vide vers le tuyau de remplissage plongé dans une bouteille de HFE-7000 : le liquide est aspiré vers le réservoir principal. La section test est alors reconnectée à la boucle fluide en basculant à nouveau les vannes au niveau du court-circuit. La pompe à engrenages est ensuite mise en route pour faire circuler le liquide. Le remplissage complet de la boucle est assuré finalement par gravité, en élevant le tuyau souple de remplissage et la bouteille de HFE-7000 au-dessus du dispositif expérimental (lors de cette phase, on desserre à peine une vis insérée sur le dessus du réservoir de sorte à créer une toute petite ouverture que l'on referme une fois le remplissage terminé). La dépressurisation de la boucle en court-circuit n'est pas indispensable pour le remplissage, mais elle est utile pour chasser un maximum d'air avant l'introduction du HFE-7000, afin qu'un minimum de gaz ne soit dissous dans le liquide au moment de l'opération.

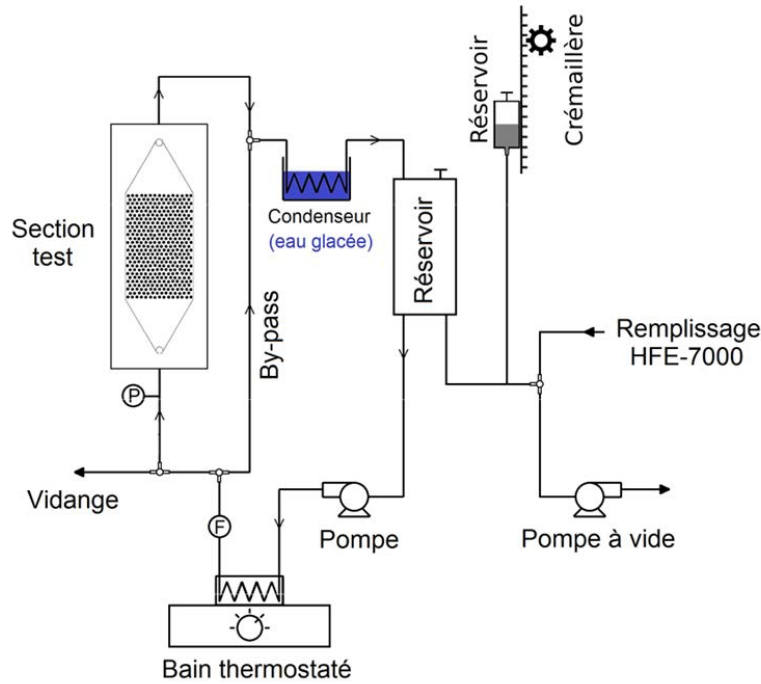


Figure II.11. Boucle fluide (d'après [23]). P : capteur de pression hydrostatique ; F : débitmètre liquide.

La stabilité du débit d'injection de liquide est importante dans les expériences de détection de flux critique (CHF) en convection forcée : les fluctuations de débit sont connues pour pouvoir provoquer une crise d'ébullition prématurée (*premature CHF*, voir par exemple [96], [97]). La pompe à engrenages, qui assure un excellent contrôle du débit de liquide, est un candidat de choix pour l'étude du CHF en régime permanent en convection forcée [98]. De plus, raccordée convenablement à la boucle fluide, elle garantit l'absence de fuites même pour des liquides très mouillants et de faible viscosité comme le HFE-7000<sup>3</sup>. La tête de pompe est constituée de matériaux chimiquement inertes et son entraînement magnétique ne nécessite aucun lubrifiant : elle n'est source d'aucune pollution.

En sortie de pompe, un serpentin est immergé dans un bain thermostaté à circulation : cela permet de contrôler la température d'injection du liquide dans la section test. Pour toutes nos expériences, la température du bain est fixée à 33,5°C, très légèrement en dessous de la température de saturation du HFE-7000. La température d'injection est prise au niveau de la ligne de sondes la plus basse dans la cellule d'essai : on mesure leur résistance à l'ohmmètre et on en

<sup>3</sup> Voir le paragraphe 5 de cette note interne du CERN, accessible à l'adresse suivante : [https://detector-cooling.web.cern.ch/detector-cooling/data/3M\\_FAQ\\_Fluorinert.pdf](https://detector-cooling.web.cern.ch/detector-cooling/data/3M_FAQ_Fluorinert.pdf)

déduit leur température au moyen de l'équation (II.1). La pression hydrostatique en entrée de cellule d'essai est mesurée par un capteur de pression relative à membrane. On peut la faire varier par système gravitaire au moyen d'un réservoir annexe monté sur une crémaillère. Un débitmètre liquide à effet Hall mesure le débit d'injection. Le capteur de pression et le débitmètre sont connectés par le biais d'une interface USB à un ordinateur qui permet le monitoring en temps réel de la pression et du débit dans le circuit.

Les expériences d'ébullition convective génèrent de la vapeur qui est condensée en sortie de section test dans un serpentin immergé dans un bain froid. Les gaz incondensables (essentiellement de l'air) parviennent dans le réservoir principal : on les évacue en desserrant la vis insérée dans le capot du réservoir, qui fait office de vanne. Au préalable de toute expérience, on fait fonctionner la boucle fluide en faisant bouillir le HFE-7000 dans la section test pendant plus d'une heure, et en évacuant régulièrement du réservoir les gaz incondensables : on assure ainsi le dégazage du HFE-7000. A l'issue de cette opération, on n'observe plus d'arrivée de gaz dans le réservoir.

Nous listons ci-dessous les références des éléments importants utilisés dans la boucle fluide :

- débitmètre liquide : marque Bio-Tech, référence FCH-m-PP-LC
- capteur de pression : marque Hygrosens, référence DRMOD-I2C-RV1
- pompe à engrenages : marque Ismatec, référence BVP-Z
- tête de pompe : marque Micropump, référence 186 1 82ml/min

La Figure II.12 montre une photographie de face de l'ensemble du dispositif expérimental.

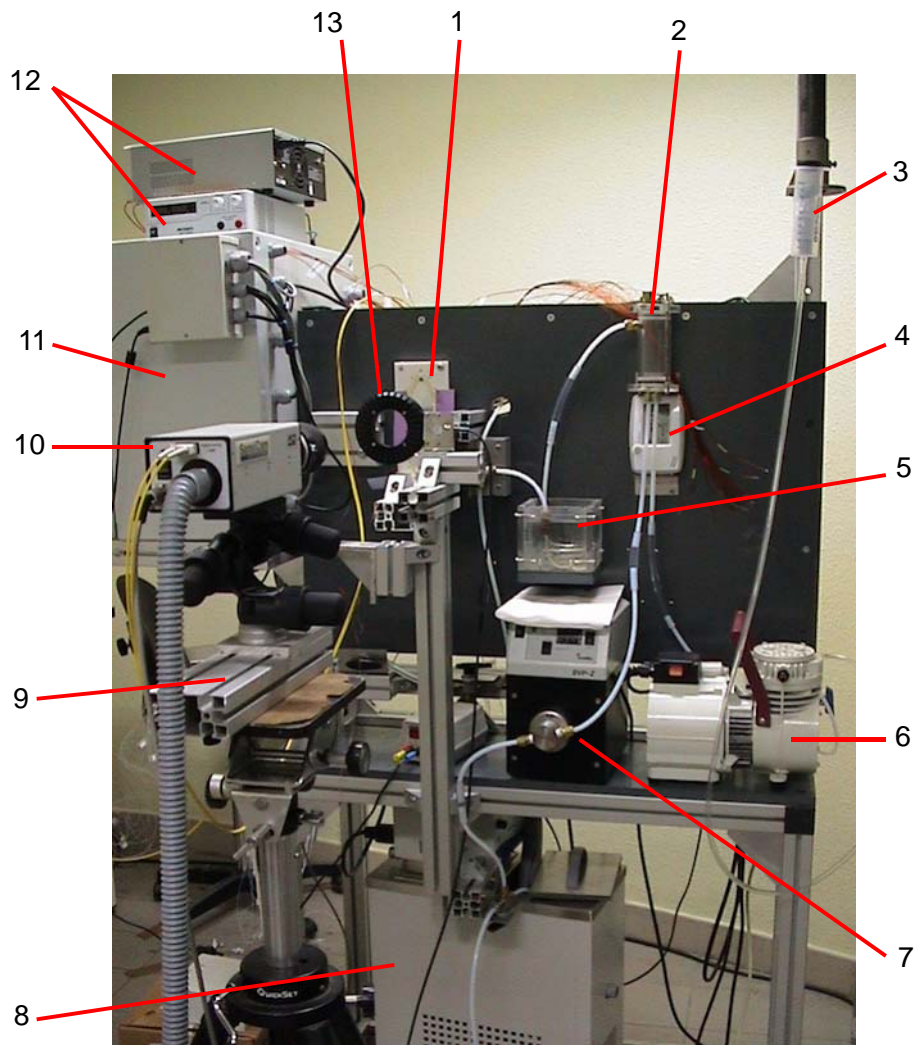


Figure II.12. Photographie du dispositif expérimental. 1 : Cellule d'essai. 2 : Réservoir principal. 3 : Réservoir annexe monté sur crémaillère, pour réguler la pression. 4 : Thermomètre pour la mesure de la température ambiante. 5 : Condenseur. 6 : Pompe à vide. 7 : Pompe à engrenages. 8 : Bain thermostaté. 9 : Support coulissant pour caméra. 10 : Caméra. 11 : Armoire électrique contenant les modules électroniques de contrôle. 12 : Alimentations des modules. 13 : Eclairage annulaire frontal.

Le débitmètre que nous utilisons garantit une tolérance sur les mesures de débit de  $\pm 2\%$ , pour des liquides de viscosité comprise entre 0,5 et 10 mPa.s ; or la viscosité du HFE-7000 est de l'ordre de 0,42 mPa.s à 33°C, température à laquelle il parvient dans le débitmètre. Un étalonnage du débitmètre est donc nécessaire. La méthode classique qui consiste à peser le liquide débité pendant un temps donné est difficile à mettre en œuvre dans notre situation, car nos débits sont faibles (de l'ordre de la dizaine de ml.min<sup>-1</sup>) et le HFE-7000 est très volatile (on voit s'évaporer à vue d'œil une petite flaque de 5 cm de diamètre étalée par terre, pour disparaître complètement en une minute environ). Nous avons choisi d'estimer le débit à partir de la vitesse de front du liquide dans

la section test, lors de son remplissage, évaluée grâce à des visualisations à la caméra rapide. Le cadre des prises de vue est celui représenté sur la Figure II.9. Pour différentes vitesses de rotation de la pompe à engrenages (en tours par minute, tpm), on enregistre à la caméra rapide des vidéos du front de HFE-7000 liquide remplissant la section, tout en notant le débit relevé par le débitmètre. Entre chaque prise de vue, la cellule d'essai est vidée et l'on attend quelques minutes que le HFE-7000 résiduel s'évapore complètement. La vitesse de filtration d'ascension du front de liquide  $v_{inj}$  est déterminée en comptant le nombre d'images entre le passage du front au milieu de la ligne inférieure des images, et son arrivée au milieu de la ligne supérieure. La distance parcourue, de 16 lignes, correspond à une longueur de 46,2 mm. Le nombre d'images divisé par la fréquence d'acquisition donne le temps de parcours. Les résultats sont regroupés dans le Tableau II.1 ; les chiffres indiqués en italique sont situés en dehors de la plage de mesure théorique du débitmètre, qui va de 15 ml.min<sup>-1</sup> à 800 ml.min<sup>-1</sup>.

Rotation de la pompe (tpm)	Nombre d'images pour parcourir 46,2 mm	Fréquence d'acquisition (Hz)	Vitesse de filtration $v_{inj}$ (mm.s <sup>-1</sup> )	Débit volumique (ml.min <sup>-1</sup> )	Mesure au débitmètre (ml.min <sup>-1</sup> )
50	443	10	1,04	5,2	
100	431	20	2,14	10,7	<i>11,0</i>
150	425	30	3,26	16,2	<i>13,5</i>
200	427	40	4,33	21,5	21,5
300	425	60	6,52	32,4	32,9
400	428	80	8,64	42,9	45,3
600	426	120	13,01	64,7	66,9

Tableau II.1. Etalonnage de la pompe à engrenages.

Finalement, on se sert de ces résultats comme points d'étalonnage de la pompe à engrenages : le débitmètre nous sert essentiellement à vérifier que la pompe ne se dérègle pas et qu'elle n'occasionne pas de fluctuations de débit, en observant la stabilité du signal délivré.

### II.1.6. Le système de visualisation

Pour caractériser les régimes d'écoulements dans notre cellule d'essai, deux types de visualisations directes ont été effectués. Une caméra PCO Sensicam a été utilisée pour enregistrer des images des écoulements à une fréquence de 1 Hz imposée par un générateur de fonction externe, dans l'objectif d'obtenir des données statistiques (par exemple, des distributions de tailles de bulles). Une caméra rapide PCO Dimax a quant à elle servi à réaliser des vidéos des

écoulements à une fréquence d'acquisition d'images allant jusqu'à 1200 Hz. Une telle résolution temporelle permet de suivre l'évolution des bulles. Les caméras Sencicam et Dimax sont dotées respectivement d'un capteur CCD 1280x1024 pixels et d'un capteur sCMOS 2016x2016 pixels, ce qui donne sur un champ visuel englobant toute la largeur du milieu poreux modèle une résolution spatiale de 31,5 pixels.mm<sup>-1</sup> pour la Sencicam et de 49,6 pixels.mm<sup>-1</sup> pour la Dimax (l'échelle est obtenue en divisant la largeur du milieu poreux mesurée en pixels sur les images par la valeur réelle qui est de 40 mm). Ces deux capteurs codent le signal sur 12 bits : les niveaux de gris obtenus sur les images sont compris entre 1 et 4096. Le mouvement des bulles étant rapide, le temps d'exposition des images doit être fixé en dessous de 1 ms afin de minimiser les flous de bougé. Pour certaines de nos acquisitions à la Dimax, nous sommes descendus à un temps d'exposition de 300 µs.

Le temps d'exposition relativement court doit être compensé par un éclairage adéquat pour obtenir des images suffisamment contrastées. La cellule d'essai possédant une face arrière opaque, nous utilisons un éclairage frontal annulaire TPL Vision HPRING WHI. Celui-ci est constitué de 12 diodes électroluminescentes haute puissance. Leur alimentation se fait par une source de courant dédiée TPL Vision Full Control, qui garantit une excellente stabilité de l'intensité de l'éclairage. L'anneau de diodes a un diamètre interne de 58 mm, il est assez grand pour positionner l'objectif de la caméra dans l'axe de l'anneau sans que celui-ci obstrue le champ de vision.

L'inconvénient principal de ce dispositif est qu'il produit des reflets d'éclairage sur la face avant Vycor de la cellule d'essai. Pour éliminer ces reflets, un filtre polariseur est fixé sur l'éclairage. Un second filtre polariseur, qui fait office d'analyseur, est placé sur l'objectif ; il est monté sur une bague tournante. Les rayons lumineux reflétés sur la face avant Vycor sont toujours polarisés rectilignement, contrairement à ceux qui pénètrent à l'intérieur de la cellule d'essai et en ressortent après réflexion sur la face arrière en Macor, qui ont subi de nombreuses réfractions, réflexions et diffractions. En tournant le filtre polariseur de l'objectif, on parvient à trouver une position qui annule la lumière issue des reflets sur le Vycor tout en laissant pénétrer celle provenant de l'intérieur de la cellule d'essai. Les images obtenues avec la caméra sont ainsi exemptes des reflets d'éclairage.

Cependant, l'atténuation de l'intensité lumineuse par les filtres polarisants ainsi que par la réflexion sur le Macor conduit à des images de faible dynamique (la dynamique d'une image est son étendue en niveaux de gris) : les images obtenues sont faiblement contrastées. La Figure II.13 montre un exemple de visualisation brute d'un écoulement diphasique.

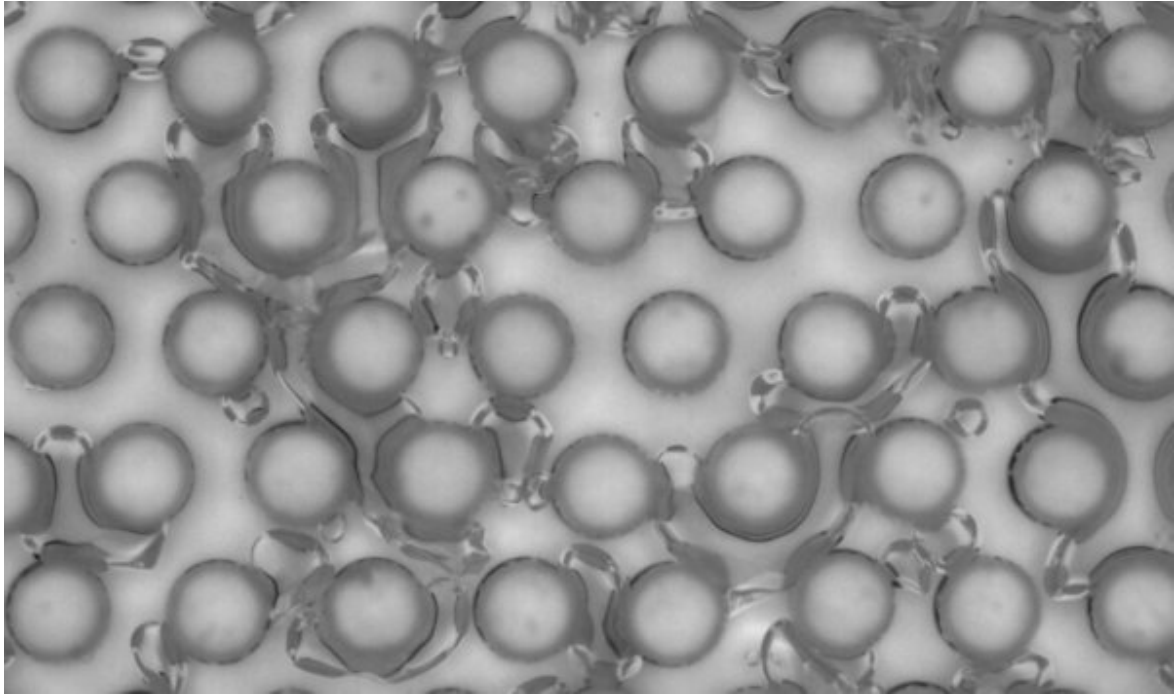


Figure II.13. Exemple de visualisation d'écoulement diphasique dans la cellule d'essai.

Sur cette image, outre le mauvais contraste global, on observe que les bulles sont polluées par de nombreux reflets lumineux sur les plots cylindriques environnant, de sorte que leurs niveaux de gris s'étendent sur une palette couvrant pratiquement toute l'étendue de la dynamique de l'image. C'est une des raisons principale pour lesquelles les bulles sont très difficiles à repérer par détection de contour. En outre, des effets tridimensionnels sont présents du fait de la profondeur de 3 mm de l'espace poral : certaines bulles, assez grosses, s'appuient sur les parois du dispositif, alors que d'autres plus petites sont entourées de liquide ; parfois, des bulles se chevauchent. Plus généralement, l'analyse quantitative de ces images présente de nombreuses difficultés (ce point sera abordé au Chapitre III).

Nous présentons dans la suite de ce chapitre des mesures de flux d'assèchement que nous avons réalisées avec le dispositif expérimental que nous venons de décrire. Auparavant, nous rappelons quelques éléments bibliographiques sur l'assèchement d'un lit de débris.

## II.2. Flux d'assèchement dans un lit de débris

### II.2.1. Considérations générales

Dans la littérature, le renoyage fait l'objet de deux grands types d'études expérimentales. Les unes consistent à étudier les effets de l'injection de liquide dans un lit de particules initialement sec et surchauffé (*quenching experiments* [59]) ; les autres s'intéressent au seuil de puissance thermique à partir duquel une zone sèche apparaît dans un lit de particules initialement saturé de liquide (*dryout experiments* [35]). Dans les deux cas, l'alimentation en liquide peut se faire soit par le dessus du lit (*top flooding* ou *top cooling*, « renoyage par le haut »), soit par le dessous (*bottom flooding* ou *bottom cooling*, « renoyage par le bas »). Ce chapitre concerne des expériences d'assèchement d'un milieu poreux modèle chauffant initialement saturé de liquide, dans une configuration « renoyage par le bas ». L'objectif est de mesurer le flux critique d'assèchement (DHF, *Dryout Heat Flux*) pour différents débits d'injection de liquide. Généralement, ce flux d'assèchement (qui est rigoureusement une densité surfacique de flux thermique) est défini comme étant le rapport de la puissance totale dégagée par le lit de particules à sa section transversale, lorsqu'une zone sèche apparaît dans le milieu ; l'aire considérée pour le calcul du DHF comprend la totalité des sections des pores et des particules solides (*superficial cross section area*, [99]). C'est la définition que nous adoptons.

Les principaux paramètres qui impactent le flux d'assèchement sont la hauteur du lit [100], la taille des particules [99], leur forme [37] (précisons toutefois que, le plus souvent, les expériences sont menées dans des lits de billes sphériques). Dans le cas où l'approvisionnement en liquide se fait par recondensation de la vapeur au-dessus du lit, l'effet de la hauteur de la piscine de liquide a aussi été étudié. En ce qui concerne la configuration de renoyage par le bas, le débit d'injection de liquide est un paramètre déterminant. Les observations montrent que le flux d'assèchement croît avec le débit [101], [102].

La plupart des études expérimentales ont été réalisées sur des lits de géométrie cylindrique [3], [36], [37], [101]. Certains auteurs ont mené des expériences dans des lits bidimensionnels de géométrie parallélépipédique [39], [103], [104]. Quelques tests ont aussi été effectués dans un lit de particules en forme de cône [40]. Dans la grande majorité des cas, le chauffage du lit est obtenu par induction : les particules métalliques subissent un effet Joule dû à un courant induit par un champ magnétique alternatif, créé à partir d'un bobinage qui encercle la section test. Plus rarement, d'autres procédés de chauffage ont été utilisés (énergie nucléaire pour des particules radioactives par exemple) ; Decossin [39] dresse un tableau des campagnes de mesure du flux d'assèchement décrites dans la littérature, en détaillant les différents moyens de chauffage mis en œuvre.

La recherche du flux d'assèchement se fait de façon quasi-statique, en incrémentant par petits paliers la puissance de chauffe et en attendant à chaque stade l'établissement d'un régime



permanent. La détection de la première apparition d'une zone sèche se fait très généralement au moyen de thermocouples disposés dans le lit de particules : on constate alors une brusque et significative augmentation de la mesure de température fournie par les thermocouples situés au voisinage de la zone sèche. La puissance de chauffe relevée à ce stade (*incipient dryout power* [105]) est celle à partir de laquelle est calculé le flux d'assèchement. De façon évidente, la détection de l'assèchement dépend donc de la densité et de la répartition des thermocouples dont est muni le lit de particules. Autant un nombre trop élevé de thermocouples peut poser question sur le caractère intrusif de l'instrumentation, autant un nombre limité conduit au risque très probable de ne pas détecter l'apparition du premier point sec et de surestimer ainsi le flux d'assèchement. Le milieu poreux modèle que nous utilisons ne possède aucun de ces désavantages : il est constitué de sondes thermo-résistives chauffées par effet Joule, de sorte que les mesures de température sont prises localement sur chaque élément chauffant, et de manière non intrusive. En revanche, les pertes thermiques sont difficiles à évaluer sur un tel dispositif (voir Annexe B).

Lipinski est le premier auteur à avoir proposé un modèle 1D complet pour déterminer le flux d'assèchement, qui prend en compte les effets inertiels de l'écoulement diphasique, les effets gravitaires et capillaires, les deux cas possibles d'alimentation en liquide (par le haut ou par le bas), la stratification éventuelle du lit, ainsi que la possibilité d'une fluidisation de la partie haute du lit, conduisant à l'établissement de chemins préférentiels pour la vapeur (dans ce cas il se forme des canaux de vapeur en haut du lit, on parle d'effet de *channeling*). Nous décrivons ci-après la méthode d'obtention du modèle de Lipinski, qui, bien qu'établi au début des années 80, fait encore référence dans le domaine. Nous ne présenterons pas les aspects liés au *channeling*, ce phénomène étant inexistant dans le cas d'un milieu consolidé tel que l'est notre dispositif expérimental ; le lecteur intéressé par ce point pourra se référer à l'article original de Lipinski [105].

### II.2.2. Le modèle 1D de Lipinski

Le principe physique de ce modèle est le suivant : au-delà d'une puissance thermique seuil dégagée par le milieu poreux, la production de vapeur est telle que cette dernière bloque l'accès du liquide à une certaine zone ; l'inaccessibilité du liquide à cette zone asséchée est aussi due au fait qu'il se vaporise à son approche. La modélisation consiste à coupler les équations de bilans de masse, d'énergie, et de quantité de mouvement. Une équation différentielle du premier ordre est obtenue, dont les inconnues principales sont la densité surfacique de flux thermique dissipé et la saturation en liquide du milieu. En résolvant numériquement cette équation pour différentes valeurs de flux thermique, on obtient des courbes de saturation en fonction de la hauteur dans le lit. Lorsqu'une de ces courbes atteint une saturation nulle à une certaine hauteur, c'est qu'une zone sèche est apparue ; le flux thermique pour lequel elle a été calculée est le flux d'assèchement (cette courbe permet aussi de déterminer l'élévation à laquelle se situe la zone sèche).

Pour établir ce modèle, outre le cadre monodimensionnel dans lequel il se place (les vitesses des phases fluides sont donc verticales, on ne s'intéresse qu'à leur valeur scalaire), les hypothèses suivantes sont faites. On se place en régime permanent. Les pertes thermiques sont négligées. Les phases solide, liquide, vapeur, sont supposées être à l'équilibre thermique :  $T_s = T_v = T_l = T_{sat}$ . Ainsi, toute la puissance dégagée par la matrice solide sert uniquement à vaporiser le liquide. Les propriétés physiques des phases fluides sont supposées constantes. La puissance volumique  $\varpi_s$  dissipée par la matrice solide est considérée comme étant uniforme sur l'ensemble du lit de débris. Le repérage spatial s'effectue sur un axe ( $Oz$ ) vertical ascendant qui prend son origine  $z = 0$  à la base de la zone chauffée du lit.

Le bilan énergétique s'effectue à la hauteur  $z$  sur une tranche du lit de débris de volume infinitésimal  $Sdz$ ,  $S$  étant la section horizontale du lit de débris. Sous les hypothèses mentionnées ci-dessus, pendant la durée  $dt$ , l'énergie fournie par la matrice solide  $\varpi_s Sdzdt$  sert à vaporiser une masse de liquide  $dm_v$  égale à la différence entre la masse de vapeur sortant du volume et celle y entrant :  $dm_v = \rho_v S(\langle v_v \rangle|_{z+dz} - \langle v_v \rangle|_z)dt$ . Nous conservons la notation  $\langle v_v \rangle$  pour rester cohérents avec notre nomenclature, le modèle mettant en jeu des vitesses superficielles (Lipinski utilise la notation  $V_v$ , d'autres auteurs  $j_v$ ). On obtient ainsi,  $h_{lv}$  étant l'enthalpie de vaporisation :

$$\varpi_s = \rho_v h_{lv} \frac{d\langle v_v \rangle}{dz} \quad (\text{II.8})$$

L'intégration de l'équation (II.8) donne

$$\rho_v \langle v_v \rangle|_z h_{lv} = \int_0^z \varpi_s dz = q \quad (\text{II.9})$$

où  $q$  est la densité de flux surfacique à la hauteur  $z$ . Dans le cas d'une puissance volumique  $\varpi_s$  uniforme, on a simplement  $q = \varpi_s z$ .

La conservation de la masse s'écrit :

$$\rho_v \frac{d\langle v_v \rangle}{dz} + \rho_l \frac{d\langle v_l \rangle}{dz} = 0 \quad (\text{II.10})$$

Pour un lit de débris « renoyé par le bas », c'est-à-dire où l'on injecte un débit constant de liquide par sa base, cette équation s'intègre de 0 à la hauteur  $z$  sous la forme :

$$\rho_v \langle v_v \rangle|_z + \rho_l \langle v_l \rangle|_z = \rho_l v_{inj} \quad (\text{II.11})$$

Notons que dans le cas d'un « renoyage par le haut », le second membre est nul dans l'équation (II.11).

Les équations de quantité de mouvement pour les phases liquide et vapeur, exprimées à la hauteur  $z$ , font appel à la loi de Darcy généralisée, avec addition de termes inertiels :

$$\frac{d\langle p_l \rangle^l}{dz} + \rho_l g + \frac{\mu_l}{K k_{rl}} \langle v_l \rangle + \frac{\rho_l}{\eta \eta_{rl}} |\langle v_l \rangle| \langle v_l \rangle = 0 \quad (\text{II.12})$$

$$\frac{d\langle p_v \rangle^v}{dz} + \rho_v g + \frac{\mu_v}{K k_{rv}} \langle v_v \rangle + \frac{\rho_v}{\eta \eta_{rv}} |\langle v_v \rangle| \langle v_v \rangle = 0 \quad (\text{II.13})$$

Ces équations sont couplées par une relation de pression capillaire (déterminée par une fonction de Leverett  $J(S_l)$ ) qui prend en compte l'angle de contact liquide-solide  $\theta$  :

$$\langle p_v \rangle^v - \langle p_l \rangle^l = J(S_l) \sigma \cos \theta \sqrt{\frac{\varepsilon}{K}} \quad (\text{II.14})$$

Les différents paramètres qui interviennent dans les équations (II.12) à (II.14) sont explicités dans la partie I.4 de ce manuscrit. Ils s'expriment tous en fonction de la perméabilité du milieu poreux et de la saturation en liquide, selon des corrélations qui peuvent varier selon les auteurs. En combinant les équations (II.9) et (II.11) à (II.14) (et en différenciant au besoin certaines de ces équations par rapport à  $z$ ), Lipinski aboutit à une unique équation différentielle qui gouverne l'état de saturation dans le lit de particules chauffantes. Nous ne détaillons pas ici cette équation, notre but étant juste d'expliquer la démarche suivie pour établir le modèle. Retenons simplement que ce modèle 1D permet de prévoir l'apparition à une hauteur  $z$  d'une zone d'assèchement plane, horizontale, mais pas d'un volume asséché qui serait plus localisé. En outre, les résultats qu'il fournit dépendent du choix des corrélations utilisées pour estimer les différents paramètres qui interviennent, notamment les perméabilités et passabilités relatives. Notons que certains auteurs, tout en suivant une démarche formellement identique à celle de Lipinski, incluent dans leur modèle un terme de frottements interfaciaux liquide-vapeur au niveau des équations (II.12) et (II.13) [10].

Nous présentons maintenant les expériences d'assèchement que nous avons réalisées, dans une configuration de renoyage par le bas. Deux types de phénoménologies d'assèchement ont été mis en évidence. Pour des débits d'injection de liquide assez faibles, l'assèchement dans la cellule d'essai se traduit par une vaporisation totale du liquide injecté : en aval de la zone chauffée, l'écoulement est monophasique vapeur. En augmentant le débit d'injection, on observe à partir d'un certain seuil un assèchement très localisé, déclenché par une crise d'ébullition autour d'un unique élément chauffant, tandis qu'un écoulement diphasique liquide-vapeur continue de parcourir l'aval de la cellule d'essai.

### II.3. Expériences d'assèchement en milieu poreux modèle chauffant

Le refroidissement efficace d'un lit de débris par renoyage nécessite que l'eau liquide injectée dans le lit soit en contact avec les débris. En situation d'ébullition convective, une puissance thermique importante peut-être extraite des débris radioactifs du fait de l'enthalpie de vaporisation élevée de l'eau. Mais si une zone du lit de débris se trouve asséchée, les débris radioactifs qui sont isolés de l'eau liquide par une couche de vapeur voient leur température augmenter brutalement, du fait de la faible conductivité thermique de la vapeur : les échanges thermiques entre la zone asséchée et son environnement sont très fortement dégradés, bien que les échanges par conduction, convection et rayonnement subsistent [36]. L'assèchement du lit de débris est ainsi considéré comme le facteur limitant la possibilité de le refroidir efficacement par renoyage. Autrement dit, le flux critique auquel apparaît l'assèchement est le flux thermique maximal que le liquide injecté peut extraire au lit de débris par ébullition convective.

Nous présentons ici une série d'expériences que nous avons effectuées pour déterminer ce flux d'assèchement en régime permanent dans notre milieu poreux modèle chauffant, en fonction du débit de liquide injecté dans le milieu. Pour l'ensemble de ces expériences, la pression hydrostatique de liquide en entrée de la section test est maintenue à 1,17 bar ( $\pm 15$  mbar) et la température d'injection est régulée à 29,5°C ( $\pm 1,5$ °C). Cette température est mesurée sur les deux sondes Pt100 centrales de la ligne de cylindres la plus basse de la section test. Le milieu poreux non chauffé est initialement parcouru par un écoulement monophasique ascendant de HFE-7000 liquide à un débit donné fixé. Une puissance thermique est alors appliquée de façon homogène à ensemble de sept lignes successives d'éléments chauffants, de sorte à générer de l'ébullition convective. Les cylindres chauffés sont ceux représentés en rouge sur la Figure II.14. La puissance est ensuite augmentée par paliers jusqu'à ce qu'un assèchement soit détecté dans la cellule d'essai.

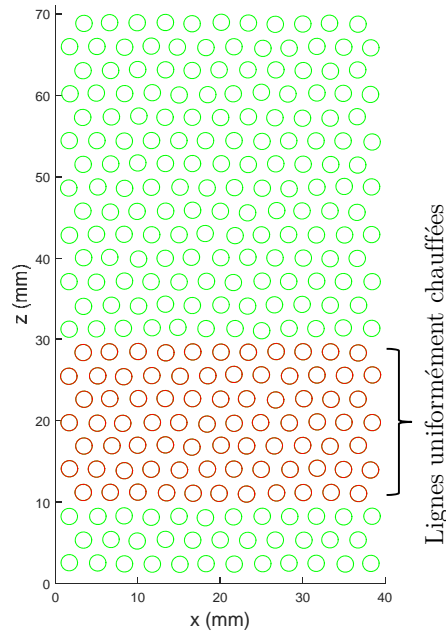


Figure II.14. Configuration de chauffage pour les expériences d'assèchement du milieu poreux modèle : les cercles représentent les plots cylindriques de la section test ; les cercles de couleur rouge sont les cylindres chauffés par une puissance uniformément répartie.

### II.3.1. Assèchement total de la partie aval du milieu poreux

Après avoir appliqué le premier palier de puissance thermique qui génère de l'ébullition convective, on attend le régime permanent en inspectant régulièrement le relevé des températures des cylindres : les parois en céramique de la section test mettent plusieurs minutes à atteindre l'équilibre thermique, du fait notamment de leur capacité calorifique bien plus élevée que celles des cylindres chauffants. Lorsque les températures des cylindres restent stationnaires sur une durée d'une dizaine de minutes, on considère que les parois en céramique sont aussi en équilibre thermique et que le régime permanent est atteint. On augmente alors progressivement la puissance uniformément appliquée aux cylindres. À chaque incrément de puissance, on attend le régime permanent et on inspecte visuellement l'écoulement diphasique dans la section test. Lorsqu'on observe que très peu de liquide atteint la sortie de la section test, on continue d'incrémenter la puissance par le plus petit palier que le permet notre système de contrôle des sondes, qui est de l'ordre de 20 mW par élément chauffant. À un certain seuil de puissance on finit par observer un lent recul du front de liquide dans la partie haute de la section test. Ce front descend très progressivement jusqu'à venir se stabiliser au niveau de la ligne supérieure de la zone des cylindres chauffés. Depuis le début du recul du front jusqu'à sa stabilisation en position finale, il se passe environ 10 à 25 minutes selon les expériences. La durée totale d'une expérience d'assèchement est

de deux à trois heures. Dès le début l'ébullition est intense, et le HFE-7000 a le temps de dégazer avant la phase d'approche du flux d'assèchement qui a lieu les trois derniers quarts d'heure (le début de cette « phase d'approche » correspond à l'instant où peu de liquide atteint la sortie de la section test et où l'on applique alors des incréments de puissance de l'ordre de 20 mW par élément chauffant).

Lorsque le front de liquide parvient à sa position finale en haut de la zone chauffée, les relevés thermiques montrent une brusque augmentation des températures des sondes de la ligne supérieure de la zone chauffée (Figure II.15) : ces sondes sont asséchées. L'exemple donné en Figure II.15 est issu d'une expérience où le débit est fixé à  $10,7 \text{ ml}\cdot\text{min}^{-1}$  (soit une vitesse de filtration de  $2,1 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$ ) et où la puissance uniformément dégagée par le milieu chauffant est de 42,6 W. Chaque courbe représente l'évolution de la température d'une sonde donnée en fonction du temps. On relève à ce stade la puissance totale uniformément délivrée aux sondes comme étant celle correspondant au flux d'assèchement pour le débit d'injection considéré. Sur la Figure II.15 ne figure qu'une sélection significative des enregistrements thermiques : la présentation simultanée sur un même graphique des 80 courbes correspondant aux mesures sur les 80 sondes chauffantes est peu lisible et n'apporte pas de complément d'information. Par la suite, les figures relatives aux relevés thermiques des expériences d'assèchement présenteront toutes une sélection limitée de mesures significatives, afin de ne pas surcharger les graphiques. Notamment, les 4 courbes correspondant aux températures minimale et maximale des sondes asséchées et des sondes refroidies par ébullition convective sont toujours tracées.

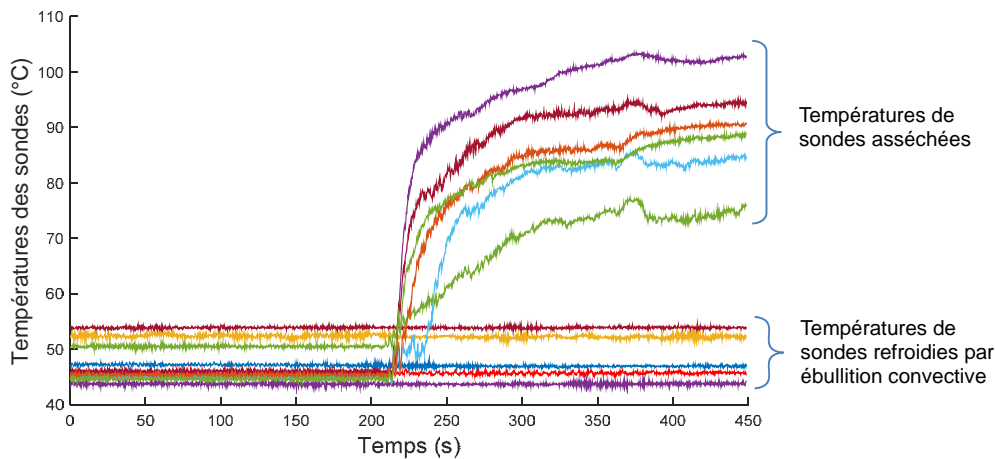


Figure II.15. Augmentation brusque de la température des sondes de la ligne supérieure de la zone chauffée au moment où celles-ci sont asséchées.

Parfois, alors que le front de liquide a visuellement atteint la ligne supérieure de la zone chauffée, les relevés thermiques indiquent que des sondes subissent des cycles successifs d'assèchement et de remouillage (Figure II.16, les données sont extraites d'une expérience où le

débit est de  $16,2 \text{ ml}\cdot\text{min}^{-1}$ , et la puissance thermique totale est de  $61,4 \text{ W}$ ). Les sondes étant régulièrement refroidies par remouillage, nous considérons que le flux d'assèchement n'est pas tout à fait atteint. La puissance appliquée aux cylindres est alors très légèrement augmentée, et on bascule dans un régime où la température des sondes de la ligne supérieure de la zone chauffée est constamment très élevée (Figure II.17, la puissance totale est de  $62,3 \text{ W}$ ). Ces sondes sont asséchées de façon permanente, on considère que l'on a atteint le flux d'assèchement et on relève la puissance correspondante qui est délivrée aux sondes.

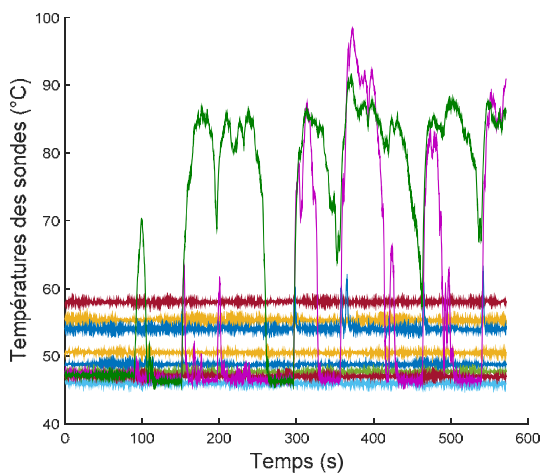


Figure II.16. Cycles d'assèchement et de remouillage de sondes en haut de la zone chauffée.

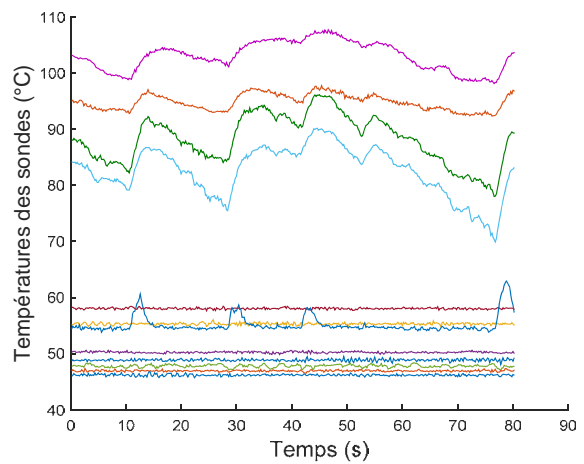


Figure II.17. Les sondes en haut de la zone chauffée sont asséchées de façon permanente.

Au niveau des lignes inférieures de la zone chauffée, l'ébullition est très intense. En haut de la zone chauffée, les cylindres sont couverts par un film liquide comme en atteste l'ébullition autour leur surface (visible en dynamique sur des vidéos prises à la caméra rapide), et de temps en temps on aperçoit des éjections de gouttes depuis ces cylindres dans l'espace poral. Sur la Figure II.18, la gouttelette de liquide pointée par la flèche se situe au niveau de la dernière ligne chauffée. Elle a été projetée depuis un cylindre de la ligne en-dessous. Au niveau des 4 lignes en aval de la zone chauffée, l'écoulement présente des gouttelettes dispersées dans un cœur de vapeur. Les gouttelettes parcourent au maximum cette distance de 4 lignes avant de s'évaporer complètement dans l'espace poral ; souvent, elles ne franchissent qu'une ou deux lignes avant de venir s'écraser sur un cylindre ou sur une des parois verticales et elles s'évaporent alors très rapidement.

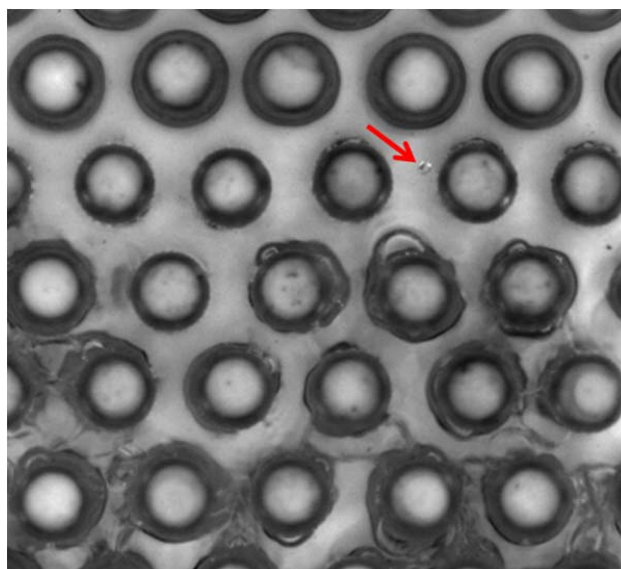


Figure II.18. Éjection d'une gouttelette de liquide. La goutte est pointée par la flèche rouge.

Cette phénoménologie de l'assèchement du milieu poreux par vaporisation totale dans la zone chauffée du liquide injecté est commune à toutes les expériences effectuées à des débits d'injection inférieurs ou égaux à  $21,5 \text{ ml.min}^{-1}$ . Dans ces cas, l'assèchement s'étend à toute la partie en aval de la zone chauffée. Pour des débits d'injection supérieurs ou égaux à  $26,9 \text{ ml.min}^{-1}$ , la phénoménologie de l'assèchement diffère complètement.

### II.3.2. Assèchement local du milieu poreux

Pour des débits d'injection supérieurs à  $26,9 \text{ ml.min}^{-1}$ , la phénoménologie de l'assèchement est tout à fait différente de celle observée en partie II.3.1. En suivant le même protocole expérimental que précédemment, qui consiste à augmenter progressivement la puissance thermique dégagée par les éléments chauffants tout en attendant à chaque palier l'établissement de l'équilibre thermique des sondes, on observe à un moment donné sur les relevés thermiques qu'une sonde unique (ou parfois deux) subit un saut élevé de température. Ce saut est caractéristique d'une crise d'ébullition : la sonde se trouve asséchée du fait du basculement du régime d'ébullition intense vers un régime d'ébullition en film autour de sa surface. La température reste constamment très élevée, indiquant que la sonde n'est pas remouillée et que l'ébullition en film est bien maintenue. Dans l'exemple présenté en Figure II.19, une sonde est asséchée constamment tandis qu'une autre est successivement asséchée puis remouillée. Les variations de température de la sonde asséchée, autour de  $120^\circ\text{C}$  environ, sont dues au refroidissement de la sonde par convection de vapeur et par projection de gouttelettes de liquide au voisinage de sa surface depuis le milieu environnant.



Contrairement aux cas de la partie II.3.1, l'assèchement est ici localisé autour d'un unique cylindre chauffant, et non étendu à l'ensemble du milieu poreux en aval de la zone chauffée. L'écoulement est diphasique depuis la zone chauffée jusqu'au réservoir de la boucle fluide situé après la sortie de la cellule d'essai. Mais cette configuration entre bien dans les critères de limite de « refroidissabilité » d'un lit de débris radioactifs, qui sont basés sur l'existence d'un assèchement lors d'un renoyage, quelle que soit sa phénoménologie. On relève donc à ce stade la puissance dissipée par les éléments chauffants comme étant celle correspondant au flux d'assèchement.

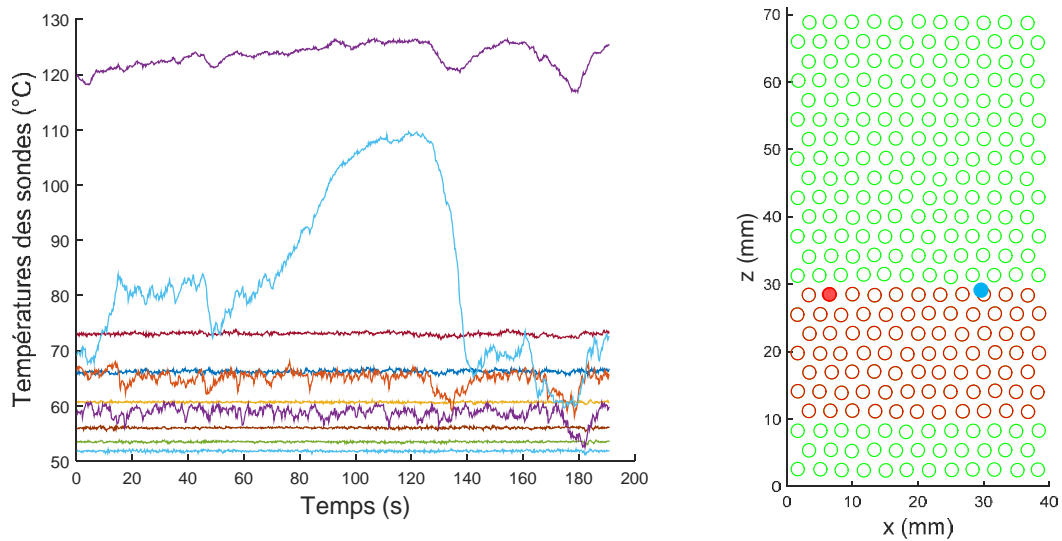


Figure II.19. Une sonde est constamment en ébullition en film, une autre subit des cycles d'assèchement et de remouillage. Dans cet exemple le débit d'injection est de  $42,9 \text{ ml}\cdot\text{min}^{-1}$ , la puissance thermique est de  $111,4 \text{ W}$ . Les relevés thermiques sont sur le graphique de gauche. Le schéma à droite indique la position de la sonde en ébullition en film, coloriée en rouge, et celle de la sonde qui subit des cycles d'assèchement et de remouillage, coloriée en bleu.

Seules les données thermiques permettent de détecter précisément cette crise d'ébullition : au niveau des lignes chauffées, l'écoulement diphasique est tellement agité et le taux de vide si élevé qu'il n'est pas possible d'y distinguer visuellement quoi que ce soit de façon claire et évidente. Sur des images prises à la caméra rapide, on peine à différencier les zones de liquide de celles de vapeur ; les interfaces sont très diffuses. La Figure II.20 montre une visualisation correspondant à l'expérience dont les relevés de températures sont donnés en Figure II.19. L'image est cadrée à l'intérieur de la zone chauffée, sur une zone où toutes les sondes sont refroidies par ébullition convective. Sans les mesures thermiques, il serait impossible d'affirmer si certaines d'entre elles sont asséchées ou non. À droite de la Figure II.19, un schéma de la cellule d'essai montre l'emplacement de la sonde en crise d'ébullition, représentée par un cercle colorié en rouge : sa position est repérée grâce à l'analyse des relevés thermiques. Sur ce même schéma, la sonde qui subit des cycles d'assèchement et de remouillage est coloriée en bleu. Il est remarquable que cette sonde est éloignée de celle qui est siège d'une crise d'ébullition : l'assèchement local ne se propage pas dans son voisinage.

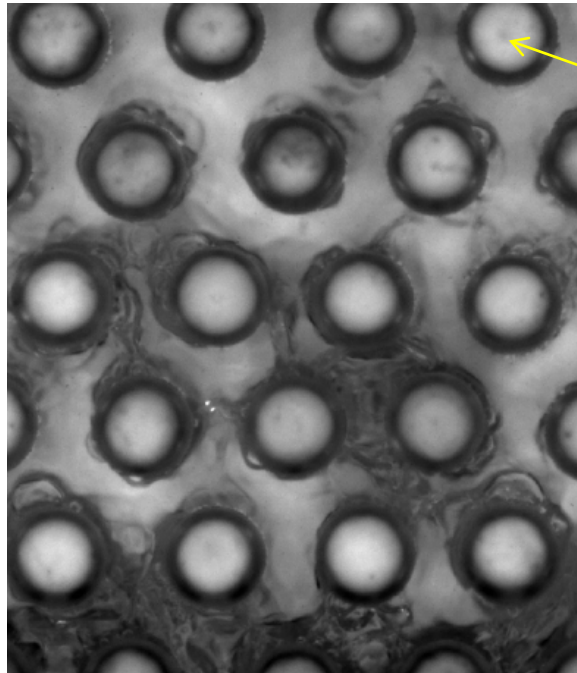


Figure II.20. Visualisation de l'écoulement diphasique à l'intérieur de la zone chauffée. Certains cylindres, comme celui pointé par la flèche jaune, semblent asséchés alors que les mesures thermiques montrent que tous les cylindres visibles sur cette image sont mouillés.

D'autres exemples de visualisations de la même expérience, cadrées à cheval sur la partie haute de la zone chauffée et sur la partie aval non chauffée, sont donnés en Figure II.21 : les 3 lignes de cylindres en bas des images sont la partie supérieure de la zone chauffée ; en aval de ces 3 lignes aucun cylindre n'est alimenté électriquement. Les phases liquide et gazeuse sont difficilement discernables. La structure de l'écoulement diphasique en aval de la zone chauffée semble proche de celle d'un régime pulsé : à plusieurs endroits des ponts de liquide entre les plots cylindriques sont nettement visibles ; les vidéos montrent que ces ponts de liquide sont très instationnaires et très instables. Dans la zone chauffée, des gouttelettes sont éjectées dans un cœur de vapeur et des films liquides sont en ébullition autour des cylindres.

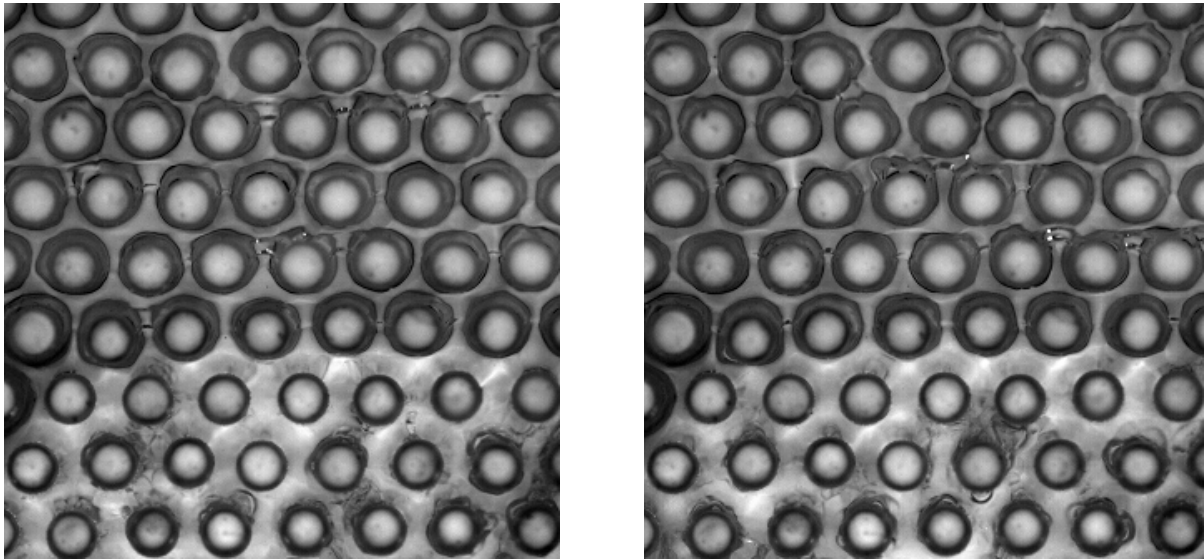


Figure II.21. Visualisations à deux instants distincts d'un écoulement diphasique généré par ébullition convective intense. Lorsque le taux de vide est très élevé, comme c'est le cas dans cet exemple, les phases liquide et gazeuse sont très difficilement discernables. Sur ces images, les 3 lignes inférieures de cylindres sont la partie haute de la zone chauffée ; les lignes au-dessus ne dégagent aucune puissance.

### II.3.3. Cas particulier : front oscillant

Une phénoménologie particulière a été observée à deux reprises, dans des cas où l'assèchement résulte d'une vaporisation totale du liquide injecté. Lors des premiers tests effectués à des débits de  $10,7 \text{ ml.min}^{-1}$  et  $16,2 \text{ ml.min}^{-1}$ , à l'atteinte du flux d'assèchement le front de liquide a reculé jusqu'à venir osciller en dessous de la ligne supérieure de la zone chauffée. Sur la Figure II.22, les courbes de température des sondes de cette ligne supérieure sont indiquées par une accolade rouge. Les autres courbes qui présentent des oscillations correspondent aux sondes situées sur la seconde ligne en partant du haut de la zone chauffée. Cette ligne est périodiquement asséchée puis remouillée par le front de liquide qui oscille autour d'elle, tandis que la ligne supérieure est constamment asséchée. Dans les deux expériences, les relevés thermiques permettent d'estimer la période des oscillations à 2,8 s. Précisons que ces oscillations sont observées plus d'une demi-heure, jusqu'à l'arrêt de l'expérience : en aval du front oscillant, le milieu est bien complètement sec (au-delà de la zone de projection de gouttelettes).

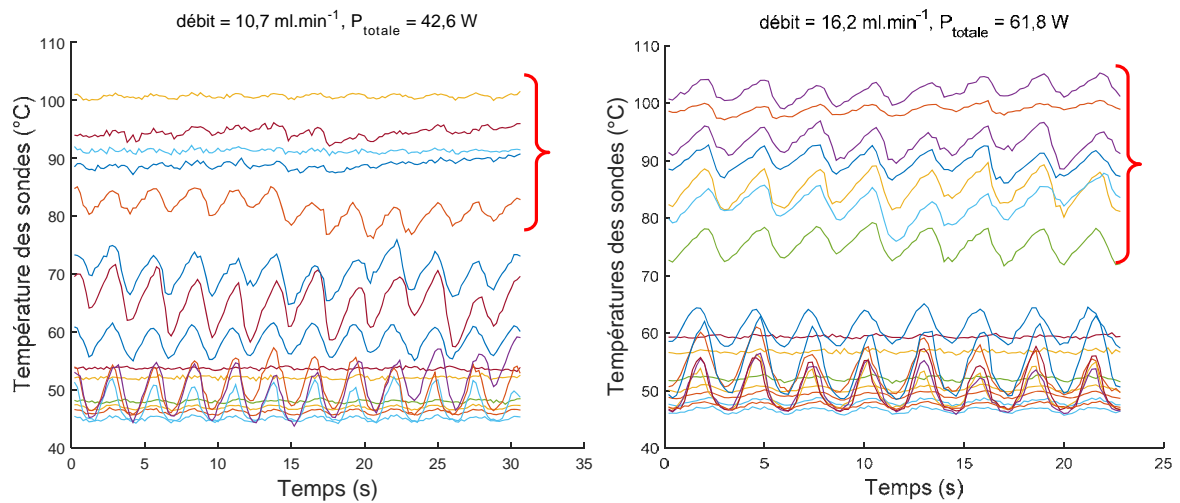


Figure II.22. Évolution des températures des sondes dans deux situations où le front de liquide oscille en régime permanent. Sur la figure de droite, les paramètres expérimentaux que nous contrôlons sont exactement les mêmes que dans l'expérience dont les mesures sont reportées en Figure II.17. Les accolades rouges indiquent des relevés de températures des sondes de la ligne supérieure de la zone chauffée, qui sont asséchées. En dessous de ces relevés, toutes les températures oscillantes sont celles de sondes situées sur la ligne juste en dessous.

Ces oscillations s'observent nettement à l'œil nu au cours de l'expérience. Cependant, la visualisation ne permet pas de déterminer précisément la hauteur du front de liquide, au niveau duquel la structure exacte de l'écoulement diphasique est difficile à saisir (phases difficiles à discerner et turbulentes). À partir d'une séquence d'images prises à la caméra rapide sur une durée de 3 périodes d'oscillation du front, on peut estimer cette période à 3 s environ, mais cela est moins précis que le résultat obtenu à partir des relevés thermiques car il est difficile de déterminer visuellement la hauteur du front et les instants où il amorce sa montée ou sa descente.

Par la suite nous avons mis en place un système de synchronisation entre la caméra et le logiciel qui enregistre les données thermiques : l'objectif était de déterminer un éventuel déphasage entre les oscillations du front de liquide et celles des températures des sondes. Nous avons reproduit deux fois les expériences d'assèchement avec des débits d'injection de  $10,7 \text{ ml.min}^{-1}$  et  $16,2 \text{ ml.min}^{-1}$ , dans les mêmes conditions que lors des premiers tests effectués : tous les paramètres que l'on maîtrise, débit d'injection, puissance délivrée, température d'injection, pression dans la boucle fluide, température de la pièce, étaient identiques. Mais nous n'avons pas obtenu de front oscillant.

### II.3.4. Flux d'assèchement en convection forcée : résultats

Les résultats des expériences d'assèchement sont très reproductibles : les quelques tests que nous avons doublés ou triplés pour un débit d'injection donné montrent des écarts de 80 mW sur la puissance d'assèchement, qui est de l'ordre de plusieurs dizaines de watts. Cependant le temps nous a manqué pour tripler systématiquement les essais dans chaque configuration. Précisons que les tests qui ont été doublés (débits d'injection de 32,4 ml.min<sup>-1</sup> et 42,9 ml.min<sup>-1</sup>) ou triplés (débits d'injection de 10,7 ml.min<sup>-1</sup> et 16,2 ml.min<sup>-1</sup>) l'ont été à plusieurs jours d'intervalle, d'autres expériences ayant été réalisées entre-temps.

Le Tableau II.2 compile l'ensemble des résultats obtenus. Il est à noter que notre système d'asservissement qui contrôle l'alimentation des sondes ne permet pas d'imposer de manière exacte la même puissance à chaque sonde. Il y a des écarts allant jusqu'à 30 mW entre les puissances moyennes délivrées par chaque sonde. Cependant, ces écarts entre puissances touchent de façon aléatoire les sondes dans le milieu chauffant, de sorte que la puissance moyenne dissipée par ligne de sondes est globalement homogène. Par ailleurs, il y a de légères fluctuations sur la puissance instantanée délivrée par chaque sonde. Celles-ci sont faibles, de l'ordre de 10 à 20 mW par sonde pour des consignes de puissance allant de 292 mW à 1629 mW par sonde. Pour tous les tests effectués, l'écart-type de la puissance d'assèchement calculé sur l'ensemble des valeurs des puissances instantanées appliquées aux éléments chauffants va de 0,78 W à 0,86 W, excepté pour l'expérience à 53,8 ml.min<sup>-1</sup> de débit d'injection où cet écart-type vaut 1,14 W (la puissance d'assèchement étant alors de 130,3 W). Les données que nous présentons dans le Tableau II.2 comme étant une puissance d'assèchement sont calculées en effectuant d'abord une moyenne sur l'ensemble des puissances instantanées délivrées individuellement aux sondes sur des acquisitions de plusieurs dizaines de secondes ; puis cette moyenne est multipliée par le nombre de sondes chauffées, qui est de 80. Le flux d'assèchement est calculé en divisant la puissance d'assèchement par l'aire de la section transversale du milieu, qui est dans notre cas de 120 mm<sup>2</sup>.

La courbe de la Figure II.23 présente le flux d'assèchement en fonction du débit d'injection de liquide dans la section test. Les points correspondant à un régime de vaporisation totale du liquide injecté (assèchement total du milieu en aval de la zone séchée) sont représentés par des cercles, ceux correspondant à un assèchement local par ébullition en film autour d'un élément chauffant particulier sont représentés par des étoiles.

Débit d'injection (ml.min <sup>-1</sup> )	Flux massique (kg.m <sup>-2</sup> .s <sup>-1</sup> )	Puissance d'assèchement (W)	Flux d'assèchement (kW.m <sup>-2</sup> )
5,2	1,0	23,4	195
10,7	2,1	42,6	355
16,2	3,1	61,8	515
21,5	4,2	78,3	653
26,9	5,2	92,1	767
32,4	6,3	100	835
37,7	7,4	106	881
42,9	8,4	111	929
53,8	10,5	130	1086

Tableau II.2. Puissances d'assèchement en fonction du débit d'injection liquide.

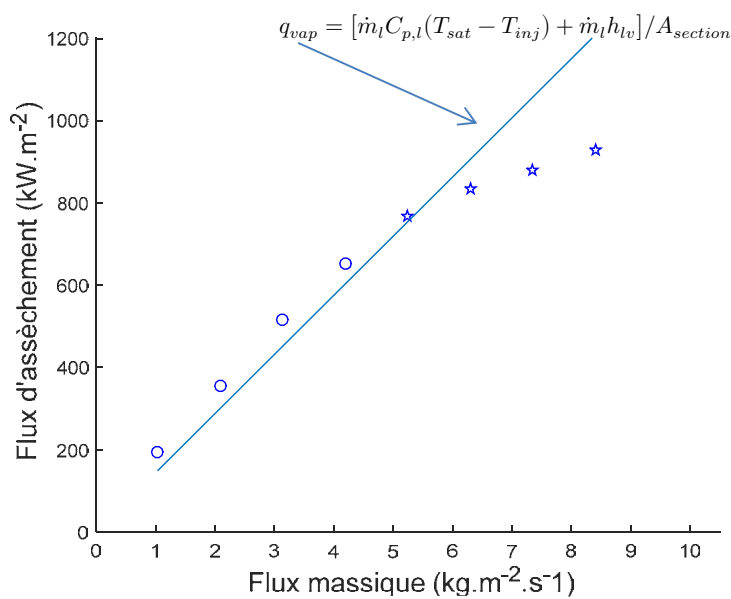


Figure II.23. Flux d'assèchement en fonction du flux massique de liquide injecté. Les cercles correspondent aux cas d'assèchement complet en aval du milieu poreux. Les étoiles correspondent à des situations d'assèchement local provoqué par une ébullition en film. La portion de droite représente le flux théorique nécessaire pour vaporiser la totalité du liquide injecté, en fonction du flux massique.

### II.3.5. Interprétation des expériences d'assèchement

Nous avons observé deux types de mécanismes conduisant à l'assèchement de notre milieu poreux modèle. Pour des débits d'injection inférieurs ou égaux à  $21,5 \text{ ml.min}^{-1}$ , l'atteinte du flux d'assèchement  $q_{DHF}$  provoque un recul progression du front de liquide, qui vient se stabiliser juste en-dessous de la ligne supérieure de la zone chauffée ; en aval de la zone chauffée, le milieu poreux est sec : la totalité du liquide injecté est vaporisée. Les points correspondant à cette configuration sont représentés par des cercles sur la Figure II.23. On observe que le flux d'assèchement croît de façon quasi-linéaire, avec une pente comparable à celle du flux théorique  $q_{vap}$  nécessaire pour vaporiser la totalité du liquide entrant. Précisons que les pertes thermiques n'ont pas été estimées dans ces expériences d'assèchement : les 4 points de  $q_{DHF}$  pour des débits inférieurs à  $21,5 \text{ ml.min}^{-1}$  sont donc logiquement situés au-dessus de la droite représentant  $q_{vap}$ .

Pour des débits supérieurs ou égaux à  $26,9 \text{ ml.min}^{-1}$ , l'assèchement correspond à l'établissement d'une ébullition en film autour d'un des cylindres de la ligne supérieure de la zone chauffée (ce n'est pas toujours le même cylindre, selon les débits d'injection). On a donc un assèchement très localisé, l'ensemble de la cellule d'essai étant par ailleurs parcouru par un écoulement diphasique. On voit là l'intérêt de notre dispositif, qui permet de repérer très finement l'initiation du premier point sec dans le milieu poreux. À titre de comparaison, Atkhen et Berthoud [104] rapportent que dans certaines expériences d'assèchement menées dans un dispositif nommé SILFIDE, où des billes d'acier sont chauffées par induction, il est arrivé que quelques billes d'acier fondent alors que les thermocouples environnant n'avaient détecté aucune hausse significative de la température. Pourtant, la température locale avait nécessairement atteint la température de fusion de l'acier, qui est de l'ordre de  $1300^\circ\text{C}$ . Cela confirme la surestimation probable du flux critique d'assèchement lorsqu'il est détecté par des thermocouples. Cependant, Atkhen et Berthoud notent que la fusion des billes est restée localisée et ne s'est pas propagée : ils en déduisent que malgré un assèchement local, le lit de billes a continué d'être refroidi de façon relativement efficace. En ce qui nous concerne, lors d'un assèchement local, nous n'avons effectivement constaté aucune augmentation significative de température des sondes avoisinant celle qui était siège d'une ébullition en film. Ces résultats posent la question du critère de « refroidissabilité » d'un lit de débris, qui est basé sur l'apparition d'une zone sèche : lors d'un assèchement localisé, le lit peut apparemment continuer d'être refroidi efficacement.

Nous n'avons pas pu tester le modèle 1D décrit en partie II.2.2 car il nous manque des informations sur la perméabilité et la passabilité de notre milieu, ainsi que les perméabilités et passabilités relatives. Cependant nous pouvons remarquer qu'un tel modèle permet de détecter l'apparition d'un plan horizontal d'assèchement, et non un assèchement localisé. Il serait intéressant d'introduire dans la démarche de Lipinski un modèle thermique 3D tel que celui présenté en chapitre I et un modèle hydrodynamique obtenu par prise de moyenne volumique, tel que celui décrit dans [90], pour tenter de détecter une zone asséchée localement.

Dans les cas où l'assèchement est complet en aval de la zone chauffée, nous pouvons écrire un bilan énergétique entre l'entrée et la sortie de la section test, en considérant que le régime est permanent et que les flux correspondant aux divers échanges thermiques sont stationnaires :

$$P_{totale} = \dot{m}_{l,inj} C_{p,l} (T_{sat} - T_{inj}) + \dot{m}_v h_{lv} + \dot{m}_v C_{p,v} (T_v - T_{sat}) + P_{pertes} \quad (\text{II.15})$$

$P_{totale}$  représente la puissance totale fournie aux cylindres chauffants,  $P_{pertes}$  est la puissance perdue par les pertes thermiques. Dans les cas où l'assèchement est complet en aval de milieu poreux, le débit massique de vapeur  $\dot{m}_v$  en sortie est égal au débit massique de liquide injecté  $\dot{m}_{l,inj}$ . Si l'on néglige la surchauffe de la phase vapeur, on peut estimer la puissance  $P_{utile}$  nécessaire à la vaporisation totale du liquide injecté :

$$P_{utile} = \dot{m}_{l,inj} C_{p,l} (T_{sat} - T_{inj}) + \dot{m}_{l,inj} h_{lv} \quad (\text{II.16})$$

La différence entre la puissance fournie aux sondes et la puissance nécessaire à la vaporisation donne une évaluation des pertes thermiques :

$$P_{totale} - P_{utile} = P_{pertes} \quad (\text{II.17})$$

Nous résumons dans le Tableau II.3 les résultats obtenus pour les expériences où la vaporisation de liquide injecté est totale. Sous une pression de 1,17 bar, la température de saturation du HFE-7000 est  $T_{sat} = 312,65$  K, la chaleur latente de vaporisation est  $h_{lv} = 130.35$  kJ.kg<sup>-1</sup>, la capacité calorifique massique du liquide est  $C_{p,l} = 1184$  J.kg<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup>. Le débit massique de liquide  $\dot{m}_{l,inj}$  est calculé en multipliant le débit volumique d'injection par la masse volumique valant  $\rho_l = 1400$  kg.m<sup>-3</sup> à température ambiante : les données de débit volumique de liquide ont été obtenues par une calibration de la pompe à engrenages à température ambiante (voir partie II.1.5).

Précisons que lors d'une expérience, à l'instant où l'on applique la puissance qui déclenche l'assèchement, du liquide se situe encore en aval de la zone chauffée pendant toute la phase de descente du front jusqu'à sa stabilisation. La puissance  $P_{totale}$  sert essentiellement à vaporiser le liquide injecté, mais est aussi en partie nécessaire à la vaporisation de la masse (relativement faible) de liquide surplombant la zone chauffée. La puissance d'assèchement est donc nécessairement légèrement plus élevée que la puissance nécessaire au chauffage du liquide à saturation puis à sa vaporisation complète. Le bilan donné en (II.15) est cependant correct puisqu'il est effectué en situation où le front de liquide a déjà reculé jusqu'à sa position stationnaire en haut de la zone chauffée.



Débit massique d'injection (g.s <sup>-1</sup> )	Puissance totale (W)	Puissance utile (W)	Pertes thermiques (W)	Pourcentage de pertes
0,124	23,4	18,1	5,3	22,6
0,250	42,6	36,5	6,1	14,3
0,377	61,8	55,0	6,8	11,0
0,503	78,3	73,5	4,8	6,2

Tableau II.3. Estimation des pertes thermiques par bilan énergétique.

Pour terminer, nous donnons à titre comparatif en Figure II.24 des données de flux d'assèchement dans un lit cylindrique de particules chauffées par induction, renoyé par le bas, extraites de [105] (figure de gauche). Le liquide injecté est du fréon 113, dont les caractéristiques sont relativement proches de celles du HFE-7000 : sa température de saturation à pression atmosphérique est de 48°C ; à la température de saturation, sa masse volumique est de 1560 kg.m<sup>-3</sup> et son enthalpie de vaporisation est de 144 kJ.kg<sup>-1</sup> (celle du HFE étant de l'ordre de 130 kJ.kg<sup>-1</sup>). Nous cherchons à vérifier que l'ordre de grandeur des flux d'assèchement que nous avons atteints est comparable à celui que l'on trouve dans la littérature. À gauche de la Figure II.24, nous reproduisons directement les données présentées dans [105] ; à droite, nous avons superposé ces données à nos résultats : on constate que ceux-ci sont tout à fait comparables. On obtient donc avec notre milieu modèle quasi-bidimensionnel des résultats comparables à ceux issus d'expériences réalisées dans des lits de billes tridimensionnels.

Par contre, outre les résultats thermiques, notre dispositif 2D permet aussi d'obtenir des visualisations des écoulements. Pour l'ensemble des débits d'injection étudiés, huit différents régimes d'ébullition et régimes d'écoulement ont été identifiés, qui dépendent de la puissance dégagée par la zone chauffée et de la hauteur à laquelle on se situe dans notre milieu poreux 2D. Les cartes d'écoulement sont présentées en Annexe D. Les échanges de chaleur et les pertes de charge étant fortement dépendants des régimes d'ébullition et d'écoulement, de telles cartes constituent un support phénoménologique susceptible de contribuer à améliorer les modèles décrivant les expériences d'assèchement en lit de débris avec injection de liquide par le bas.

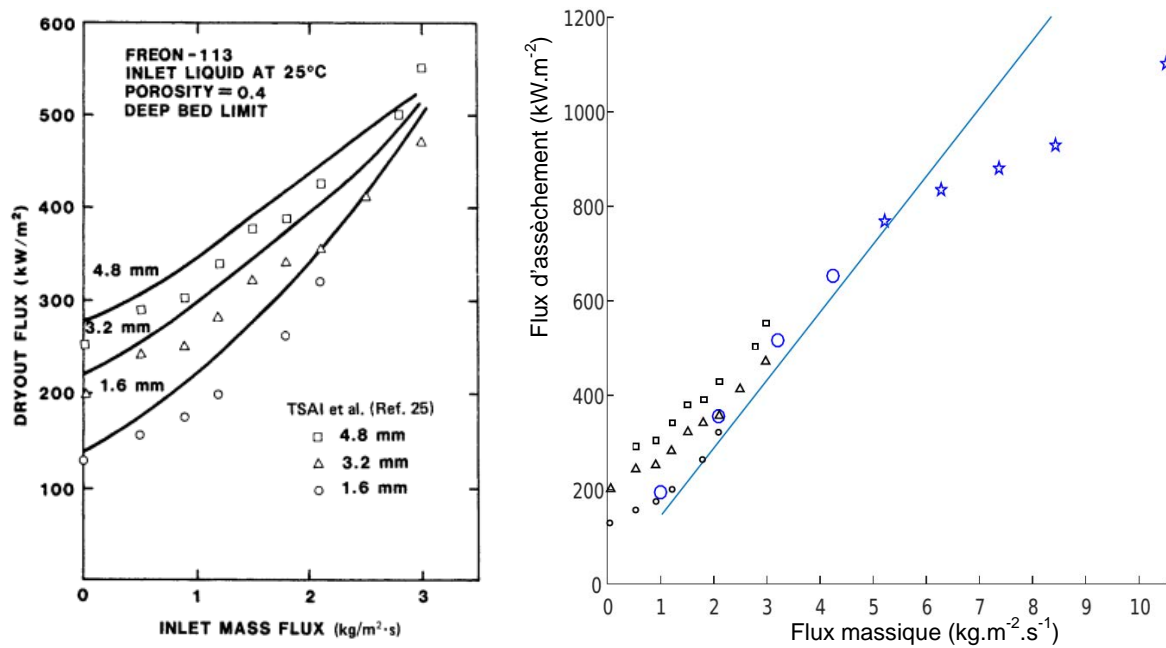


Figure II.24. À gauche : flux d'assèchement dans des lits de particules renoyés par le bas avec du fréon 113, en fonction de la densité surfacique de flux massique de liquide injecté. La figure est extraite de [105]. À droite : les données de la figure de gauche sont superposées à nos résultats.

Les résultats que nous avons obtenus montrent l'intérêt d'étudier plus particulièrement le flux critique local, qui conduit à une ébullition en film autour d'un cylindre chauffant. Nous avons donc réalisé d'autres séries d'expériences qui se penchent sur ce point. Elles consistent à mesurer le flux critique local autour d'un cylindre choisi, pour différentes configurations d'écoulements diphasiques en amont de ce cylindre, le débit d'injection étant fixé pour toutes les expériences. Les différentes configurations d'écoulements sont obtenues en appliquant une puissance de chauffe à une ligne horizontale de cylindres située en amont du cylindre choisi. Afin de caractériser ces écoulements, nous avons travaillé sur des visualisations. Or, comme nous l'avons noté dans la sous-partie II.1.6, l'analyse quantitative des images se confronte à d'importantes difficultés. Nous commençons donc par présenter dans le chapitre III les outils de traitement d'images que nous avons élaborés. Nous exploiterons alors ces outils dans le chapitre IV, où des écoulements diphasiques obtenus par le chauffage d'une ligne de cylindres sont comparés à des écoulements diphasiques isothermes où de l'air est introduit par une ligne d'injecteurs dans des cellules d'essai de géométrie identique à celle du milieu poreux modèle chauffant. Enfin, nous exposerons dans le chapitre V les expériences réalisées sur le flux critique local, les résultats obtenus dans les chapitres précédents permettant de relier ce flux critique à des paramètres hydrodynamiques.



## Chapitre III.

# Traitements d'images

Nous détaillons dans ce chapitre différentes méthodes de traitement d'images mises au point pour extraire des données des visualisations de nos expériences. Tous les algorithmes élaborés ont été codés sous Matlab. La lecture de ce chapitre, qui se limite à des considérations essentiellement techniques, n'est pas indispensable à la compréhension de la suite de ce mémoire. Les outils que nous développons ici seront exploités au cours du chapitre suivant, où une analyse d'images d'écoulements diphasiques sera présentée.

En imagerie 3D, on est souvent confronté à un conflit entre les limites en résolution spatiale ou temporelle, les dispositifs utilisés étant par ailleurs très coûteux. Le principal avantage de l'imagerie 2D est la possibilité d'obtenir de très bonnes résolutions temporelle et spatiale pour un moindre coût. Cependant, les images 2D sont une projection sur un plan d'objets tridimensionnels. Leur analyse s'avère pour cela parfois très complexe. Dans notre cas, nous avons dû nous limiter aux traitements de visualisations d'écoulements diphasiques en aval d'une unique ligne de cylindres chauffés dans notre milieu poreux modèle : c'est la configuration qui correspond aux expériences que nous présentons au chapitre V, où nous étudierons l'effet du chauffage d'une ligne de sondes dans la partie basse de la cellule d'essai sur le flux critique local mesuré sur une sonde située en aval. Deux types de visualisations ont été effectués, les unes à une fréquence de 1 Hz de sorte à effectuer des analyses statistiques, les autres à une fréquence de 1200 Hz pour permettre un suivi temporel des bulles. Notons que si les visualisations d'écoulements diphasiques en géométrie confinée constituent un domaine d'expertise du laboratoire IMFT, celles-ci s'effectuent généralement dans une configuration optimale dite en ombroscopie (avec source d'éclairage, expérience et caméra alignées dans cet ordre le long de l'axe optique), qui facilite la détection des interfaces. Dans notre cas d'étude, une telle configuration est rendue impossible du fait des contraintes de notre dispositif expérimental, qui nous imposent d'avoir recours à un éclairage frontal (voir partie II.1.6) ; les images obtenues sont particulièrement difficiles à traiter.

Ce chapitre détaille tout d'abord, dans les sections III.1 à III.3, les aspects techniques clés du traitement d'images et les outils mis en place. Ensuite, l'utilisation qui peut être faite de ces outils en vue de caractériser autant que possible les écoulements, sera présentée en section III.4.

## III.1. Prétraitement des images

### III.1.1. Retrait de l'image de fond

Une image originale, telle que celle présentée sur la Figure III.1 à gauche, n'est pas directement exploitable. Avant toute analyse, on lui retire une image de fond qui correspond à la visualisation de l'écoulement monophasique liquide. On filme tout d'abord la cellule d'essai parcourue par un écoulement monophasique liquide, avec un cadre, un éclairage, une fréquence d'acquisition, un temps d'exposition et une ouverture de diaphragme qui resteront fixés tout au long des visualisations d'expériences qui suivront. En moyennant quelques centaines d'images ainsi prises, pour lisser le bruit numérique, on obtient l'image de fond. A chaque acquisition on prend soin d'éteindre l'éclairage ambiant de la salle d'expériences, dont l'unique fenêtre est isolée de l'extérieur par des bâches noires opaques : l'éclairage dédié aux expériences est ainsi l'unique source lumineuse.

Dans un écoulement diphasique, la présence des bulles se traduit sur les images par des assombrissements locaux plus ou moins prononcés : les déviations des rayons lumineux de l'éclairage par les interfaces des bulles engendrent une baisse de luminosité dans les zones de présence des bulles. Lorsqu'on soustrait l'image de fond à celles de l'écoulement diphasique, on obtient les images des pixels qui ont subi une variation de niveau de gris par rapport au cas monophasique liquide : on ne voit alors plus que les bulles, ainsi que certaines parties des plots cylindriques de la cellule d'essai qui ont aussi subi des variations de luminosité.

Cependant, cette opération de soustraction conserve dans l'image résultante de légères variations de niveaux de gris à l'échelle de l'image entière, dues à l'inhomogénéité de l'éclairage annulaire frontal. Cela gêne notamment dans les opérations de binarisation, où un même seuil en niveau de gris est appliqué à toute l'image. La technique finalement retenue pour retirer le fond tout en gommant les inhomogénéités d'éclairage est de diviser les images d'écoulement diphasique par l'image de fond, c'est-à-dire que la valeur de chaque pixel d'une image d'écoulement diphasique est divisée par la valeur du pixel correspondant dans l'image de fond. Cette opération analogue à une normalisation conduit cependant à des valeurs supérieures à 1 pour un certain nombre de pixels de l'image résultante : en effet, bien que les bulles assombrissent l'image à leur passage, elles reflètent de la lumière qui peut conduire des pixels dans leur environnement à avoir un niveau de luminosité plus élevé que celui correspondant à l'image de fond. A l'issue de cette division, on

recherche donc tous les pixels ayant une valeur supérieure à 1 pour leur attribuer la valeur 1. On obtient finalement une image où les inhomogénéités d'éclairage sont gommées de façon satisfaisante. Les niveaux de gris de cette image prétraitée sont compris entre 0 et 1.

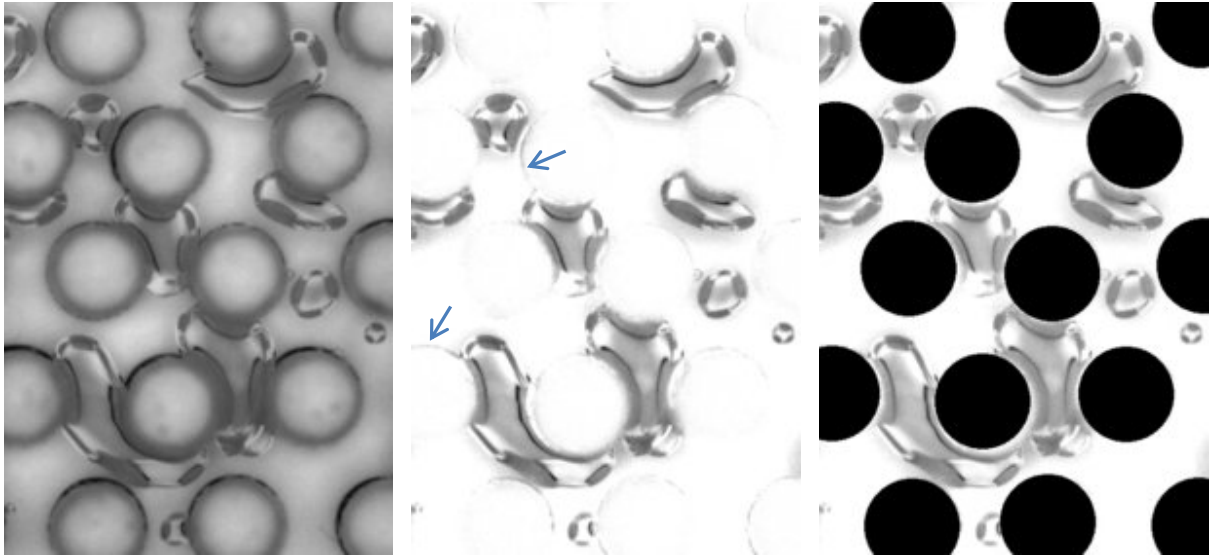


Figure III.1. Prétraitement des images brutes. De gauche à droite : image originale ; image après retrait du fond ; résultat final après masquage des plots. Sur l'image centrale, les flèches pointent sur des traces parasites présentes sur le pourtour des plots.

Les variations de luminosité des plots cylindriques se situent essentiellement sur leur périphérie, elles sont dues à des reflets de lumière ou à des ombres induites par le passage des bulles dans leur voisinage. Ainsi, les plots laissent une trace sur l'image obtenue après retrait du fond, qui est gênante pour le traitement de l'image (en particulier pour la binariser). On peut voir ces traces sur l'image centrale de la Figure III.1, qui est obtenue après retrait du fond à une image brute.

### III.1.2. Masquage des plots cylindriques

Afin d'éliminer les reflets parasites toujours présents sur les plots cylindriques après le retrait du fond, on crée un masque que l'on applique sur l'image. Cette étape est relativement longue et fastidieuse car il n'est pas possible de détecter automatiquement les plots de façon précise. D'abord, ceux-ci présentent des niveaux de gris très hétérogènes, ce qui fait échouer toute tentative de les délimiter convenablement par traitement d'image (par exemple au moyen de la fonction *imfindcircles* de Matlab). Une autre possibilité est de les repérer à partir des coordonnées réelles, connues, de leurs centres auxquelles on applique une échelle correspondant à la résolution spatiale de l'image de fond. Mais on obtient ainsi de nombreuses zones de masquage un peu décalées par rapport aux cylindres visibles sur l'image. Cela est dû aux faibles défauts de montage des plots

dans la cellule d'essai (ils ont un certain jeu dans leur trou d'insertion) additionnés à un léger effet de parallaxe dans les prises de vues (l'axe optique de la caméra n'est pas parfaitement orthogonal au plan vertical de la cellule d'essai). La solution finalement retenue utilise le logiciel ImageJ, qui permet de balader manuellement sur l'image de fond un cercle que l'on positionne successivement sur chaque plot cylindrique et dont on relève les coordonnées du centre. Ces coordonnées sont ensuite exportées vers Matlab pour la création du masque, qui est une image binaire où les pixels des disques se superposant aux plots cylindriques ont la valeur 1, les autres pixels valant 0. Cela permet de réaliser des opérations d'indexation logique sur la matrice des valeurs de niveaux de gris de l'image. Il est alors facile de noircir les plots et de ne pas les prendre en compte dans les différents calculs de traitement d'image effectués par la suite. Notons que pour éliminer complètement les traces parasites en périphérie des plots, le masque doit légèrement déborder des contours réels des cylindres.

En résumé, le traitement préalable à l'exploitation de toute image brute consiste à lui retirer une image de fond puis à masquer les plots cylindriques, opérations visibles sur la Figure III.1. Par la suite il ne sera plus fait mention de cette étape, toutes les images analysées ayant subi ces deux opérations. On peut éventuellement passer l'image prétraitée en négatif afin que les bulles apparaissent en clair et les zones sans bulles en noir. Comme nous l'avons déjà remarqué dans la partie II.1.6, les bulles sont polluées par de nombreuses tâches lumineuses dues à des reflets sur les cylindres alentours, et elles sont entourées d'une ombre plus ou moins marquée et étendue ; pour ces raisons, leurs contours s'avèrent particulièrement difficiles à délimiter. Avant de nous attaquer au problème de la binarisation des images, nous avons tenté d'étudier directement leurs niveaux de gris.

## III.2. Observation directe des niveaux de gris

### III.2.1. Détection du passage des bulles, niveaux de gris moyens

Dans cette sous-partie nous utilisons des images passées en négatif, issues de séquences enregistrées à une fréquence de 1200 images par seconde : les bulles apparaissent ainsi en clair sur fond noir. En observant l'évolution de la valeur des niveaux de gris d'un pixel donné en fonction du défilement des images, donc en fonction du temps, on obtient un signal très bruité et très sensible aux tâches présentes sur les bulles. Pour lisser ce signal, on définit une région d'intérêt (ROI) rectangulaire dans la zone qui nous intéresse, sur laquelle on moyenne les niveaux de gris pour chaque image. L'évolution temporelle de ce niveau de gris moyen permet de détecter le passage des bulles, qui occasionne un pic de signal (Figure III.2).

Une technique courante pour la détermination de la vitesse ascendante locale des bulles dans des expériences d'écoulements diphasiques consiste à placer deux détecteurs de bulles à la verticale l'un de l'autre, les deux étant suffisamment proches pour détecter successivement les mêmes bulles passer. Ces détecteurs peuvent par exemple être des capteurs à fibre optique [106], [107], des électrodes utilisées comme conductimètres [108], [109], ou encore des sondes capacitatives [38]. La vitesse des bulles est évaluée en analysant le décalage entre les signaux enregistrés par chaque détecteur. Dans notre cas, nous pouvons reproduire le principe de cette technique en exploitant les images prises à la caméra rapide. Nous définissons deux ROI rectangulaires voisines, de dimensions identiques, placées à la verticale l'une de l'autre comme sur la photo de gauche de la Figure III.2. Le décalage entre les signaux obtenus (à droite sur la Figure III.2) est déterminé par la recherche du maximum de corrélation entre eux. Connaissant la distance entre les rectangles de contrôle ainsi que la fréquence d'acquisition des images, on peut alors calculer la vitesse moyenne de passage des bulles entre les deux ROI. Plusieurs tests de calcul ont été effectués en positionnant des rectangles de contrôle de différentes tailles et à différents endroits des images : il en ressort que l'estimation de la vitesse locale des bulles par cette méthode n'est fiable uniquement que lorsqu'on se place dans une constriction verticale. Par exemple, nous avons essayé de mesurer ainsi la vitesse moyenne du passage d'une bulle d'une ligne de cylindres à la suivante. Cette tentative s'est avérée infructueuse car d'une ligne à l'autre les bulles peuvent contourner aléatoirement le plot suivant par la gauche ou par la droite ; surtout, des bulles issues d'autres constrictions viennent s'ajouter et brouiller fortement les signaux obtenus à la ligne suivante.

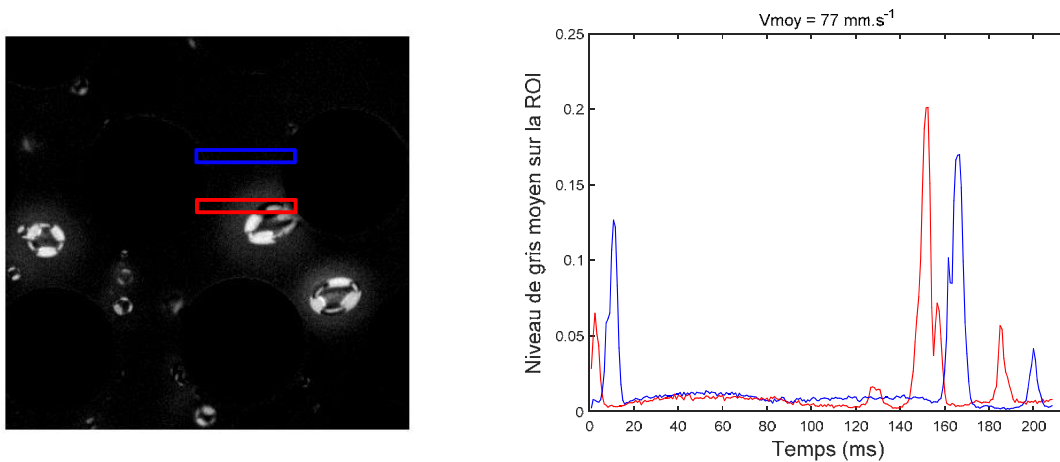


Figure III.2. À gauche : emplacement des régions d'intérêt (ROI) rectangulaires sur les images. À droite : signaux obtenus en moyennant pour chaque image les niveaux de gris sur les ROI ; les couleurs des signaux correspondent à celles des encadrements de ROI. Le passage d'une bulle dans une ROI se traduit par un pic de signal.

La largeur des pics est liée au temps de présence local des bulles dans la ROI. Mais le problème est de définir le seuil où couper les pics à leur base pour évaluer cette largeur : à l'approche de la ROI, l'aura qui entoure une bulle augmente le niveau de gris moyen dans la ROI,



avant que la bulle n'y pénètre (cette aura est le négatif de l'ombre qui entoure les bulles). Le choix d'un tel seuil revient indirectement à étudier une image binarisée en appliquant un seuil sur les niveaux de gris : nous détaillerons le problème de la binarisation en partie III.3.2. Cependant le niveau de gris moyen sur une ROI constitue tout de même un indicateur de la présence de bulles, aussi avons-nous poussé cette piste en observant le signal obtenu sur une ROI annulaire localisée autour d'un cylindre. Dans une ROI telle que celle-ci (Figure III.3, image de gauche), plusieurs bulles sont régulièrement présentes de façon simultanée. Le signal obtenu est à droite sur la Figure III.3. Là encore, sa valeur moyenne fournit un indicateur du taux de présence local des bulles, mais il faudrait au préalable appliquer un seuil minimal en niveaux de gris pris en compte, ce qui rejoint le problème de la binarisation des images.

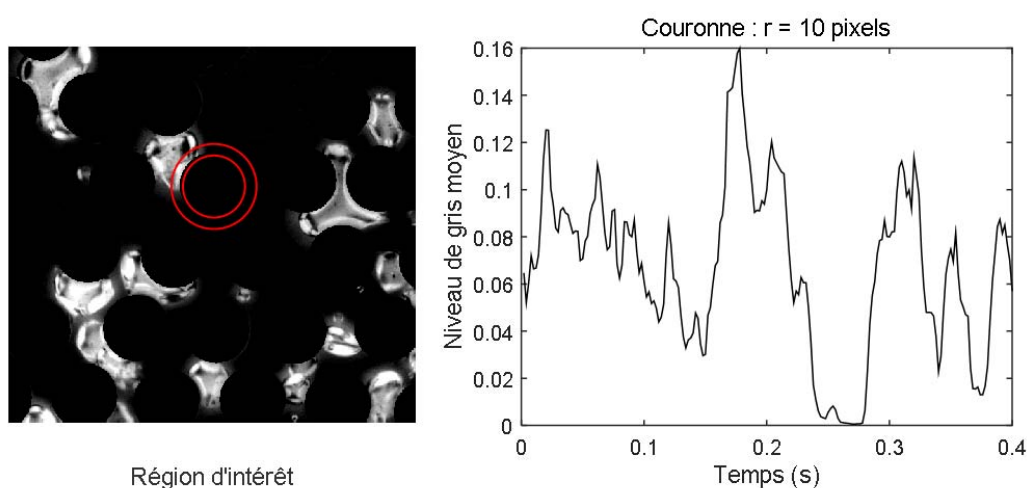


Figure III.3. ROI annulaire autour d'un cylindre (en rouge sur l'image de gauche) : la moyenne des niveaux de gris sur cette ROI est liée au taux de présence local des bulles autour du cylindre considéré.

Lors d'expériences préliminaires que nous avons réalisées sur une ancienne cellule d'essai (voir à la fin de la partie II.1.4), nous avons enregistré des visualisations d'écoulements où une à trois lignes horizontales consécutives de cylindres sont chauffées à une puissance de 400 mW par cylindre, le débit d'injection de HFE-7000 liquide étant de  $21,5 \text{ ml.min}^{-1}$ . Les lignes chauffées se situent en bas du cadre des images, qui ont été prises à une fréquence de 500 Hz sur une durée de 2 secondes. Les moyennes temporelles des niveaux de gris sur des ROI annulaires épaisses de 10 pixels sont calculées autour de chaque plot visible sur les images. Puis nous effectuons la moyenne spatiale des résultats obtenus pour chaque ligne de cylindres : on obtient un indicateur de taux local moyen de présence de vapeur au niveau d'une ligne de cylindre donnée, correspondant à une double moyenne temporelle et spatiale. Les résultats pour chaque configuration expérimentale (1 à 3 lignes chauffées) sont représentés sur la Figure III.4.

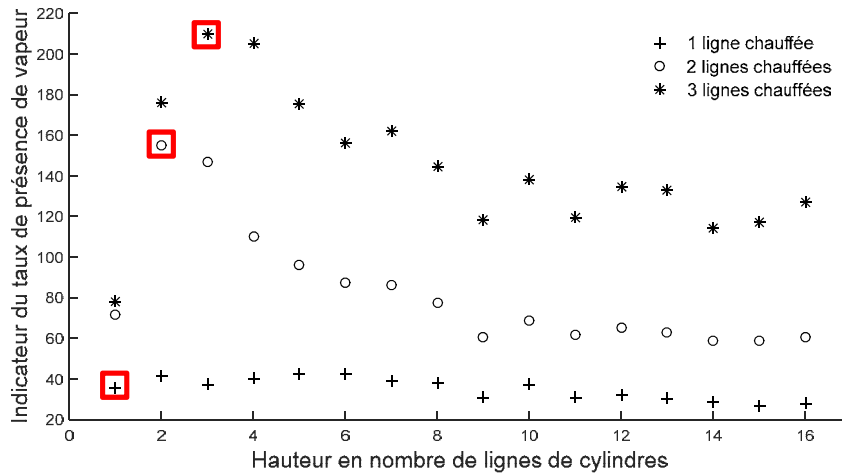


Figure III.4. Indicateur en niveau de gris d'un taux moyen local de présence de vapeur à une hauteur de ligne donnée. Les carrés rouges correspondent à la ligne supérieure de la zone chauffée selon les configurations.

Les trois séries de valeurs sont nettement hiérarchisées : à une hauteur donnée dans la cellule d'essai, comme on peut s'y attendre, l'indicateur a une valeur d'autant plus élevée que l'on chauffe de lignes. On constate aussi que chaque série de valeurs converge vers une limite à partir d'une certaine hauteur (6 à 7 lignes pour les cas les plus défavorables). Cela suggère que la distribution des tailles de bulles est uniforme à partir d'une certaine hauteur au-dessus de la zone chauffée, et que l'écoulement est alors pleinement développé (l'équilibre entre les coalescences et les ruptures de bulles est atteint). On note une valeur particulièrement élevée des premiers points des cas à 2 et 3 lignes chauffées : cela est dû à un artefact de visualisation dû à l'aura lumineuse qui entoure les bulles. En effet, au niveau des zones chauffées, une population très nombreuse de petites bulles qui sont très proches, et éventuellement se chevauchent dans la profondeur de la cellule d'essai, produit une luminosité accrue du fait de ces auras. Plus haut, lorsque les petites bulles ont en partie coalescé et se sont individualisées, cet effet d'aura est beaucoup moins marqué. Tous ces constats nous ont conduits, dans les expériences définitives que nous avons menées sur la cellule d'essai finale et que nous présentons dans les chapitres suivants, à placer le cadre de nos visualisations à une distance de 7 lignes au-dessus de la zone chauffée, afin d'observer une zone où les écoulements diphasiques sont pleinement développés.

Bien que l'indicateur calculé sur la Figure III.4 soit difficile à interpréter rigoureusement, nous avons continué d'explorer la piste des valeurs moyennes de niveaux de gris, en utilisant cette fois un échantillon d'images prises à une fréquence de 1 Hz. En suivant à l'œil des bulles sur des visualisations à la caméra rapide, on observe que celles-ci mettent moins de 1 seconde à parcourir de bas en haut le cadre des images (et ce de façon générale, quel que soit le régime d'ébullition) :

en enregistrant des visualisations à une fréquence de 1 Hz, on obtient donc un échantillon d'images d'évènements décorrélés.

### III.2.2. Moyennes d'images d'évènements décorrélés

En enregistrant une prise de vue toutes les secondes, on photographie à chaque fois des évènements distincts présentant des motifs de bulles n'ayant *a priori* pas de corrélation temporelle entre eux. L'idée est d'enregistrer un grand nombre d'images d'évènements décorrélés et d'étudier la possibilité d'obtenir des informations intéressantes en effectuant des études statistiques sur celles-ci.

Toujours lors des tests préliminaires avec l'ancienne cellule d'essai, nous avons enregistré trois séries de 1500 images prises à une fréquence de 1 Hz, en chauffant respectivement une, puis deux, puis trois lignes de sondes en amont de section, à une puissance de 400 mW par sonde (même configuration expérimentale et même cadre de visualisation que pour les résultats de la Figure III.4), puis nous avons calculé l'image moyenne de chaque série. Sur la Figure III.5, les lignes chauffées sont indiquées par des flèches rouges ; les trois images sont obtenues chacune en effectuant une moyenne sur chaque pixel des niveaux de gris des 1500 images correspondant à leur configuration expérimentale respective (les images originales ont été traitées au préalable en leur retirant l'image de fond et en leur appliquant le masque sur les plots). On voit sur la Figure III.5 que plus il y a de lignes chauffées, plus les images possèdent de zones claires : en effet, plus il y a de lignes chauffées, plus le taux de vide est élevé dans la section. On remarque aussi que sur chaque image, les niveaux de gris sont plus clairs en amont de section qu'en aval.

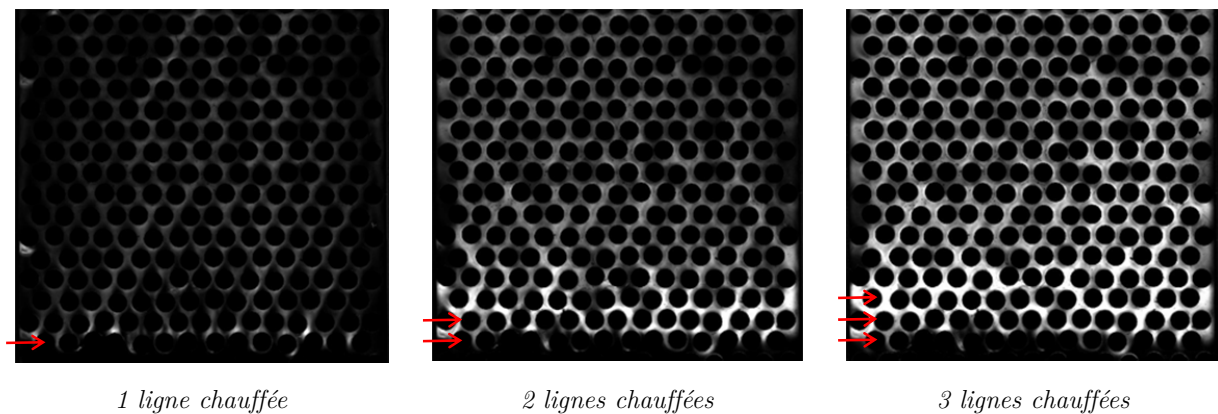


Figure III.5. Images obtenues chacune en moyennant 1500 images d'évènements décorrélés.

Pour chacune de ces trois images, nous avons calculé le niveau de gris moyen sur des bandes horizontales de la largeur d'une ligne de cylindres, en fonction de la hauteur dans l'image (cette moyenne ne prend pas en compte les cylindres). Les résultats, présentés sur la Figure III.6,

montrent exactement la même tendance que ceux présentés en Figure III.4 (l'étendue des niveaux de gris diffère entre les deux figures car les caméras utilisées et les temps d'exposition des images acquises sont différents dans les deux cas). Cette similitude entre des résultats obtenus sur des visualisations à la caméra rapide d'une part (500 images par seconde) et à une fréquence d'acquisition de 1 Hz d'autre part justifie que l'on puisse, pour certaines analyses, s'affranchir du suivi temporel des bulles au profit d'un traitement statistique d'images d'évènements décorrélés. On vérifie là une certaine ergodicité, où des moyennes temporelles montrent les mêmes tendances que des moyennes statistiques d'évènements à des instants donnés, pour peu que l'effectif de l'échantillon d'images soit suffisamment élevé.

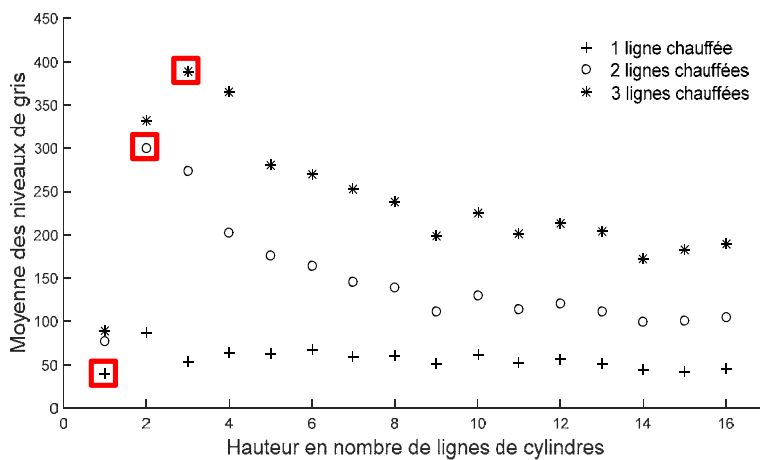


Figure III.6. Évolution de la moyenne des niveaux de gris en fonction de la hauteur dans l'image moyennée. Les carrés rouges correspondent à la ligne supérieure de la zone chauffée selon les configurations.

Nous venons de décrire les seuls tests de visualisations réalisées sur une ancienne cellule d'essai que nous présenterons dans ce mémoire. Par la suite, toutes les images concernant des expériences d'ébullition sont obtenues avec la cellule d'essai que nous avons assemblée, et qui a servi à mesurer le flux d'assèchement (chapitre II) ainsi qu'à étudier le flux critique local (chapitre V).

L'idée à retenir à ce stade est que le niveau de gris moyen des pixels contient de l'information sur le taux de présence de vapeur, dont il est une fonction monotone (décroissante pour des images originales, croissante pour des images passées en négatif). Cependant, la « physique » de ce signal est difficile à cerner car il ne dépend pas uniquement du taux de présence de vapeur mais aussi de la taille des bulles : en effet ce sont les interfaces vapeur-liquide qui sont responsables de l'extinction de la lumière réfléchie vers le capteur de la caméra. Sur un temps donné, une bulle volumineuse passant dans le champ visualisé aura un effet d'extinction plus faible qu'une nuée de bulles bien plus petites (mais représentant un volume total de vapeur plus faible). Dans la suite de notre étude, pour aller plus loin que ce simple indicateur qu'est le niveau de gris moyen, nous nous sommes attachés à détecter individuellement les bulles présentes dans l'écoulement.

### III.3. Binarisation et segmentation des images

La segmentation consiste à identifier les objets d'une image en les distinguant du fond, ce qui revient, concrètement, à délimiter leurs contours. Les objets sont des ensembles de pixels partageant en commun un certain nombre de critères. Après segmentation d'une image on peut compter le nombre d'objets, déterminer leur surface, leur périmètre, la position de leur centre de masse, les coordonnées de leur contour, les longueurs des axes de l'ellipse qui recouvre au mieux leur forme, les dimensions du plus petit rectangle qui les encadre, etc... Dans notre cas les objets sont des bulles qui, comme nous l'avons vu, contiennent une palette de niveaux de gris qui s'étale sur toute la dynamique de l'image : les bulles sont ainsi très difficilement « séparables » du fond (voir partie II.1.6 les conditions de visualisation qui expliquent la qualité des images obtenues). Nous rappelons d'abord très succinctement les techniques les plus courantes pour détourner des objets, qui s'avèrent infructueuses pour le traitement de nos images. Puis nous expliquerons en détail comment nous procédons finalement, après avoir mis au point une méthode spécifique de binarisation (c'est-à-dire une transformation des images en noir et blanc). Tous les traitements sont réalisés avec le logiciel Matlab, dont le module complémentaire *Image Processing Toolbox* est particulièrement exploité. Nous citerons les commandes les plus utiles.

#### III.3.1. Aperçu de quelques techniques de segmentation

Nous ne parlons ici que des images en niveaux de gris. La segmentation d'images en couleurs utilise les mêmes types de techniques que celles décrites ci-dessous, appliquées séparément aux trois couches de couleurs primaires qui composent l'image.

De part et d'autre des contours d'un objet, il y a généralement une brusque variation des niveaux de gris entre l'objet et le fond de l'image. On peut donc chercher à détecter les contours des objets comme étant les maxima locaux du gradient spatial de l'image, supérieurs à un seuil donné. Pour calculer ce gradient, on effectue une convolution de l'image par une matrice que l'on appelle noyau (*kernel*). Il existe différentes méthodes selon le noyau que l'on applique (Roberts, Sobel, Prewitt, ...). L'utilisation directe du gradient est sensible au bruit, que l'on peut lisser en appliquant un filtre gaussien au préalable ; en appliquant un seuillage à hystérésis au résultat, on obtient un filtre de type Canny. Une autre idée est qu'à l'emplacement des maxima de gradient, la dérivée seconde spatiale des niveaux de gris est nulle. Cela correspond aux valeurs nulles du laplacien de l'image. Cependant le laplacien est très sensible au bruit, aussi applique-t-on là encore un filtre gaussien au préalable.

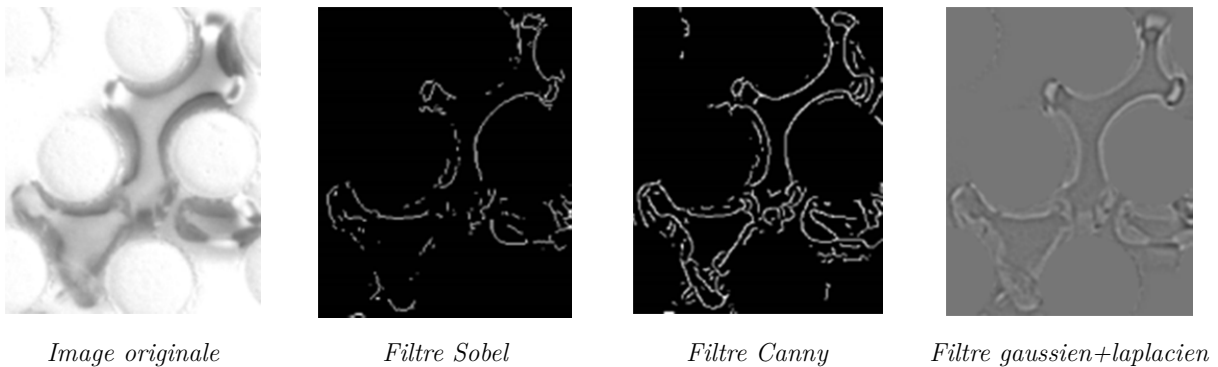


Figure III.7. Tests de différents filtres de détection de contours.

La Figure III.7 montre quelques rendus obtenus sur un extrait d'image en y appliquant les filtres les plus courants. On constate que la médiocrité des résultats tient pour source principale la présence des tâches sur les bulles ; l'aura ombragée qui les entoure pose aussi problème.

Après avoir testé plusieurs types de filtrage, nous avons abandonné cette piste pour nous concentrer sur l'élaboration d'une méthode de binarisation, c'est-à-dire de transformation de l'image en noir et blanc. Si le principe de base est très simple, à savoir appliquer un seuil en niveau de gris à l'image pour passer en blanc tous ses pixels de valeur supérieure et en noir ceux de valeur inférieure, nous allons voir que cela est bien plus complexe dans notre cas. Précisons qu'il existe plusieurs techniques de seuillage. La procédure de seuillage multiple consiste à appliquer différents seuils selon les zones de l'image que l'on a découpée, et que l'on réassemble une fois le seuillage multiple effectué. Un exemple d'application sur des visualisations d'écoulements diphasiques est donné par Julcour-Lebigue *et al.* [110] ; on notera dans cette référence que, face à la complexité des images, la méthode suivie est nécessairement opérateur-dépendante. Autre technique, le seuillage à hystérésis consiste à définir deux seuils, un « seuil haut » qui correspond à des pixels nécessairement contenus dans les objets que l'on cherche à identifier, et un « seuil bas » estimé comme étant la plus faible valeur des niveaux de gris de ces objets. Les pixels de l'image à valeurs supérieures au seuil haut sont identifiés ; puis les pixels voisins sont sélectionnés tant que leur valeur est supérieure au seuil bas. On a alors une propagation sur les pixels de proche en proche, qui s'arrête au niveau de ceux de valeur inférieure au seuil bas. Nous avons testé ces deux techniques, mais là encore les résultats ne sont pas satisfaisants du fait des tâches lumineuses présentes sur les bulles. Néanmoins, notre méthode s'inspire de ces deux techniques de seuillage, et elle fait aussi appel à des opérations dites de morphologie mathématique.

### III.3.2. Binarisation

La méthode retenue pour la binarisation des images est constituée des 9 étapes suivantes :

- 1) Retrait de l'image de fond à l'image originale
- 2) Application d'un masque pour éliminer les plots cylindriques
- 3) Application d'un seuil de niveau de gris pour binariser l'image
- 4) Opérations morphologiques de dilatation-érosion pour connecter et lisser les contours des bulles
- 5) Remplissage en blanc de l'intérieur des bulles
- 6) Détection des grosses poches de vapeur pour leur appliquer un traitement supplémentaire consistant en une combinaison des étapes 3), 4), 5).
- 7) Labellisation des objets (attribution d'une étiquette à chaque bulle identifiée) et détermination du contour de chaque bulle détectée.
- 8) Appréciation à l'œil nu des contours détectés superposés aux images originales.
- 9) Répétition des étapes 3) à 8) en adaptant les différents paramètres mis en jeu jusqu'à obtenir un résultat final visuellement satisfaisant.

Nous détaillons ci-dessous l'ensemble des étapes de binarisation des images, exceptées celles de retrait du fond et de l'application d'un masque qui ont été décrites précédemment (partie III.1).

### III.3.2.1. Seuillage

Il s'agit là d'un seuillage simple, qu'en quelque sorte on applique de façon inversée, puisque les bulles que l'on cherche à détecter sont des objets sombres sur fond clair. On définit un seuil en niveau de gris, tous les pixels de l'image (hormis ceux du masque) qui ont une valeur inférieure sont considérés comme faisant partie d'une bulle et on leur attribue la valeur 1, les pixels de valeurs supérieures ne sont pas identifiés comme des bulles et on leur attribue la valeur 0. Il en résulte une image binaire où les bulles détectées apparaissent en blanc (pixels de valeur 1) sur fond noir (pixels de valeur 0).

On peut observer sur l'image de la Figure III.8 que de nombreux reflets parasites sur les bulles se matérialisent par des zones de forte luminosité comparée au niveau de gris moyen d'une bulle. Ces niveaux de luminosité sont parfois aussi intenses que ceux du fond à l'extérieur des bulles. Pour inclure ces reflets dans les bulles il faut donc appliquer un seuil relativement élevé, mais cela risque d'identifier des parties du fond comme étant des bulles.

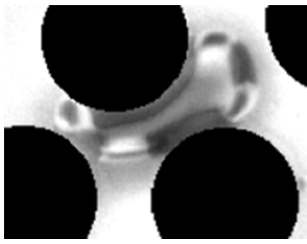


Figure III.8. Bulle entachée de reflets lumineux.

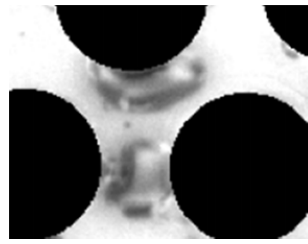


Figure III.9. Zone ombragée entre deux bulles.

Par ailleurs, les bulles sont entourées d'une zone d'ombre plus ou moins étendue et sombre, comme on peut le voir sur la Figure III.8. Lorsque deux bulles sont proches, elles sont reliées par une zone ombragée (Figure III.9). Pour éviter au mieux de connecter ces bulles en binarisant l'image, il faut alors appliquer un seuil relativement bas, mais cela risque d'identifier de nombreuses zones claires dans les bulles comme étant le fond de l'image.

On comprend dès lors la difficulté de définir le seuil. Le choix est nécessairement basé sur un compromis : il faut un seuil assez élevé pour capturer une majeure partie des reflets clairs sur les bulles, et en même temps un seuil assez faible pour éviter au mieux de connecter des bulles proches. Il n'y a donc pas de critère permettant d'effectuer un seuillage automatique de l'image, l'opération se fait manuellement. Selon le niveau du seuil on obtient des bulles plus ou moins grosses (du fait des ombres) et plus ou moins entachées (du fait des reflets lumineux). Le compromis dans le choix du seuil consiste à obtenir des bulles en noir et blanc de taille comparable aux originales en dégradés de gris, mais avec des contours pas trop fortement découpés de sorte à pouvoir les reconnecter ensuite avec des opérations de morphologie mathématique.

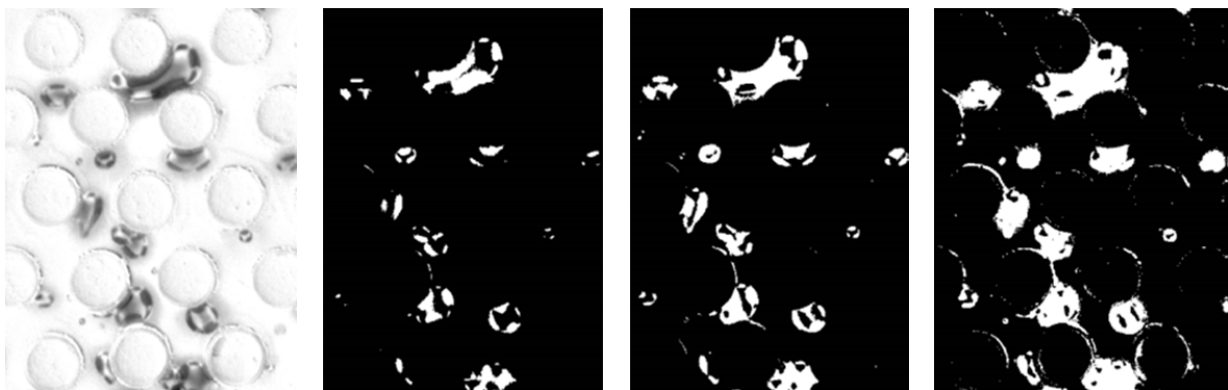
*Image originale**Seuil = 0,65**Seuil = 0,75**Seuil = 0,85*

Figure III.10. Exemples de résultats de binarisation pour différents seuils appliqués.

Les exemples donnés sur la Figure III.10 illustrent ce propos. À partir de l'image originale, on peut comparer l'image résultant de l'application d'un seuil d'une valeur de 0,65 : les bulles sont affectées de nombreuses et larges tâches. Sur l'image issue d'une binarisation avec un seuil de 0,85,



les tâches sur les bulles sont fortement réduites mais les contours des bulles sont excessivement étendus car ils englobent désormais les ombres, et de nombreuses zones parasites apparaissent en blanc. Les exemples montrés ici sont intentionnellement obtenus à partir d'une image à laquelle on a retiré le fond mais pas appliqué le masque, afin de mieux visualiser la gêne que constituent les traces autour des plots, dont nous parlions précédemment.

Après observation des résultats obtenus pour différents niveaux de seuillage compris entre 0,65 et 0,85 sur plusieurs dizaines d'images pour différents régimes d'écoulements diphasiques, le niveau de seuil finalement retenu est 0,75. Après binarisation, des opérations morphologiques sont effectuées pour fermer et lisser le contour des bulles, blanchir les tâches noires, ainsi qu'éliminer de petits objets parasites.

### III.3.2.2. Fermeture et lissage des contours de bulles : opérations morphologiques

Les opérations morphologiques appliquées pour fermer et lisser les contours sont les suivantes (les chercheurs en traitement d'images parlent familièrement de « morpho math » pour morphologie mathématique) :

- une dilatation permet de fermer les contours et d'enclorre les tâches noires internes aux bulles,
- s'ensuit une opération de remplissage des bulles, lors de laquelle l'intérieur de tous les contours fermés sont remplis de blanc,
- enfin une érosion sert à faire revenir les bulles à leur taille initiale.

C'est là le principe global mais selon les cas le résultat peut être meilleur avec plusieurs dilatations et/ou plusieurs érosions (une simple succession de dilatation-érosion est qualifiée d'opération de fermeture). Outre la fermeture des contours, ces opérations entraînent leur lissage. Les différentes étapes sont schématisées sur la figure 9. Concrètement, cela se fait au moyen d'un « élément structurant », un cercle dans notre cas, qui parcourt la périphérie de chaque ensemble de pixels blancs connectés ; un nouveau contour est alors défini en venant s'appuyer sur la limite extérieure du parcours de l'élément structurant (Figure III.11.c), c'est l'opération de dilatation. On refait alors parcourir sur le contour obtenu l'élément structurant, mais cette fois-ci on marque la limite intérieure de ce parcours, ce qui constitue l'étape d'érosion (Figure III.11.d). On obtient alors l'image binarisée finale (Figure III.11.e), dont le contour est superposé sur l'image originale (Figure III.11.a) afin d'apprécier le résultat (Figure III.11.f). Lors de cette procédure, à l'issue de l'étape c) l'intérieur des contours fermés est rempli de blanc. Les fonctions Matlab utiles pour réaliser ces opérations sont *imdilate* (dilatation), *imfill* (remplissage), *imerode* (érosion).

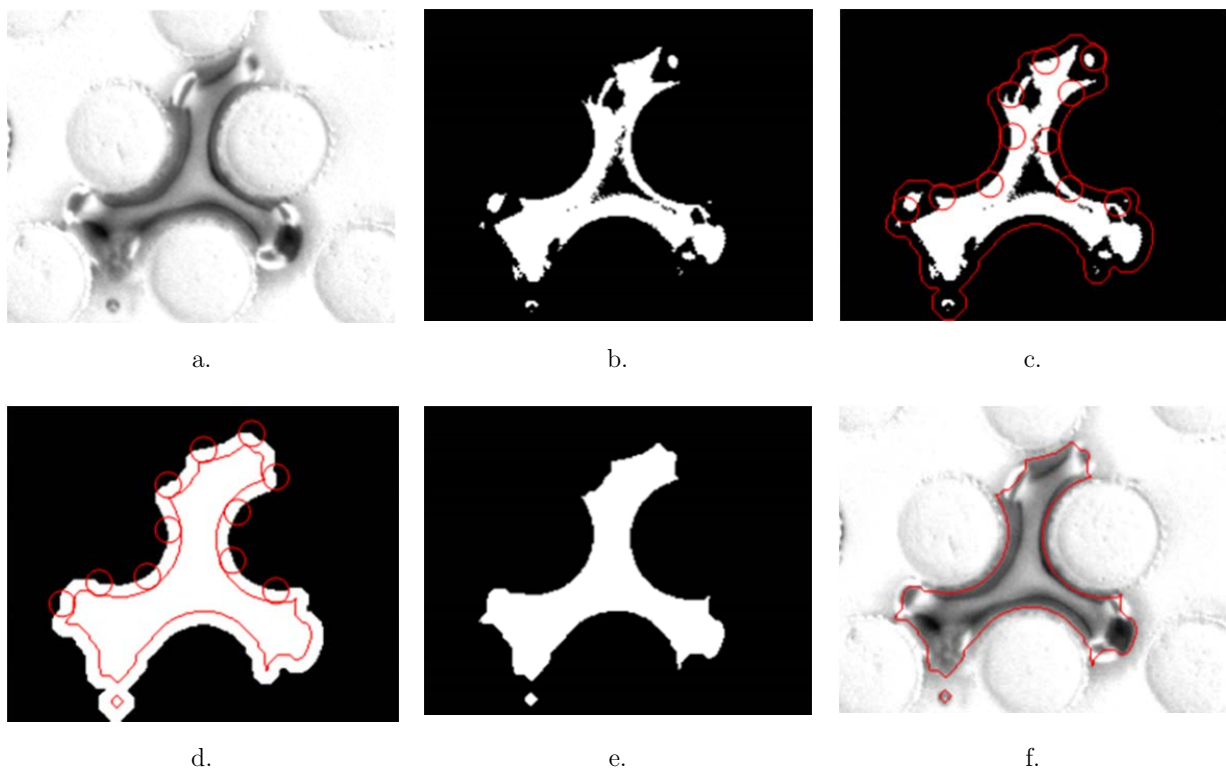


Figure III.11. Opérations de dilatation-érosion. Les opérations successives réalisées sur l'image brute originale sont : a) retrait du fond ; b) application du masque puis d'un seuil de binarisation ; c) dilatation des contours ; d) « coloriage » en blanc de l'intérieur du contour obtenu puis érosion. La vignette e) montre le résultat final. La vignette f) superpose le contour obtenu sur l'image a) afin d'apprécier le résultat.

Dans notre cas où les contours des bulles sont courbes, l'utilisation d'un cercle comme élément structurant est la géométrie la plus pertinente. Cependant on comprend, en observant les différentes étapes de la Figure III.11, que le choix du rayon de ce cercle a un impact déterminant sur le résultat. Ainsi l'opération de dilatation-érosion peut conduire, selon le rayon du cercle utilisé comme élément structurant, à une fermeture plus ou moins partielle des bulles, ou bien à leur coalescence par artefact numérique ; on voit cela sur la Figure III.12. Le meilleur compromis que nous ayons trouvé pour obtenir des résultats satisfaisants à l'échelle d'une image complète consiste à effectuer une dilatation, à remplir de blanc les bulles, puis réaliser deux érosions successives, et enfin une ultime dilatation. Les rayons d'éléments structurants sont différents à chaque étape, mais la somme des rayons utilisés pour les dilatations est égale à la somme des rayons appliqués pour les érosions.

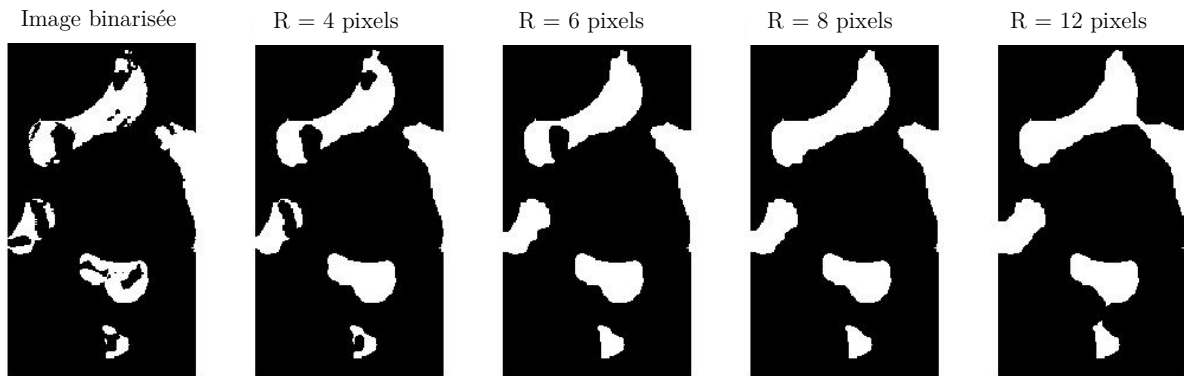


Figure III.12. Sensibilité de l'opération de dilatation-érosion au rayon de l'élément structurant.

### III.3.2.3. Problème des « slugs » de vapeur

Nous appelons « slugs » des grosses poches de vapeur qui occupent plusieurs pores, de sorte qu'elles englobent de leur contour plusieurs plots cylindriques. Ces slugs peuvent être particulièrement étendus, ce qui pose problème lors de l'étape de remplissage en blanc réalisée avec la fonction *imfill*. La Figure III.13 illustre cela.

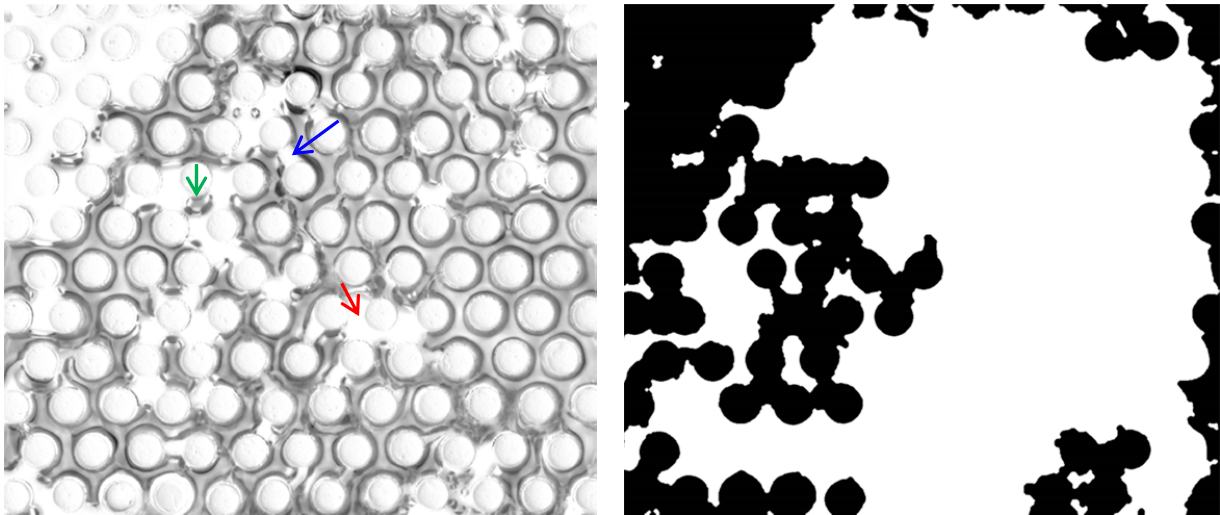


Figure III.13. Problème posé par les grosses poches de vapeur. À gauche, image originale (présentée sans l'application du masque pour davantage de visibilité) ; à droite, image obtenue après binarisation et opérations morphologiques. Les flèches rouge et bleue sur l'image originale pointent respectivement une zone de liquide et un pont liquide qui ont disparu sur l'image de droite. La flèche verte est dirigée vers une bulle qui a aussi disparu sur l'image de droite.

L'algorithme qui remplit de blanc les objets creux détecte leurs contours en partant des bords de l'image. Si les contours d'une bulle englobent des zones de liquide et des plots cylindriques, l'algorithme remplit de blanc l'ensemble de la bulle sans analyser ce qu'il y a à l'intérieur. On obtient alors une énorme surface blanche comme on le voit sur l'image de droite de la Figure III.13. Réappliquer le masque sur l'image obtenue donne un résultat où de nombreuses informations sont perdues à l'intérieur des slugs. Par exemple la zone de liquide pointée par la flèche rouge sur l'image de gauche de la Figure III.13 a disparu de l'image de la Figure III.14, où l'on a simplement appliqué le masque sur l'image de droite de la Figure III.13 ; d'autres zones de liquide, des ponts liquides ainsi que des petites bulles ont aussi disparu.

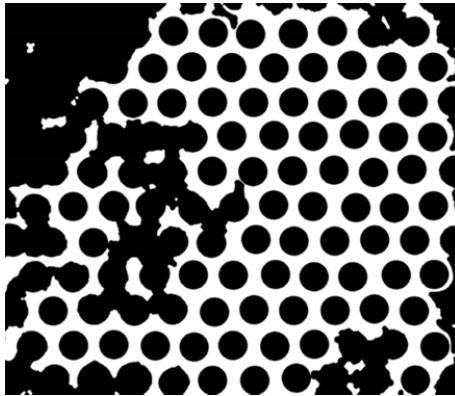


Figure III.14. Traitement des slugs : réappliquer simplement le masque conduit à une perte d'informations.

Pour capturer au mieux les zones liquides éventuellement présentes à l'intérieur des slugs, nous avons mis au point une méthode qui s'inspire de démarches similaires à un seuillage multiple et à un seuillage à hystérésis : on va utiliser un « seuil haut » et l'on va décomposer l'image entre petites bulles et gros slugs, avant de la réassembler au final. Comme on peut le voir sur l'image de gauche de la Figure III.13, à l'intérieur de l'énorme poche de vapeur il y a plusieurs ponts liquides entre des plots cylindriques qui apparaissent avec un niveau de gris élevé, pratiquement blanc. Pour détecter ces zones, on repère sur l'image originale l'ensemble des pixels possédant un niveau de gris supérieur à seuil élevé, proche de 1. Sur l'image obtenue à droite de la Figure III.13, on attribue la valeur 0 à cet ensemble de pixels (on les passe en noir). On obtient l'image a) de la Figure III.15. La succession des opérations qui s'ensuivent est détaillée dans la légende de la Figure III.15, nous invitons le lecteur à s'y reporter. Nous précisons juste que pour isoler les petites bulles à l'étape c), nous utilisons un seuillage sur l'aire des bulles au moyen de la fonction *bwareaopen* ; c'est la même technique qui est utilisée à l'étape e) pour éliminer de petites taches parasites.

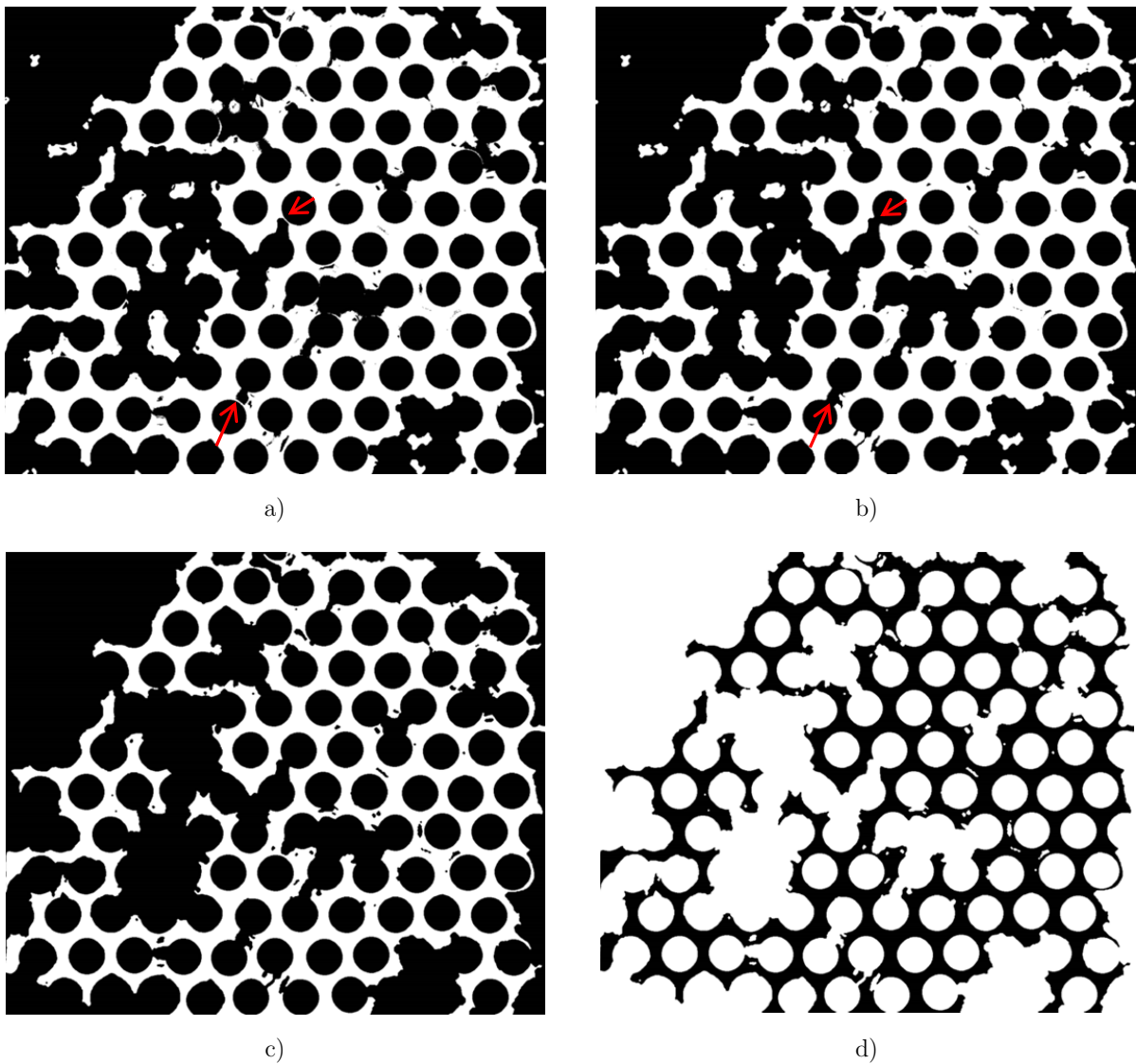


Figure III.15. Traitement des grosses poches de vapeur. a) Les informations dans le slug sont récupérées par l'application d'un seuil haut. b) Les ponts liquides à l'intérieur du slug sont connectés aux plots par érosion-dilatation, ce qui revient à une opération de fermeture sur les objets noirs (voir par exemple au niveau des flèches rouges sur les images). c) L'image est décomposée : les petites bulles sont isolées et enregistrées à part, il ne reste que le slug pollué par de petites taches noires qui sont issues de l'application du seuil haut lors de l'étape a). d) L'image est passée en négatif pour pouvoir identifier ces taches comme des objets. (Voir Figure III.15 suite, pour la suite des opérations)

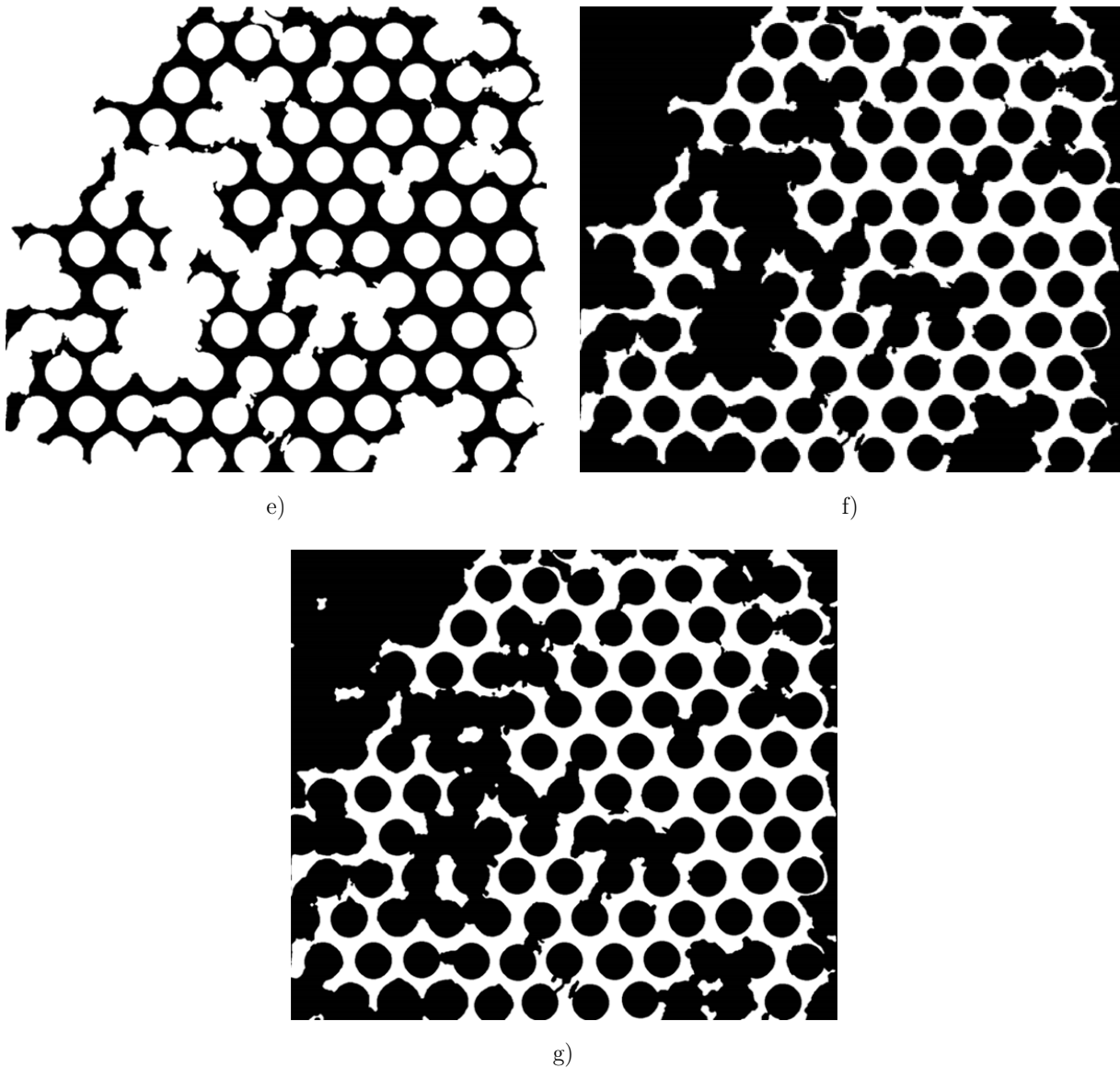


Figure III.15 suite. e) Élimination des petits objets par application d'un seuillage sur leur aire : les tâches parasites sont effacées. f) Basculement à nouveau sur le négatif de l'image. g) Reconstitution finale de l'image en superposant les petites bulles qui ont été isolées à l'étape c).

Le résultat final est issu de nombreux compromis dans les choix de paramétrage des opérations (niveaux des seuils en niveaux de gris, rayons des éléments structurants, niveaux des seuils en surface pour isoler les petites bulles et éliminer les taches). Ces choix sont déterminés suite à plus d'une centaine de différents tests réalisés sur des dizaines d'images pour chaque cas d'écoulement diphasique que nous étudierons par la suite. Le compromis consiste à obtenir un résultat visuel satisfaisant pour chaque cas d'étude ; cette appréciation est effectuée en imprimant sur les images originales les contours détectés après binarisation.

#### III.3.2.4. Labellisation des objets

À l'issue de toutes les étapes précédentes (Figure III.15.g) on réalise une opération dite de labellisation, qui permet d'attribuer un numéro à chaque zone blanche (pixels de valeur 1) délimitée par des pixels noirs (valeur 0) sur l'image : les bulles sont ainsi identifiées et numérotées. A l'issue de cette opération, les pixels d'une zone blanche connexe prennent une valeur entière identique pour l'ensemble des pixels de cette zone ; chaque zone se voit attribuer un numéro distinct (une étiquette) : les bulles sont ainsi identifiées et numérotées. On peut alors repérer pour chaque bulle individualisée son contour ainsi que le centre de masse de sa surface projetée.

La Figure III.16 montre le résultat obtenu sur l'image qui a servi d'exemple dans les Figure III.13 à Figure III.15 : les contours de l'image binarisée sont superposés à l'image originale. Bien qu'imparfait, le résultat est globalement satisfaisant. On parvient par exemple à capturer la zone de liquide, le pont liquide ainsi que la bulle indiqués respectivement par les flèches rouge, bleue et verte sur la Figure III.13. Un second exemple de résultat obtenu par le traitement identique d'une autre image est donné sur la Figure III.16.bis. Les images des Figure III.16 et Figure III.16.bis correspondent à des visualisations d'écoulements diphasiques où une ligne horizontale de cylindres est chauffée en amont (hors champ) à des puissances respectives de 2400 mW par cylindre et 1000 mW par cylindre ; dans les deux cas du HFE-7000 liquide est injecté par le bas de la cellule d'essai à un débit de  $21,5 \text{ ml}\cdot\text{min}^{-1}$  (c'est le débit fixé pour toutes les expériences présentées aux chapitres IV et V).

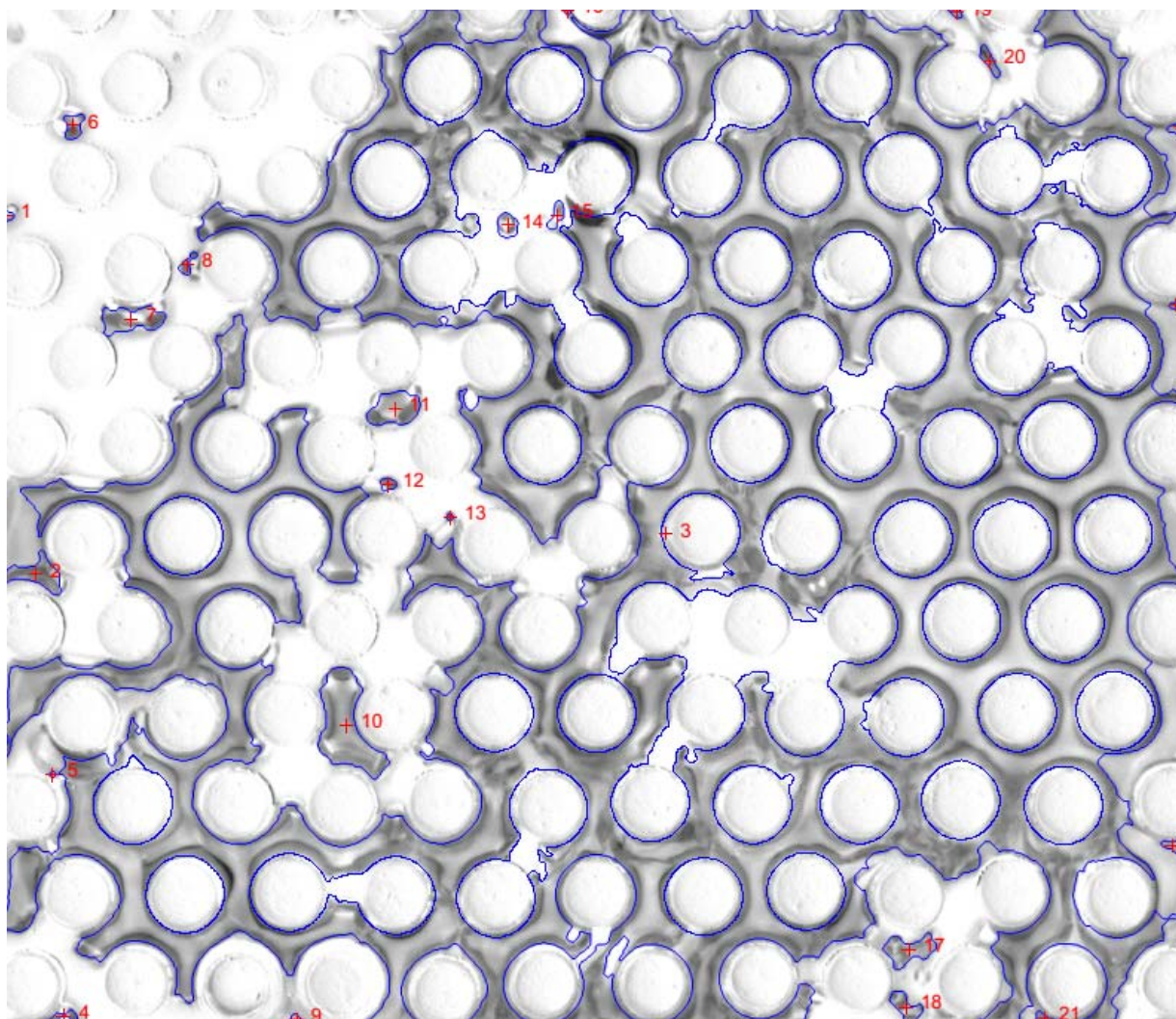


Figure III.16. Appréciation visuelle du résultat obtenu à l'issue du traitement complet d'une image contenant un gros slug de vapeur. Les contours détectés sont superposés à l'image originale. Les croix et les numéros indiquent respectivement les centres de masse des surfaces des bulles et l'étiquette qui leur a été attribuée par labellisation de l'image binarisée.



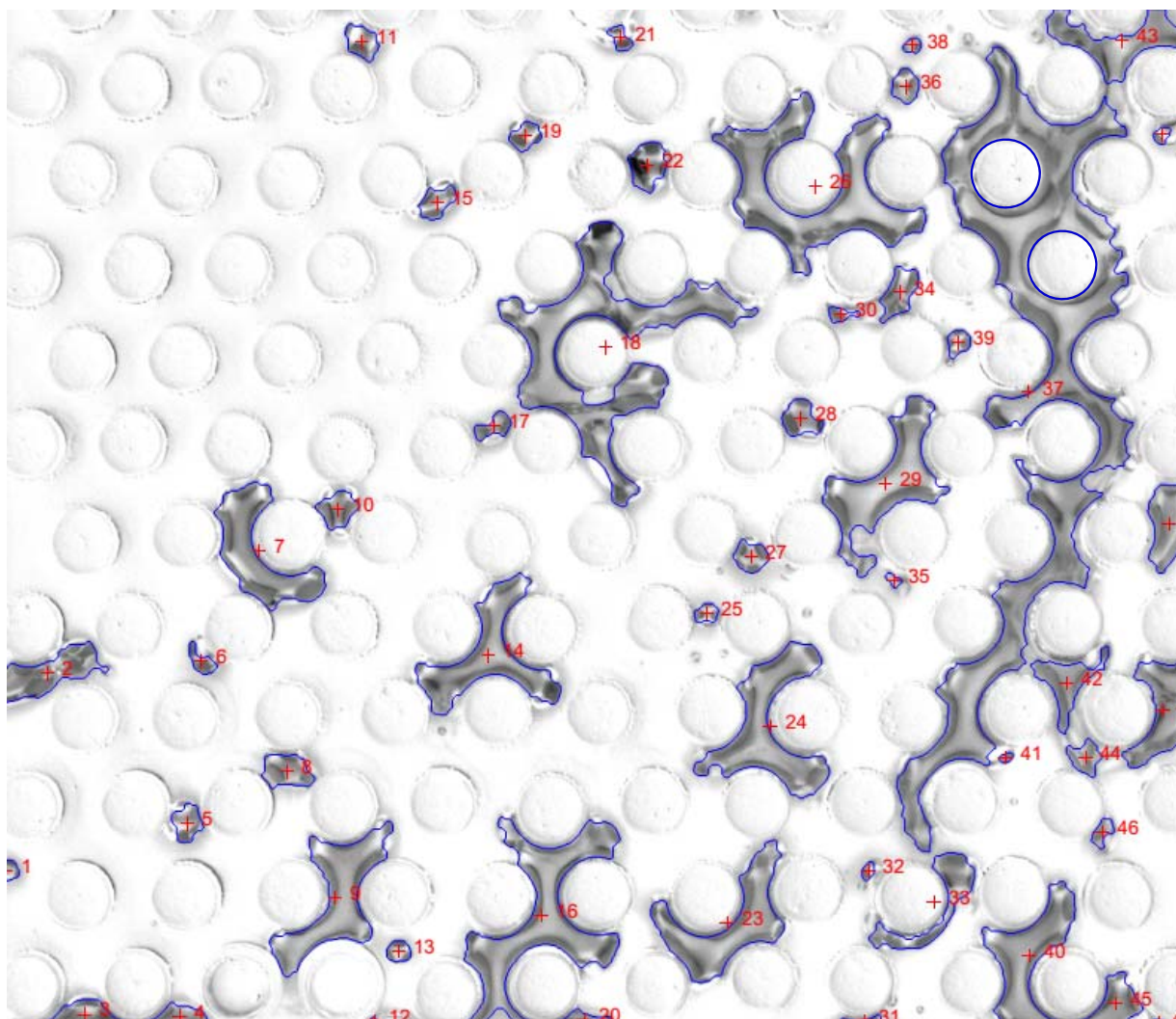


Figure III.16.bis. Autre exemple de résultat obtenu par un traitement identique d'une autre image.

## III.4. Analyse des images binarisées

### III.4.1. Détermination d'un effectif d'échantillon représentatif

Concernant les images prises à basse fréquence (typiquement 1Hz), il faut avant toute analyse plus poussée déterminer l'effectif de ce qui sera considéré comme un échantillon d'images statistiquement représentatif de chaque configuration expérimentale. Quelques séries d'acquisitions de 2500 images prises toutes les secondes dans différentes situations d'ébullition convective en régime stationnaire ont été réalisées. En calculant la moyenne des niveaux de gris sur la surface totale des images (hors plots cylindriques) et sur des collections d'un nombre croissant d'images, on constate que cette double moyenne converge vers une limite à partir de 1000 images. Le calcul effectué avec l'écart-type converge aussi, un peu plus rapidement (vers 800 images environ). La prise en compte d'une image sur deux sur une série de 2500 images ne modifie pas les résultats de façon significative. Le choix a alors été fait d'effectuer les études statistiques d'événements décorrélés sur des séries de 1500 images, échantillons que l'on estime statistiquement représentatifs des phénomènes visualisés. Nous montrons sur la Figure III.17 l'évolution de la moyenne des niveaux de gris en fonction du nombre d'images sur laquelle elle est calculée, dans le cas le plus défavorable pour la convergence de cet indicateur : il s'agit d'une expérience d'ébullition convective où une ligne horizontale de cylindres est chauffée à 400 mW par cylindre. Pour d'autres expériences cette ligne est chauffée à des puissances plus élevées, et la moyenne des niveaux de gris converge plus rapidement en fonction du nombre d'images. Le cadre de visualisation est situé 7 lignes au-dessus de la ligne chauffée (voir Figure IV.1, p.114), dans une zone où l'on estime que l'écoulement diphasique est pleinement établi (voir partie III.2).

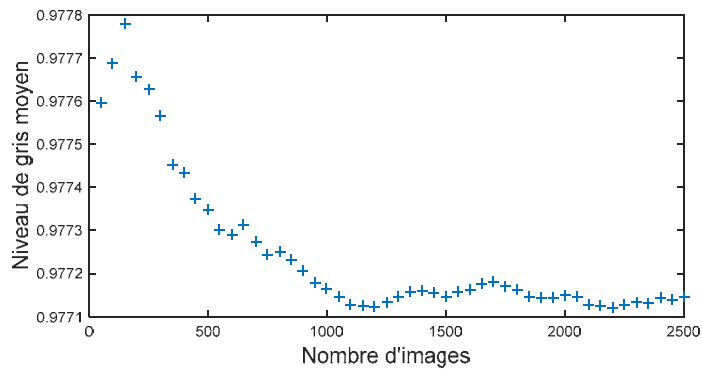


Figure III.17. Évolution du niveau de gris moyenné sur toute la surface des images (hors plots cylindriques) et sur un échantillon d'images, en fonction de l'effectif de l'échantillon.

### III.4.2. Distribution de la surface projetée des bulles

La fonction *regionprops* de Matlab permet d'analyser les images binarisées et labellisées, qu'elles soient issues de séquences résolues en temps (imagerie rapide) où d'un échantillon représentatif d'images décorréliées. Cette fonction permet d'automatiser la mesure du périmètre et de l'aire des bulles, de détecter leur contour, de calculer les coordonnées de leur centre.

Ainsi, par exemple, à partir d'un ensemble donné de 1500 images binarisées décorréliées, qui fournit typiquement les caractéristiques de plusieurs dizaines de milliers de bulles, une fonction de distribution de la surface projetée des bulles peut être immédiatement obtenue. L'exploitation de cette possibilité sera faite dans le chapitre IV, partie IV.3.1.

### III.4.3. Fraction surfacique et volume de vapeur

À partir de la mesure des aires des bulles, on peut définir une fraction surfacique de vapeur  $\alpha_s$  égale à l'aire cumulée des bulles divisée par l'aire de l'espace poral. Bien que calculée grâce à la surface projetée des bulles dans un plan vertical, donc sans tenir compte de leur volume, cette fraction surfacique peut être considérée comme un indicateur de l'ordre de grandeur du taux de vide, comme le proposent Jo et Revankar [111]. Nous étudions cet indicateur dans la partie IV.3.1.2.

Pour aller plus loin, il serait idéal de calculer un « véritable » taux de vide, c'est-à-dire une fraction volumique de vapeur, à partir de nos visualisations. Notons que cette grandeur est traditionnellement difficile à obtenir dans un écoulement diphasique, *a fortiori* en milieu poreux. L'Annexe C recense certaines des techniques couramment utilisées, qui ne peuvent être mises en œuvre dans notre montage ; nous y justifions le choix d'avoir exploré au maximum la piste des traitements d'images.

Le calcul de la fraction volumique de vapeur nécessite d'estimer le volume des bulles à partir de leur surface projetée dans un plan vertical. C'est un problème particulièrement complexe dans notre cas, à cause des effets 3D combinés à des effets de confinement. En effet, les constriction dans notre espace poral ont une largeur de l'ordre de 1 mm alors que la profondeur du milieu est de 3 mm. Dans une première approche on peut supposer que les plus petites bulles, de dimensions inférieures aux constriction du réseau, sont sphériques : leur volume est directement calculable à partir de leur diamètre. Concernant les grosses bulles, qui s'étendent sur plusieurs pores, on peut considérer qu'elles s'appuient sur les parois de la cellule d'essai. Leur volume est alors égal à leur surface multipliée par la profondeur du milieu poreux, moins un petit volume périphérique dû à la courbure de leur interface vapeur-liquide et que l'on peut estimer à partir de leur périmètre. Reste le cas des bulles de taille intermédiaire, qui sont confinées entre les plots mais qui ne s'appuient pas sur les parois du dispositif. Comment évaluer leur volume ? En fait, comme nous le verrons, l'estimation du volume des petites bulles est également très problématique : il s'avère que celles-ci

se déforment beaucoup selon l'emplacement où elles se situent (au milieu d'un pore ou contre un plot cylindrique). Nous reviendrons sur ce point.

Outre des mesures morphologiques sur les bulles observées, nous nous sommes attachés à essayer de pouvoir caractériser leur comportement dynamique. Pour ce faire, nous avons développé un algorithme permettant le suivi des bulles, sur une séquence d'images résolue temporellement.

#### III.4.4. Suivi temporel des bulles : tracking

La méthode de suivi des bulles est basée sur l'analyse du pourcentage de recouvrement des surfaces des bulles d'une image binarisée à l'autre, sur une séquence résolue temporellement. Les images sont auparavant labellisées. Le principe est simple : on projette la surface  $A_n$  d'une bulle de l'image  $n$  sur l'image  $n-1$  précédente, et l'on regarde quelle(s) surface(s) de bulle(s) elle recouvre sur cette image précédente. Si plusieurs bulles sont en partie recouvertes, on considère que la bulle mère est celle dont le taux de recouvrement est le plus élevé. On attribue alors à la bulle fille de l'image  $n$  la même étiquette que celle de la bulle mère de l'image  $n-1$ . Cela constitue la première étape de traitement. Une bonne résolution temporelle est nécessaire pour que cette approche soit efficace (nous utilisons des séquences filmées à une cadence de 1200 Hz). Dans le cas contraire, s'il y a peu ou pas de recouvrement entre les zones occupées par une même bulle d'une image à la suivante, une méthode par analyse des positions des centres de masse doit être envisagée. Cependant, cette dernière approche fournit des résultats imprécis dans les régimes sièges de nombreuses coalescences ou ruptures : à chaque événement de ce type, les centres de masse subissent un soudain saut de déplacement qu'il n'est pas évident d'interpréter. L'avantage de notre approche est qu'elle permet de détecter et identifier les événements de ruptures et coalescences, et de déterminer quelles sont les bulles mères qui en ont été le siège ou les bulles filles qui en sont issues.

Le choix effectué dans notre algorithme de tracking est de considérer qu'une bulle conserve son étiquette tant qu'elle ne sort pas du cadre de l'image ou qu'elle ne subit ni rupture ni coalescence. Les bulles ont toutes un numéro d'étiquette unique (lorsqu'une nouvelle bulle apparaît, on lui attribue un numéro incrémenté de 1 par rapport à la valeur maximale de toutes les étiquettes ayant existé).

Suite à la première étape de traitement, on détecte les coalescences en comparant les numéros des bulles d'une image à l'autre : si des numéros existants dans l'image  $n-1$  ont disparu dans l'image  $n$ , c'est que les bulles correspondantes ont éventuellement coalescé. Mais elles peuvent aussi être sorties du cadre de l'image, ou encore avoir disparu par artefact de binarisation. On effectue donc une projection inverse des surfaces  $A_{n-1}$  des bulles qui ont disparu sur l'image  $n$ . Si  $A_{n-1}$  recouvre une surface  $A_n$ , c'est que la bulle correspondante a bien disparu par coalescence et on lui attribue un nouveau numéro d'étiquette dans l'image  $n$ .

La détection des ruptures est plus aisée : à l'issue des étapes précédentes, si deux bulles possèdent le même numéro d'étiquette elles proviennent nécessairement d'une rupture. On leur affecte alors à chacune un nouveau numéro.

Notre algorithme est très efficace pour réaliser le suivi de bulles dans des régimes à faible taux de vide ; cependant, à des taux de vide moyens ou élevés, les nombreux événements de ruptures et coalescences font que la « durée de vie » d'une bulle est très limitée, ce qui limite fortement les possibilités d'analyse de l'évolution de bulles individualisées (par exemple il n'y a pas beaucoup d'intérêt à mesurer la vitesse d'une bulle sur une distance inférieure à la taille d'un pore). Pour ces régimes, il faudrait adapter le programme en définissant autrement la notion de bulle : par exemple, la bulle la plus grosse à l'issue d'une rupture conserve l'étiquette de la bulle mère, et la bulle mère la plus grosse qui a subi une coalescence donne son étiquette à la bulle fille. Ces choix demandent à être discutés, et nous nous sommes limités à considérer que les bulles ne conservaient leur étiquette que tant qu'elles ne subissaient pas de rupture ou de coalescence. Néanmoins, une analyse statistique sur plusieurs milliers de bulles à « durée de vie » limitée reste possible : on envisage actuellement de classer les données obtenues par tailles de bulles, et d'effectuer de telles analyses statistiques sur chaque catégorie de tailles de bulles définie.

Comme on le pressent, l'exploitation des données issues de cet algorithme est relativement lourde. Il s'agit d'un travail en cours. Outre les données temporelles sur la position des bulles, qui permettent de déterminer leur vitesse, on a également accès à l'évolution morphologique d'une bulle lors de son parcours dans l'espace poral (durant la durée où une bulle donnée préserve son « intégrité », *i.e.* sans coalescence ni rupture) et à des informations sur la dynamique de la population de bulles (statistiques sur les événements rupture et coalescence).

### III.4.5. Estimation du débit de gaz

Pour contourner les difficultés liées à l'analyse par suivi direct, nous proposons ci-dessous une méthode pour estimer le débit de gaz généré par l'ébullition dans la cellule d'essai. On utilise pour ce faire des visualisations « rapides », réalisées à une fréquence de 1200 Hz. La méthode adoptée consiste à repérer sur une séquence d'images les bulles qui franchissent une ligne horizontale pendant un temps donné. En divisant le volume total des bulles qui ont traversé cette ligne par le temps d'observation (typiquement 3 à 5 secondes), on évalue le débit de gaz dans la cellule d'essai. Sur le plan technique, cela revient à construire et à exploiter un diagramme spatio-temporel. Le principe consiste à prélever sur chaque image successive de la séquence vidéo étudiée une ligne de pixels horizontale, positionnée entre deux lignes de cylindres. Ensuite, on superpose les lignes extraites les unes en dessous des autres et on obtient un diagramme spatio-temporel. La hauteur des images correspond à une hauteur réelle dans la cellule d'essai de moins de 4 cm. La variation de pression hydrostatique de HFE liquide sur une telle hauteur est de  $\Delta P = \rho_l gh \approx$

550 Pa = 5,5 mbar, ce qui a un impact négligeable sur le volume des bulles : on peut choisir la ligne horizontale de contrôle à n'importe quelle hauteur de l'image.

Une illustration de la méthode est donnée sur les Figure III.18 et Figure III.19. Sur l'image présentée en Figure III.18, on enregistre en mémoire la ligne horizontale de pixels située à l'ordonnée  $z$ . On effectue la même opération pour toutes les images successives de la séquence filmée. Puis l'on superpose les unes en dessous des autres l'ensemble de ces lignes, et on obtient le diagramme spatio-temporel de la Figure II.19. On repère donc en ordonnée de ce diagramme, pour chaque ligne horizontale, le numéro d'image  $n$  dans la séquence filmée dont elle a été extraite. La séquence vidéo considérée pour cet exemple comporte 250 images ; les séquences utilisées pour les études en contiennent 3600 à 5000. Par souci de visibilité, les images montrées ici sont des extraits zoomés des images originales, dont le cadre est plus étendu.

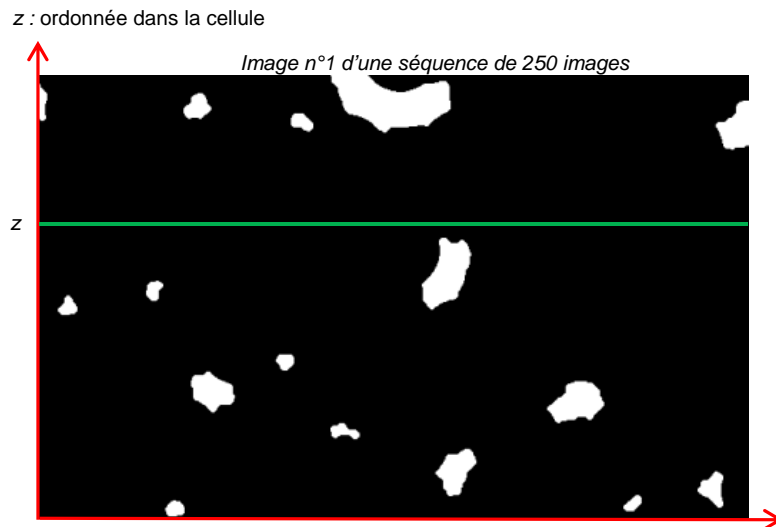


Figure III.18. Exemple d'emplacement d'une ligne horizontale (en vert) à partir de laquelle on construit un diagramme spatio-temporel.

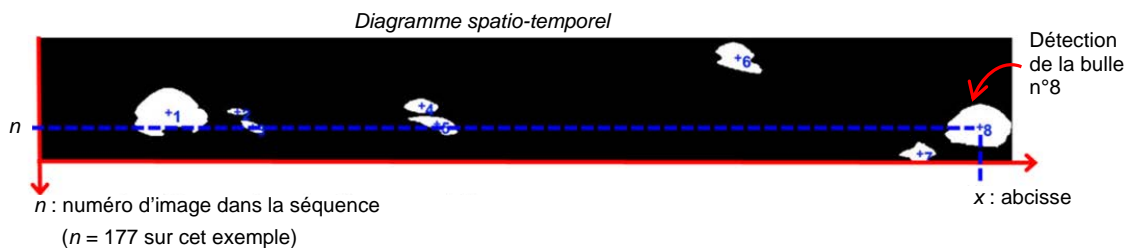


Figure III.19. Exemple de diagramme spatio-temporel obtenu.

Chaque objet blanc sur le diagramme spatio-temporel correspond ainsi au passage d'une bulle dans la cellule d'essai, à travers la section horizontale d'ordonnée  $z$ . En labellisant ce diagramme, on attribue alors un numéro  $N_{bulle}$  à chaque objet correspondant à une bulle détectée (il y a par exemple 8 passages de bulles détectés sur la Figure III.19). L'abscisse du centre de masse d'un objet donnée correspond à l'abscisse  $x$  de la bulle correspondante dans son image d'origine ; l'ordonnée  $z$  correspond au numéro d'image  $n$  dans la séquence filmée originale. On peut alors pour chaque bulle détectée remonter à l'image originale numéro  $n$  où elle se situe. Après labellisation de l'image  $n$ , on repère la bulle numéro  $N_{bulle}$  située aux coordonnées  $(x,z)$  de l'image, comme le montre la Figure III.20.

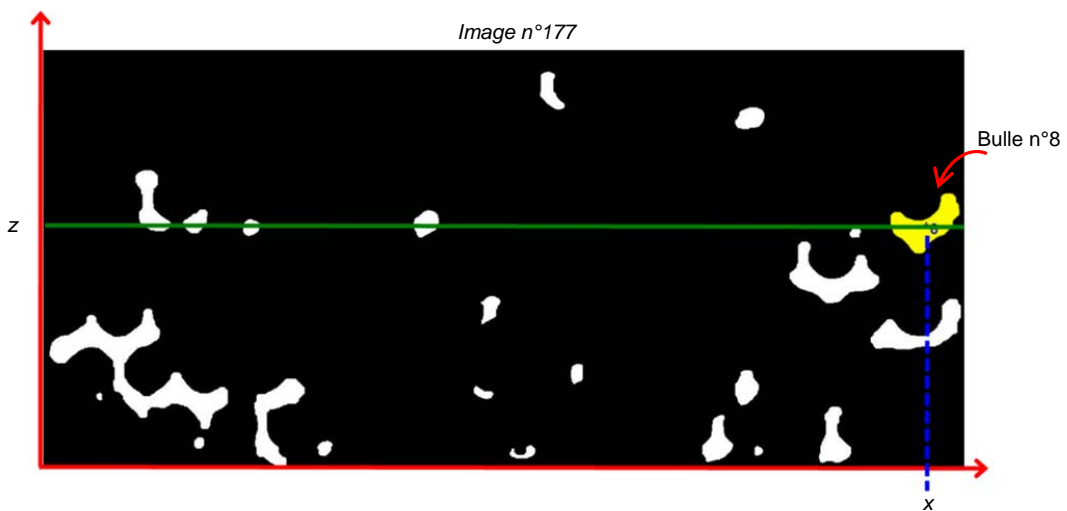


Figure III.20. Visualisation de la bulle numéro  $N_{bulle}$  sur l'image numéro  $n$ .

On évalue ensuite le volume de cette bulle numéro  $N_{bulle}$ . En effectuant cela pour chaque bulle détectée dans le diagramme spatio-temporel et en additionnant le volume de l'ensemble de ces bulles, on calcule le volume de gaz qui a franchi la section horizontale d'ordonnée  $z$  pendant la durée de la séquence filmée. On en déduit finalement le débit de gaz dans la cellule d'essai, les bulles d'air étant considérées incompressibles. Ainsi, cette méthode permet d'estimer le débit volumique de gaz dans la cellule d'essai en s'affranchissant de la connaissance de la vitesse des bulles. Par contre, la difficulté est d'arriver à estimer correctement le volume des bulles à partir de leur surface projetée, ce qui, comme discuté auparavant, n'a rien d'évident. Les résultats obtenus avec cette approche (et les détails sur la manière dont on détermine le volume des bulles) seront présentés au chapitre suivant. On peut noter d'ores et déjà qu'une telle analyse requiert une méthode de calibration pour être fiable, au vu des nombreux paramètres intervenant dans le traitement des images et dans la détermination du volume des bulles.

## III.5. Conclusion

Nous venons de présenter les principales techniques de traitement d'images qui seront utilisées par la suite, en omettant par souci de concision d'autres pistes suivies qui se sont avérées infructueuses (optical flow, analyses spectrales des variations temporelles des niveaux de gris, variogrammes sur des images binarisées).

Pour résumer, l'estimation d'un taux de vide surfacique local ou global, selon la ROI considérée, est la mesure la plus directement accessible à partir d'un ensemble statistiquement significatif d'images binarisées, et l'analyse la plus simple à effectuer est celle de la distribution des tailles de bulles (plus précisément, de leur surface projetée).

Obtenir une information dynamique est particulièrement difficile, du fait du mouvement complexe des bulles et des nombreuses ruptures et coalescences. Une analyse statistique de la distribution des vitesses est possible mais nécessite le recours à un algorithme de tracking complexe ; le post-traitement des données obtenues est loin d'être évident (« durée de vie » des bulles limitée, et données sur des « fausses » bulles issues d'artefacts de binarisation). Il s'agit d'un travail en cours. L'utilisation de diagrammes spatio-temporels permet quant à elle de remonter à un débit de gaz. Là encore, de nombreuses difficultés sont identifiées.

Plus généralement, tous nos algorithmes (en partant de ceux qui permettent de binariser les images) restent pour l'instant « opérateur-dépendant », avec un certain nombre de paramètres à rentrer manuellement, dont la validation passe nécessairement par une confrontation des résultats obtenus à l'observation « à l'œil nu » des images originales.

Au vu de ces difficultés et incertitudes, l'idée est venue en cours de thèse d'avoir recours à des montages « froids », reproduisant les régimes dynamiques observés dans la cellule chauffante, mais où du gaz est injecté dans des conditions isothermes à débit connu. Dans le prochain chapitre, nous présentons ces dispositifs et l'exploitation qui en est faite. Les images d'écoulements diphasiques isothermes avec injection de gaz à débit connu serviront de références auxquelles seront comparées les images d'écoulements en ébullition convective.





## Chapitre IV.

# Analyse d'écoulements diphasiques à partir de visualisations

Comme nous l'avons vu dans le chapitre III précédent, les visualisations d'ébullition convective sont difficiles à traiter. En particulier, les déformations des bulles et les effets tridimensionnels rendent difficile une estimation raisonnablement précise d'un taux de vide volumique. La détermination d'un débit de gaz par analyse de diagrammes spatio-temporels se heurte à la même difficulté, à savoir l'évaluation précise du volume des bulles, et requiert en tout état de cause une calibration. Pour avancer sur ces points problématiques, nous avons reproduit deux cellules d'essai de géométries identiques à celle de la cellule chauffante, mais où de l'air est injecté dans une configuration isotherme en amont de la section. La motivation initiale est d'appliquer nos algorithmes à des visualisations d'écoulements diphasiques où le débit de gaz est contrôlé et mesuré, afin d'estimer une incertitude sur les volumes de bulles que nous calculons par traitement d'images. En outre, la comparaison des écoulements diphasiques isothermes et d'ébullition convective permet d'évaluer un ordre de grandeur des débits de vapeur dans les expériences d'ébullition.

Nous avons travaillé sur la configuration d'écoulement suivante : de l'air est injecté au niveau de tous les cylindres positionnés sur une même ligne (Figure IV.1, schéma de gauche). Cette configuration fait écho au protocole expérimental standard du chapitre V, où le flux critique local est mesuré sur une sonde particulière en fonction du chauffage imposé à une ligne d'éléments situés dans la zone amont de la cellule d'essai (Figure IV.1, schéma de droite).

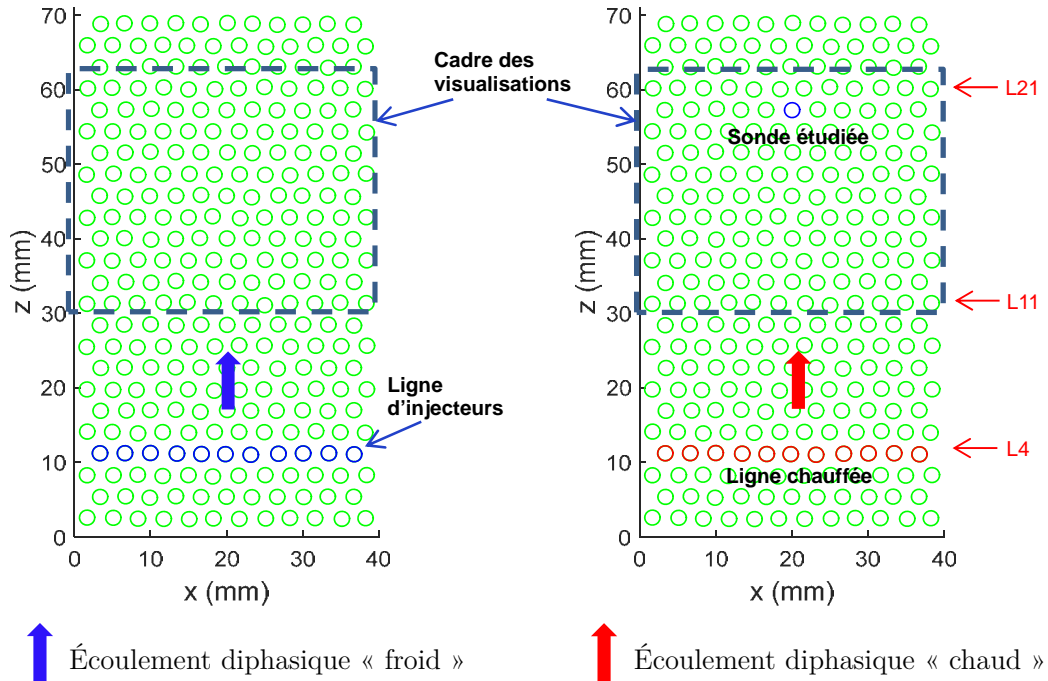


Figure IV.1. Schéma du réseau de cylindres des cellules d'essais pour écoulements diphasiques isothermes (figure de gauche). La géométrie est identique à celle de la cellule d'essai chauffante (figure de droite). La ligne d'injecteurs est constituée de cylindres creux percés d'un petit trou permettant l'injection de bulles d'air dans l'écoulement.

Une première cellule d'essai, translucide, a été réalisée. Elle permet des visualisations par ombroscopie, ce qui procure des images de bulles dénuées de reflets lumineux parasites et nettement contrastées par rapport au milieu poreux. La segmentation de ces images est ainsi bien plus aisée que sur les images de l'expérience d'ébullition. Cette cellule a été conçue dans le but d'étalonner les paramètres de calcul du volume des bulles présentes sur les images. Ensuite, une seconde cellule d'essai a été réalisée à l'identique, mais où la face arrière a été remplacée par une face en céramique opaque Macor similaire à celle de la section test dédiée aux expériences d'ébullition. On y réalise alors des prises de vue dans des conditions optiques identiques à celles des visualisations de la cellule chauffante, avec un éclairage annulaire frontal polarisé et réflexion de la lumière sur la face arrière Macor de la cellule. Cette seconde cellule permet la comparaison directe d'images d'écoulements diphasiques isothermes à débit de gaz connu avec des images d'écoulements obtenus par ébullition convective.

Dans la suite de ce chapitre, nous présentons tout d'abord ces deux dispositifs expérimentaux (conception et réalisation). Ensuite, leur utilisation en tant qu'outils de calibration de l'algorithme permettant d'estimer le débit de vapeur est présentée. Enfin, nous analysons des résultats montrant comment les régimes d'écoulements chaud et froid peuvent être quantitativement comparés, ouvrants ainsi la voie à une mesure indirecte du débit de vapeur produit par l'ébullition dans la cellule chauffante.

## **IV.1. Cellules froides : conception et réalisation**

### **IV.1.1. Cellule d'essai transparente**

#### **IV.1.1.1. Objectif et description générale**

L'objectif est de réaliser une cellule d'essai permettant de générer des écoulements diphasiques isothermes liquide-gaz comparables visuellement aux écoulements liquide-vapeur obtenus dans la cellule chauffante. Sur le plan de la conception, outre la condition de transparence du dispositif, les contraintes sont doubles : d'abord, la géométrie interne (canal d'écoulement et répartition des plots) de la cellule pour essais isothermes doit être identique à celle de la cellule chauffante ; ensuite, l'injection de gaz doit avoir lieu directement à l'intérieur du dispositif, par le biais des plots cylindriques, afin de reproduire au mieux la façon dont la vapeur est générée dans la cellule chauffante. La mise au point du système d'injection nécessitant de relever un certain défi technique, nous avons choisi de nous limiter à la réalisation d'une unique ligne de cylindres injecteurs. Ce choix est allé de pair avec celui d'effectuer dans le dispositif chauffant de nombreuses expériences mettant en jeu une ligne de cylindres chauffés. La ligne d'injecteurs dans le dispositif isotherme est placée au même niveau que la ligne de cylindres chauffants dans les expériences d'ébullition, dans la partie amont du milieu poreux modèle (voir Figure IV.1).

Les expériences ont été réalisées en injectant des bulles d'air dans un écoulement de HFE-7000 liquide, l'injection de HFE vapeur présentant un défi supplémentaire que nous n'avons pas eu le temps de relever. La comparaison des régimes d'écoulements diphasiques isothermes avec ceux des écoulements dans la cellule chauffante nécessite que la tension superficielle entre l'air et le HFE liquide soit, sinon égale, du moins suffisamment proche de celle entre le HFE vapeur et le HFE liquide. N'ayant pas d'information sur ce point, nous avons supposé que c'était bien le cas. Toutefois, cela semble vérifié par les observations visuelles qui suggèrent que les deux types d'écoulements sont comparables ; cette impression sera confirmée de manière plus quantitative par analyse d'images dans la partie IV.3.

L'originalité de ce dispositif isotherme tient au système d'injection d'air directement dans le milieu poreux à travers les particules solides : à notre connaissance, les expériences diphasiques en milieux poreux modèles consistent à injecter simultanément liquide et gaz en amont de la section test, l'écoulement pénétrant dans le milieu poreux étant déjà diphasique.

#### IV.1.1.2. Choix du système d'injection d'air

De nombreux essais de bullage ont été effectués pour déterminer le système d'injection d'air. Dans les expériences d'ébullition, on constate que les bulles générées au niveau des plots chauffants ont des tailles caractéristiques similaires pour une même puissance de chauffe délivrée à chaque plot. La littérature rapporte que dans les écoulements isothermes avec injection de bulles, un diamètre identique des injecteurs conduit à une faible polydispersité de la distribution de bulles pour un débit d'injection fixé [112]. Nous avons réalisé des premiers tests de bullage avec un cylindre en verre fritté de 3 mm de diamètre de la marque ROBU, qui garantit pour ses matériaux frittés une distribution de tailles de pores quasiment mono-dispersée. Ces tests ont permis d'obtenir des bulles de tailles comparables à celles obtenues dans les expériences d'ébullition. Pour des débits de gaz assez faibles, une population de bulles de l'ordre de 0,8 mm de diamètre est générée. Lorsqu'on augmente le débit de gaz on finit par obtenir, superposées à cette première population, des bulles avec un diamètre de l'ordre de 2 à 2,2 mm. On donne des exemples de visualisations sur la Figure IV.2 : la photo de gauche est obtenue en injectant un faible débit de gaz, celle du milieu avec un débit moyen et celle de droite avec un débit plus élevé. Ces tests ont été faits en injectant de l'air dans de l'eau au repos. Outre le problème que pose au-delà d'un certain débit d'air la distribution bi-dispersée des tailles de bulles, un test dans du HFE liquide a montré que le HFE, très mouillant, imbibait par endroits la mèche poreuse. Enfin il s'est avéré que la marque ROBU ne fabrique pas de cylindres en verre fritté de diamètre inférieur à 3 mm, et nous n'avons pas trouvé de fabricants pour la réalisation de verres frittés cylindriques de 2 mm de diamètre.

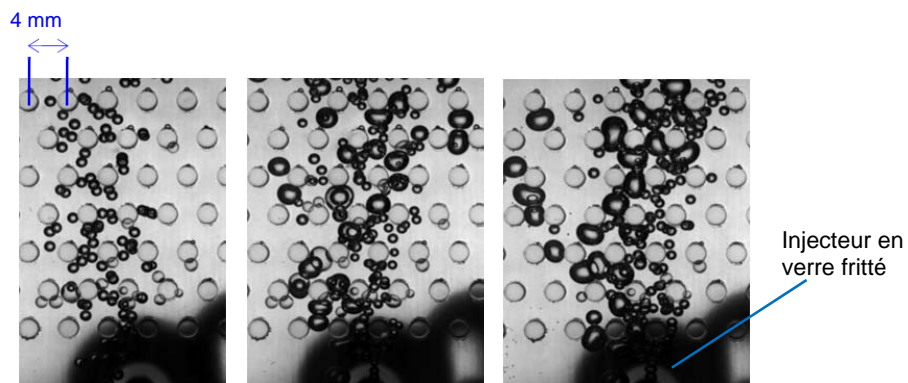


Figure IV.2. Essais de bullage par injection d'air dans de l'eau stagnante à travers un verre fritté. Ces essais ont été réalisés dans une cellule spécialement conçue, pour laquelle la géométrie de l'espace poral est différente de celle utilisée pour les résultats présentés dans ce travail.

Une autre solution étudiée, qui a finalement été retenue, est de réaliser les injecteurs avec une imprimante 3D : il s'agit de tubes creux percés transversalement à leur extrémité d'un ou plusieurs petits trous. Plusieurs tests ont été réalisés pour les fabriquer car autant l'obtention de cylindres creux de 2 mm de diamètre ne pose pas de problème, autant il n'est pas évident de réaliser les trous transversaux à leur extrémité, dont les diamètres sont de quelques dixièmes de millimètres. En effet, le processus d'impression en 3D utilisé met en jeu une cire de construction que l'on doit éliminer à la fin de la fabrication, par un chauffage de l'objet réalisé puis un passage de celui-ci dans un bain chaud soumis à des ultrasons. Or à l'issue de cette étape finale de décirage il peut rester dans les petits trous transversaux de la cire de construction qui les obture plus ou moins partiellement. Des tests de bullage complétés par un contrôle des injecteurs par tomographie à rayons X (Figure IV.3) permettent de s'assurer de leur fonctionnalité et de leur bonne fabrication. Des cylindres possédant un ou deux trous d'injection (placés soit en opposés, soit à 90° l'un de l'autre) ont été testés. Sur ces derniers, le moindre défaut de fabrication entraîne à faible débit de gaz un bullage d'un seul côté, ou alors d'un côté de façon périodique et de l'autre de façon très intermittente. Puisque nous visons des diamètres d'injecteurs les plus petits possibles, ce qui augmente les tailles relatives des défauts de fabrication, nous avons arrêté notre choix sur des cylindres possédant un unique trou d'injection.

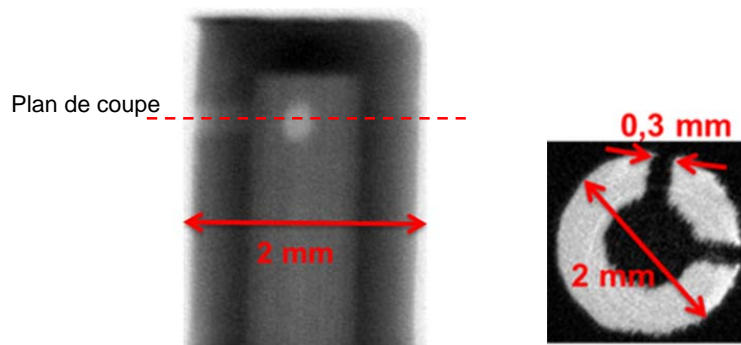


Figure IV.3. Tomographie par rayons X d'un injecteur réalisé par impression 3D. À gauche : radiographie ; à droite : coupe transversale dans le plan indiqué en pointillés sur la figure de gauche, effectuée à partir de l'image 3D reconstruite.

Finalement, l'injection d'air se fait par des cylindres creux percés d'un unique trou transversal de 0,17 mm de diamètre. Chaque cylindre est positionné dans la cellule d'essai de sorte que ce trou est orienté vers le haut, sans quoi les bulles sont éjectées d'un côté préférentiel.

#### IV.1.1.3. Réalisation de la cellule d'essai

Outre le système d'injection, différents prototypes de cellules d'essais ont été réalisés en partie par impression 3D, avec une résine translucide. La face arrière intégrant le canal d'écoulement ainsi que les plots cylindriques a été réalisée en monobloc à l'imprimante 3D, puis scellée frontalement

par une plaque de verre. La Figure IV.4 montre l'exemple de visualisations par ombroscopie d'écoulements diphasiques obtenus. Le contraste des images enregistrées est satisfaisant, l'éclairage étant fait par face arrière au moyen d'un backlight carré 100x100 mm ; les bulles sont bien définies, avec un contour noir et un intérieur clair. Les structures d'écoulements obtenues sont visuellement comparables à celles obtenues avec les expériences d'ébullition.

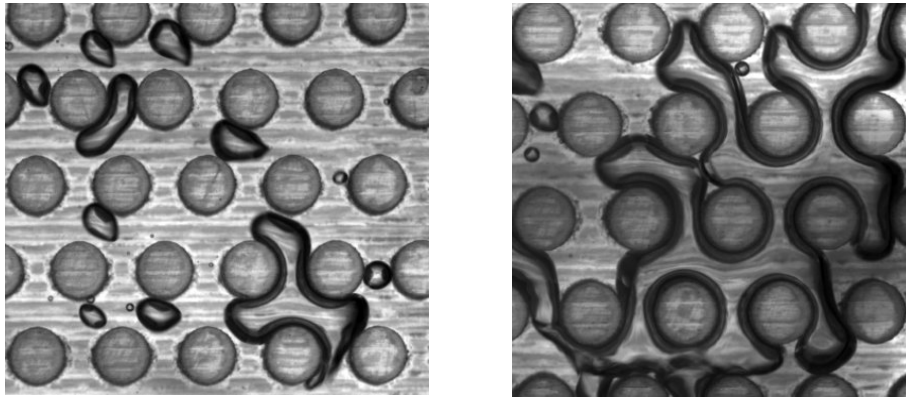


Figure IV.4. Exemples de visualisations d'écoulements diphasiques isothermes dans une cellule test.

Cependant l'impression 3D a engendré des stries sur la face arrière, qui sont nettement visibles sur la Figure IV.4. Nous ne sommes pas parvenus à éliminer ces stries, certains paramètres de fabrication de l'imprimante n'étant pas contrôlés. L'imprimante, de marque Projet HD 3500, possède pourtant d'après sa fiche technique une résolution optimale théorique de l'ordre de 32  $\mu\text{m}$ . De petits micromodèles ont été réalisés avec cette imprimante par des collègues de notre groupe de recherche, qui ont obtenu des états de surface avec des défauts de l'ordre de 60 à 80  $\mu\text{m}$ . Mais lorsque l'imprimante fabrique de « gros » objets, elle balaye automatiquement les grandes surfaces avec une vitesse accrue, non contrôlable, qui laisse l'empreinte de la direction préférentielle suivie par la tête d'impression. Ces stries posent problème pour le traitement des images, car à la suite de l'opération essentielle de retrait de l'image de fond à une image d'écoulement diphasique, on retrouve ces hachures sur les contours des bulles et cela gêne sensiblement l'analyse des images.

La solution finalement retenue est de réaliser la cellule d'essai par un assemblage en « sandwich » de trois plaques. Les faces avant et arrière sont en plexiglass, la face arrière est préalablement percée aux emplacements des plots cylindriques au moyen d'une micro-fraiseuse à commande numérique. La plaque centrale, fabriquée à l'imprimante 3D, comprend un évidement traversant qui correspond au canal d'écoulement. Une fois les plaques assemblées (le collage est réalisé avec la colle époxyde Duralco 4462), des cylindres pleins imprimés en 3D sont insérés dans la cellule d'essai par les trous percés dans la face arrière, sauf au niveau de la ligne d'injecteurs où ces derniers sont attentivement placés avec le trou d'injection dirigé vers le haut. Enfin, l'étanchéité au niveau de la face arrière est assurée par une couche de résine polyuréthane translucide (Translux A260).

#### IV.1.1.4. Le banc de test expérimental

Pour tester les divers prototypes de cellules d'essais et d'injecteurs dans une configuration d'écoulement ascendant de HFE liquide, un dispositif de boucle fluide a été monté. La Figure IV.5 montre une photographie de l'ensemble de ce banc de test expérimental. La cellule d'essai est alimentée en HFE-7000 avec un débit imposé par une pompe péristaltique. Les injecteurs sont alimentés en air par un capillaire souple enfiché dans un tuyau relié à une sortie d'air comprimé. Un détendeur situé juste avant l'injecteur permet de réguler le débit d'air, qui est mesuré par un débitmètre. Un backlight est disposé derrière la cellule d'essai pour effectuer les visualisations par ombroscopie.

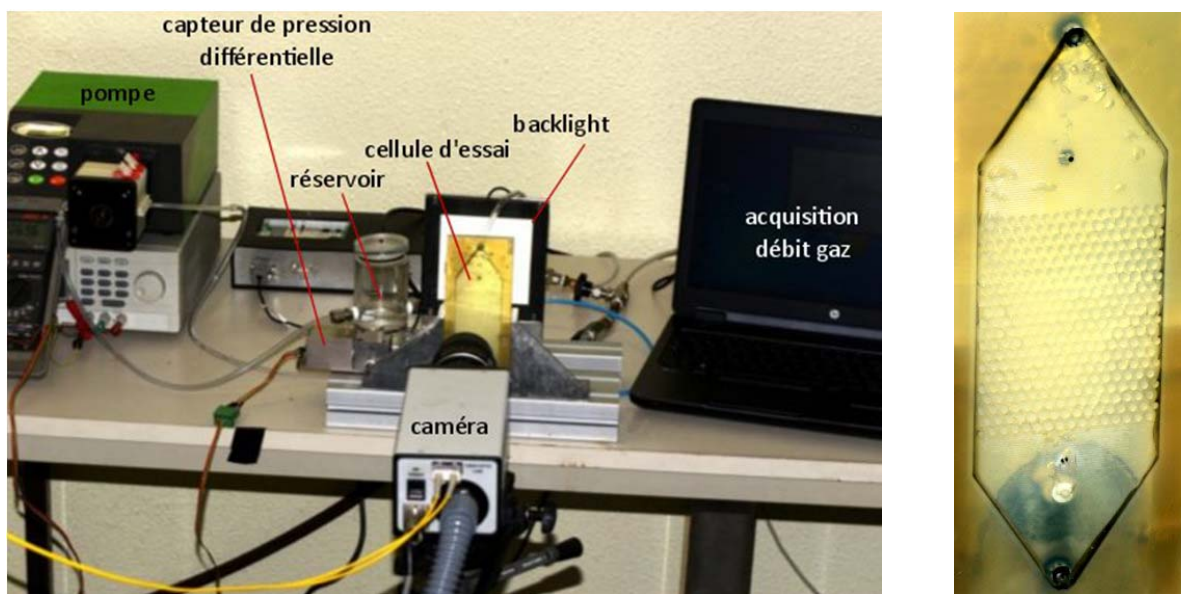


Figure IV.5. Dispositif expérimental pour les tests d'écoulements diphasiques isothermes. À gauche : vue d'ensemble. À droite : vue rapprochée d'un prototype de cellule d'essai permettant de tester des injecteurs individuels.

Outre la mise au point des méthodes de fabrication des injecteurs et de la cellule d'essai, ce banc de test a permis d'affiner le système d'alimentation en air des injecteurs.

#### IV.1.1.5. L'alimentation en air

La chaîne d'alimentation en air est la suivante : en sortie d'une vanne délivrant de l'air comprimé, est positionné un détendeur Air Liquide 0-1 bar. Ensuite, une vanne réglable permet d'affiner le débit. Puis un capteur de pression et un débitmètre de gaz de marque First Sensor (référence WTA-L002, tolérance  $\pm 4,25\%$ ) sont intercalés. La chaîne se poursuit par un tuyau souple qui mène à un boîtier de mise en pression (Figure IV.6). Ce boîtier permet d'alimenter avec une pression d'entrée homogène un ensemble de 11 capillaires souples de 2 m de long, qui viennent



s'enficher dans les cylindres injecteurs de la cellule d'essai. Entre le boîtier de mise en pression et les capillaires, des robinets donnent la possibilité de sélectionner les injecteurs que l'on souhaite alimenter en air.

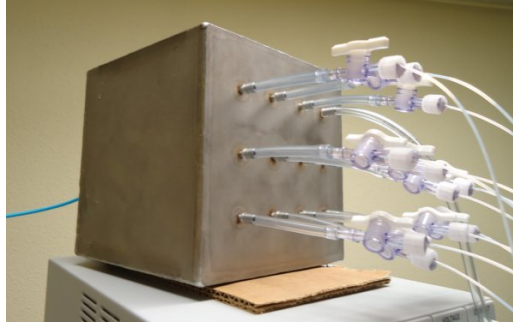


Figure IV.6. Boîtier de mise sous pression des capillaires reliés aux injecteurs.

Le débitmètre First Sensor ayant déjà été utilisé de façon satisfaisante par plusieurs expérimentateurs dans notre laboratoire, nous l'avons intégré dans notre dispositif expérimental sans trop nous soucier (dans un premier temps) de ses caractéristiques. En l'étudiant de plus près au moment d'analyser les résultats, nous avons découvert qu'il fournissait une mesure en « normaux litres par minute » ( $\text{Nl}\cdot\text{min}^{-1}$ ), dont la conversion en  $\text{l}\cdot\text{min}^{-1}$  nécessite de connaître la pression et la température. Notre chaîne d'instrumentation comporte un capteur de pression, mais pas de thermomètre. Pour pouvoir convertir en  $\text{l}\cdot\text{min}^{-1}$  les débits mesurés, nous avons pris comme températures celles des relevés météorologiques locaux de Météo-France. En effet, notre air comprimé est délivré depuis un compresseur situé hors bâtiment, et il parcourt une centaine de mètres à l'extérieur dans des tuyaux métalliques non isolés thermiquement et situés sous des toits (donc à l'ombre), avant d'aboutir dans notre salle d'expériences : on peut raisonnablement estimer qu'il nous parvient à la température ambiante de l'extérieur. L'ajout d'un capteur de température à notre chaîne de distribution d'air constitue néanmoins un facteur d'amélioration à mettre en place pour de futures expériences.

La mesure en normaux litres par minutes donne le débit de gaz, considéré comme un gaz parfait, qui serait mesuré dans des conditions standard de température et de pression : ainsi, quelles que soient les conditions dans lesquelles le débitmètre a été utilisé, il suffit d'effectuer la conversion adéquate pour obtenir le débit de gaz réel. La loi des gaz parfaits s'écrivant  $pV = nRT$ , on a donc la relation suivante,  $V_{\text{mesure}}$  étant le volume en normaux litres et  $V_{\text{réel}}$  le volume en litres :

$$\frac{p_{\text{standard}}V_{\text{mesure}}}{T_{\text{standard}}} = \frac{p_{\text{réel}}V_{\text{réel}}}{T_{\text{réel}}} \quad (\text{IV.1})$$

Il en découle la relation de conversion entre les débits mesurés en normaux litres par minute  $\dot{V}_{g,mesure}$  et le débit réel de gaz en litres par minutes  $\dot{V}_g$  :

$$\dot{V}_g = \frac{V_{réel}}{\Delta t} = \frac{V_{mesure}}{\Delta t} \frac{p_{standard}}{T_{standard}} \frac{T_{réel}}{p_{réel}} = \dot{V}_{g,mesure} \frac{p_{standard}}{T_{standard}} \frac{T_{réel}}{p_{réel}} \quad (IV.2)$$

La température et la pression standard diffèrent selon les fabricants. Pour le débitmètre que nous utilisons, elles sont de  $T_{standard} = 293,15$  K et  $p_{standard} = 1,013$  bar.

#### IV.1.1.6. La boucle fluide

La boucle fluide mise en place dans le banc de tests préliminaires s'est avérée inadaptée pour mener la campagne expérimentale définitive. D'abord, un train de fines bulles de cavitation courrait de façon continue en sortie de pompe : cela est dû aux surpressions fréquentielles au niveau de la pompe péristaltique, qui sont suivies de détentes ; le HFE-7000 liquide, de faible tension de surface, subit un phénomène de cavitation lors de ces détentes. Ce problème a été résolu en intercalant un réservoir secondaire entre la sortie de pompe et l'entrée dans la cellule d'essai. Le point bloquant a surtout porté sur l'incertitude de l'équivalence entre les conditions optiques des visualisations des écoulements diphasiques comparées à celles des expériences d'ébullition. Concrètement, il fallait bouger la caméra d'un type d'expériences (isothermes) à l'autre (ébullition), et les repères pour la placer dans des axes optiques similaires et à la même distance entre l'objectif, l'éclairage, et les différentes cellules d'essai n'étaient pas précis de façon satisfaisante. Finalement, nous avons intégré la cellule d'essai isotherme dans la boucle fluide du dispositif d'expériences d'ébullition. La cellule isotherme est positionnée 6 cm devant la cellule chauffante. La caméra est fixée sur un rail qui permet de la faire translater d'avant en arrière sur 6 cm, de sorte que quel que soit le type d'expérience mené (écoulements diphasiques isothermes ou ébullition convective), les visualisations se font dans le même axe optique et la distance de l'objectif de la caméra aux cellules d'essai est conservée. Par ailleurs, les expériences d'écoulements diphasiques bénéficient ainsi de l'instrumentation de la boucle fluide des expériences d'ébullition (débit de liquide imposé par la pompe à engrenages, pression hydrostatique dans la boucle fluide contrôlable et mesurée).

#### IV.1.1.7. Résultats visuels

La Figure IV.7 présente une photographie de la cellule d'essai transparente ; la Figure IV.8 montre un exemple de visualisation d'écoulement diphasique dans cette cellule d'essai, où l'on voit que le contour des bulles est net, continu, de couleur noire. Tous les écoulements sont réalisés avec un débit ascendant de HFE-7000 liquide fixé à  $21,5 \text{ ml.min}^{-1}$ , ce qui correspond au débit d'injection choisi pour étudier le flux critique local dans les expériences d'ébullition convective. Avec le système d'alimentation en gaz par répartition de pression sur l'ensemble des capillaires reliés aux injecteurs, les écoulements diphasiques isothermes sont visuellement comparables à ceux d'ébullition convective pour des débits de gaz moyens à élevés (à partir de  $140 \text{ ml.min}^{-1}$  environ).

Cependant les débits explorés ne peuvent être trop faibles : en dessous de  $140 \text{ ml}\cdot\text{min}^{-1}$ , les injecteurs commencent à buller par intermittence, et certains commencent à être obstrués par du HFE liquide qui pénètre à l'intérieur. De plus, les bulles restent relativement grosses comparées aux régimes d'ébullition obtenus à faibles puissances de chauffe. Des tests au pousse seringue directement branché sur les injecteurs (en court-circuitant le boîtier de mise en pression) ont été effectués et ont donné des résultats satisfaisants pour les faibles débits, cependant les écoulements ainsi générés sont très limités dans le temps, la durée de vidange de la seringue étant de quelques secondes à quelques dizaines de secondes selon les débits imposés. L'idéal pour de futures expériences serait d'acquérir un contrôleur de débit pour réaliser des injections d'air à faible débit.

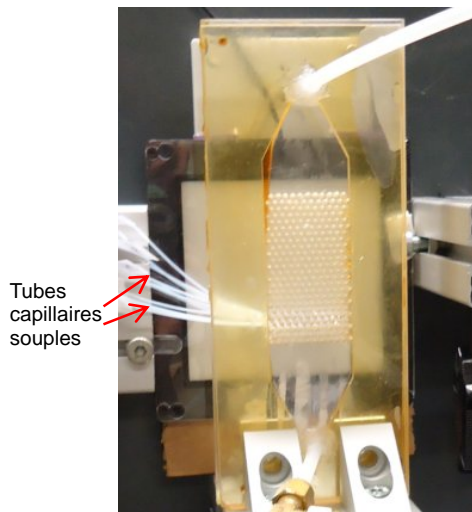


Figure IV.7. Cellule d'essai transparente pour réaliser des visualisations d'écoulements diphasiques isothermes.

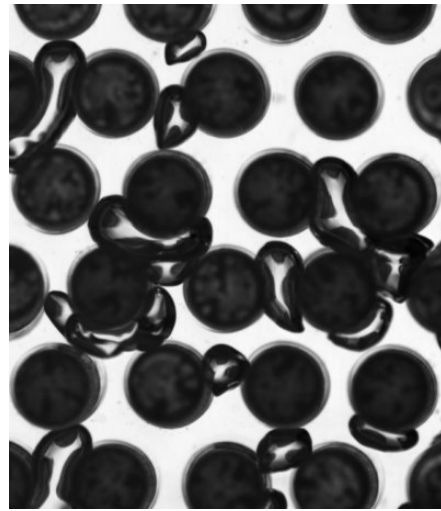


Figure IV.8 Exemple de visualisation obtenue.

#### IV.1.2. Cellule d'essai similaire au milieu poreux modèle chauffant

La cellule d'essai transparente a pour objectif initial de fournir des images où la détection du contour des bulles ne pose pas les difficultés rencontrées dans le traitement des images d'ébullition. Pour pouvoir comparer directement des images d'écoulements diphasiques isothermes à des images d'ébullition convective, nous avons réalisé une autre cellule d'essai avec les mêmes méthodes que la cellule transparente, mais en remplaçant la face arrière par une plaque de céramique Macor. Les emplacements des cylindres dans cette plaque sont percés au moyen d'une microfraiseuse à commande numérique. Toutes les autres étapes de fabrication sont les mêmes que pour la cellule transparente, la ligne de cylindres injecteurs étant placée au même endroit que celui indiqué sur la Figure IV.1. On obtient une cellule d'essai où les conditions de visualisation sont tout à fait similaires à celles des expériences d'ébullition : la scène est éclairée de façon frontale par le même anneau de diodes que dans les expériences d'ébullition (qui a aussi été monté sur rail pour coulisser

de 6 cm vers l'avant ou l'arrière au gré des types d'expériences effectuées), les reflets sur la face avant en plexiglass sont bloqués par un filtre polariseur placé sur l'objectif.

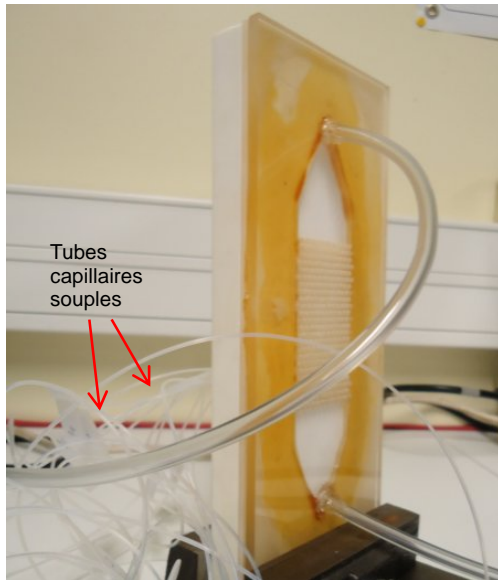


Figure IV.9. Cellule d'essai pour réaliser des visualisations d'écoulements diphasiques isothermes comparables à celles des expériences d'ébullition convective.

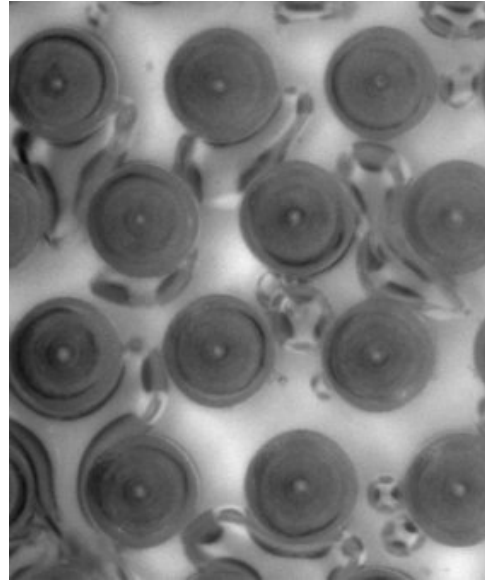


Figure IV.10. Exemple de visualisation d'écoulement diphasique obtenue avec cette cellule d'essai.

La Figure IV.9 montre une photographie de cette cellule d'essai isotherme dont la face arrière est en céramique Macor. Un exemple de visualisation d'écoulement diphasique dans cette cellule est présenté en Figure IV.10 : comme pour les images d'ébullition convective, les bulles sont peu contrastées par rapport au fond ; leurs contours sont pollués par des reflets ; enfin, leurs niveaux peuvent s'étendre sur toute la dynamique de l'image. Les images obtenues sont ainsi comparables à celles réalisées avec la cellule chauffante.

## IV.2. Estimation des incertitudes sur les volumes de « petites » bulles calculés par traitement d'images

Nous utilisons dans cette partie des acquisitions à 1200 images par seconde d'écoulements diphasiques isothermes dans la cellule froide transparente. Ces visualisations étant réalisées par ombroscopie, on obtient des images nettement contrastées où le contour des bulles n'est pas entrecoupé de reflets lumineux parasites (voir Figure IV.8) : la binarisation de ces images ne

conduit pas à l'apparition de « fausses » bulles nées de la binarisation des reflets parasites. Afin de calculer des débits de gaz, on applique notre algorithme de diagramme spatio-temporel (voir partie III.4.5) à des séquences de 3600 à 6000 images, soit une durée de 3 à 5 secondes ; ces débits sont ensuite comparés à ceux réellement mesurés expérimentalement. Nous rappelons que le principe de notre algorithme consiste à détecter toutes les bulles qui franchissent une ligne horizontale fixée à une hauteur donnée des images, au cours d'une séquence étudiée : en évaluant le volume de ces bulles et en divisant par la durée de la séquence, on obtient un débit de gaz.

Au vu de la fréquence d'acquisition des images et de la durée d'observation, l'incertitude sur la durée est tout à fait négligeable. L'erreur sur le débit de gaz calculé correspond donc directement à l'incertitude sur le volume total de gaz calculé. Cette technique du diagramme spatio-temporel fonctionne tant que les bulles de l'écoulement ne sont pas trop grosses : si une poche de vapeur dépasse des deux côtés d'un plot cylindrique et vient toucher de part et d'autre la ligne horizontale à partir de laquelle on construit le diagramme spatio-temporel, elle sera alors repérée deux fois. Cependant, nous pensons qu'il est raisonnable d'estimer que les « grosses » poches de vapeur s'appuient sur les parois de notre dispositif, et ce sont justement les « petites » bulles qui posent problème quant à l'évaluation de leur volume : nous étudions donc ici des écoulements à faible débit d'injection, où sont essentiellement présentes des « petites » et « moyennes » bulles telles que nous les définissons en partie III.4.3.

À partir de la surface projetée  $A$  d'une bulle et de son périmètre  $\mathcal{P}$ , nous définissons un diamètre de bulle équivalent  $d_{\text{éq}}$  et un critère de « circularité »  $\mathcal{C}$  de la manière suivante :

$$d_{\text{éq}} = \sqrt{\frac{4A}{\pi}} \quad (\text{IV.3})$$

$$\mathcal{C} = \frac{4\pi A}{\mathcal{P}^2} \quad (\text{IV.4})$$

Nous suivons là la démarche adoptée par Jo et Revankar [113], qui apparaît comme la mieux adaptée à notre cas où les déformations des bulles sont importantes. Plus la surface projetée d'une bulle est ronde, plus sa circularité sera proche de 1 ; à l'inverse, les bulles de circularité inférieure à 0,8 apparaissent très déformées, d'autant plus que leur circularité est faible. Nous avons testé d'autres définitions possibles, par exemple une circularité égale au rapport des longueurs des grand et petit axes de l'ellipse couvrant au mieux une bulle [114], ou un diamètre équivalent calculé par le rapport du périmètre apparent au nombre pi [110], mais ces approches n'apparaissent pas convaincantes au vu des résultats auxquelles elles conduisent dans notre cas d'étude.

Un diamètre équivalent étant défini, nous estimons le volume d'une « petite » bulle simplement en calculant le volume d'une sphère de diamètre  $d_{\text{éq}}$ . Nous considérons comme « petite » toute bulle dont ce diamètre  $d_{\text{éq}}$  est inférieur à la profondeur du milieu poreux (3 mm). Lors de premiers tests, nous avons tenté de discriminer dans cette population les très petites bulles,

de diamètre équivalent inférieur à la taille d'un pore (voir Figure IV.17, lignes 1 et 2), et les bulles « moyennes » qui s'appuient sur les plot cylindriques mais ne sont *a priori* pas assez volumineuses pour être confinées par les parois de la cellule d'essai (voir Figure IV.17, ligne 3). Cependant, malgré plusieurs « recettes » testées pour évaluer les volumes, nous obtenions systématiquement des débits bien plus élevés que ceux réellement mesurés. En englobant ces petites et moyennes bulles dans une même population, dont le volume est calculé comme étant celui d'une sphère, on estime des débits qui se rapprochent davantage de la mesure expérimentale, bien que ces débits calculés restent encore trop significativement élevés, comme nous allons le voir.

Il n'est pas garanti qu'aucune « grosse » bulle, c'est-à-dire assez volumineuse pour venir s'appuyer sur les parois de notre dispositif, ne soit présente dans l'écoulement. Si de telles bulles sont détectées ( $d_{\text{éq}}$  supérieur à 3 mm), leur volume est calculé en multipliant l'aire apparente par l'épaisseur de la cellule d'essai, valeur à laquelle on retranche un petit volume en périphérie de la bulle, en supposant que l'interface est circulaire. La Figure IV.11 illustre cela : le volume périphérique à retrancher a une section transversale  $A_{\text{périph}}$  telle que représentée en bleu sur la figure.

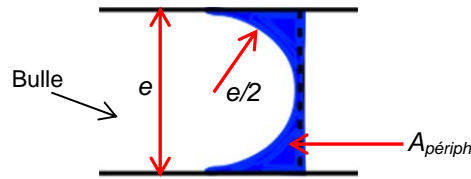


Figure IV.11. Modélisation géométrique d'une poche de vapeur.

Cette section a pour aire :

$$A_{\text{périph}} = \frac{e^2}{2} - \frac{\pi}{2} \left(\frac{e}{2}\right)^2 \quad (\text{IV.5})$$

Finalement le calcul du volume des grosses bulles et poches de vapeur donne :

$$V = Ae - \mathcal{P}e^2 \left(\frac{1}{2} - \frac{\pi}{8}\right) \quad (\text{IV.6})$$

Malgré de très nombreux tests et tentatives d'ajustements des paramètres, nous obtenons systématiquement des résultats de débit calculé largement surestimés par rapport au débit mesuré expérimentalement. À titre d'exemple, pour une expérience réalisée avec injection au pousse-seringue à un débit de gaz de  $3 \text{ ml.min}^{-1}$ , nous calculons des débits de  $5,1 \text{ ml.min}^{-1}$ ,  $4,4 \text{ ml.min}^{-1}$ ,  $4,8 \text{ ml.min}^{-1}$  et  $4,9 \text{ ml.min}^{-1}$  selon la hauteur sur les images où l'on positionne la ligne horizontale pour construire le diagramme spatio-temporel. Une source d'erreur probable provient du fait que nous analysons avec notre technique de diagramme spatio-temporel des écoulements où nous ne faisons « buller » que un à quatre injecteurs : on reste ainsi sur des débits faibles et on évite

d'avoir des bulles assez grosses pour s'étaler de part et d'autre des plots cylindriques et risquer d'être détectées en double sur le diagramme, mais on génère de cette façon des trains de bulles très rapprochées, dont plusieurs peuvent « coalescer numériquement » lors de la binarisation des images. Sur ce point, une amélioration du protocole expérimental, notamment l'utilisation d'un contrôleur de débit sur l'ensemble d'une ligne d'injecteurs, serait à envisager.

Quoi qu'il en soit, la déformation des bulles lors de leur parcours reste un problème majeur. Au moyen de notre algorithme de tracking, nous pouvons tracer l'évolution en fonction du temps de la surface projetée des bulles, cet algorithme garantissant que les bulles n'ont subi aucune coalescence lors de leur suivi (voir partie III.4.4). La Figure IV.12 montre cette évolution pour une bulle de la taille typique d'un pore. Au vu de l'amplitude des variations subies, on comprend l'impact sur le calcul du volume selon l'image sur laquelle la surface projetée est évaluée.

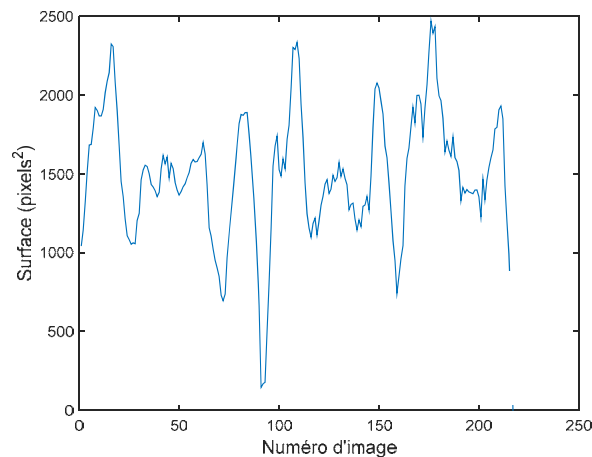


Figure IV.12. Évolution de la surface projetée d'une bulle dans une séquence d'images.

Une idée serait de repérer si les déformations de la bulle sont caractéristiques de l'endroit où elle se trouve, ce à quoi l'on peut s'attendre et qui se vérifie sur la Figure IV.13 : on observe une relative périodicité de l'évolution de la surface de cette bulle en fonction de la hauteur de son centre de masse ; les trois pics les plus marqués correspondent à la butée de la bulle sur un plot cylindrique supérieur, lors de son ascension. Cependant, si l'on pourrait envisager pour cette unique bulle d'estimer son volume en se servant du graphe de la Figure IV.13 comme courbe de calibration, cela n'est pas applicable à une population entière de bulles de tailles polydisperses, dont on ne saurait dire pour une surface donnée si elles se situent dans un pore ou dans une constriction.

Enfin, nous avons essayé d'étudier un éventuel couplage entre l'aire et la circularité d'une bulle, dans l'idée d'introduire la circularité comme paramètre empirique ajustable dans le calcul du volume des bulles. Là encore on se heurte à des difficultés, la circularité n'apparaissant pas corrélée

à la surface de la bulle comme le montre la Figure IV.14 (pour précision, les exemples des Figure IV.12 à Figure IV.14. correspondent tous à l'observation de la même bulle).

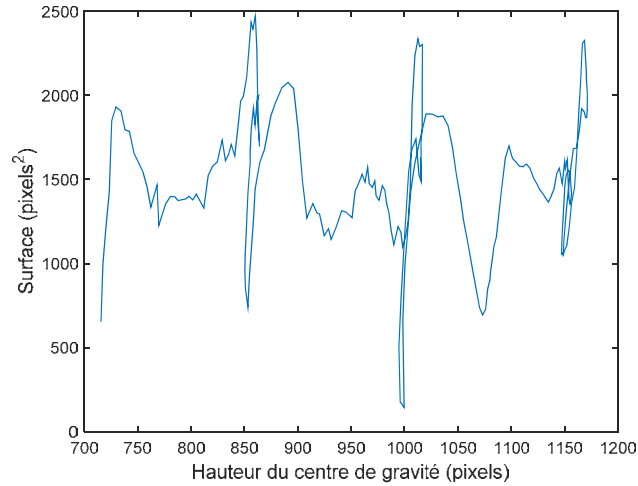


Figure IV.13. Évolution de la surface projetée d'une bulle en fonction de l'ordonnée de son centre de masse.

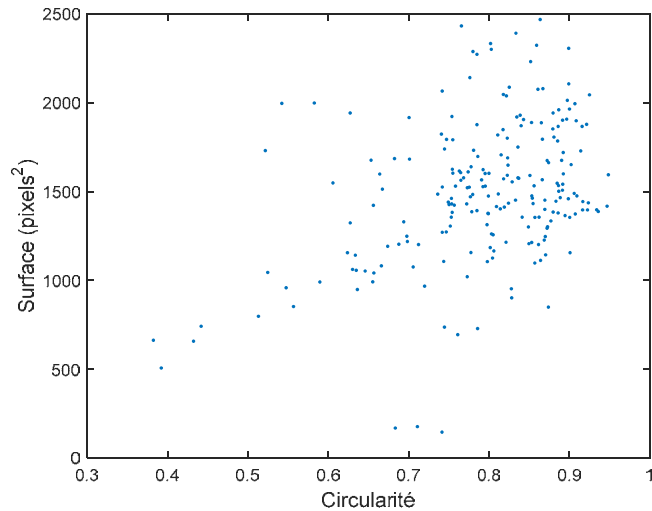


Figure IV.14. Surface projetée d'une bulle en fonction du critère de circularité.

L'estimation du volume des bulles à partir de traitement d'images reste donc un travail à poursuivre. Le protocole expérimental d'acquisition des images que l'on analyse est à améliorer (pouvoir injecter des débits faibles, mais sur une ligne complète d'injecteurs), et il faudrait envisager pour aller plus loin de coupler les données issues de l'algorithme de diagramme spatio-temporel à celles fournies par l'algorithme de tracking. Si l'estimation directe du volume des bulles



pose encore des difficultés, nous pouvons néanmoins obtenir une calibration des débits de gaz à partir de l'étude des distributions de tailles de bulles et de leurs vitesses.

### IV.3. Comparaison d'écoulements chaud-froid, calibration du taux de vide surfacique et des débits de gaz

Dans le chapitre V, nous étudierons expérimentalement le flux critique local sur une sonde particulière, en fonction de différentes configurations d'écoulements diphasiques en amont de cette sonde. Ces écoulements sont obtenus en chauffant une ligne horizontale de cylindres en amont de la sonde étudiée. La configuration expérimentale est schématisée dans la Figure IV.1 (figure de droite). Nous focalisons ici notre attention sur les écoulements obtenus en chauffant cette ligne de cylindres. Puis nous comparons des images de ces écoulements « chauds » à des images d'écoulements diphasiques isothermes obtenus avec les « cellules froides ».

#### IV.3.1. Étude des distributions de taille des bulles

##### IV.3.1.1. Cas « chaud »

On cherche à caractériser les structures d'écoulements diphasiques dans notre milieu poreux chauffant, en fonction de la puissance dissipée par la ligne de sondes L4 (voir Figure IV.1, figure de droite). Les puissances étudiées sont de 0,4 W, 0,8 W, 1,0 W, 1,2 W, 1,4 W, 1,6 W, 2,0 W, 2,4 W et 2,8 W par sonde ; les observations se font une fois que le régime permanent est atteint (équilibre thermique stationnaire au niveau de la ligne L4). À l'œil, la situation au voisinage des éléments chauffés est relativement confuse, avec présence d'une myriade de petites bulles produites par l'ébullition (plus ou moins nombreuses selon la puissance de chauffe), qui subissent de multiples coalescences sur une hauteur de quelques lignes de cylindres. On voit ainsi une flopée de petites bulles à proximité de la ligne chauffée, dont le nombre diminue alors que l'on s'éloigne de cette ligne (dans le sens de l'écoulement), tandis que se forment des bulles de plus en plus grosses. Plus loin en aval, il semble que l'écoulement converge vers un régime établi, en terme de distribution des tailles de bulles : les coalescences, plus rares, sont équilibrées par des ruptures. C'est cette impression que l'on cherche tout d'abord à confirmer ci-dessous, par des mesures statistiques sur des échantillons d'images.

Pour chaque configuration d'écoulement, c'est-à-dire pour chaque puissance de chauffe considérée, on acquiert 1500 images, ce qui permet d'obtenir une information statistiquement significative (voir partie III.4.1) ; le volume de fluide total  $V$  ainsi imagé contient typiquement plusieurs dizaines de milliers de bulles. Le champ visualisé se situe dans la partie haute de la cellule d'essai (voir Figure IV.1). On s'intéresse à une fonction de distribution (pdf, *probability*

*density function*) caractérisant la population de bulles en fonction de leurs surfaces projetées. Ces surfaces sont directement mesurées à partir d'images binarisées. Il apparaît que les surfaces de bulles observées couvrent une gamme de large étendue, d'où ressortent deux ou trois modes principaux selon la puissance de chauffe. Afin de visualiser sur une seule et même échelle l'ensemble de cette gamme et de mettre en évidence ces modes, on emploie une fonction de distribution logarithmique. En suivant une démarche analogue à celle de Seinfeld et Pandis [115], on introduit la fonction  $n_N(\ln A)$  telle que  $n_N(\ln A)$  est égal au nombre de bulles  $n_N(A)$  de surface projetée  $A$ , multiplié par cette surface ; l'indice  $N$  dans  $n_N$  représente l'effectif total sur lequel la distribution est étudiée, c'est-à-dire le nombre de bulles présentes dans le volume de fluide imagé  $V$  dans notre cas. Une telle fonction de distribution permet de caractériser le nombre de bulles par catégorie de taille. Avec ce genre de représentation, une population nombreuse de petites bulles est mise sur un pied d'égalité avec une population moins nombreuse de grosses bulles. Dans l'étude expérimentale du flux critique local sur une sonde plongée dans un écoulement diphasique, que nous menons au chapitre V, on s'attend à ce que le paramètre important soit le volume des bulles plutôt que leur nombre, c'est-à-dire que quelques grosses poches de vapeur au voisinage de la sonde étudiée auront un impact plus significatif que plusieurs petites bulles. L'utilisation de la fonction  $n_N(\ln A)$  pour caractériser globalement la structure de nos écoulements nous apparaît ainsi pertinente.

Examinons l'allure d'une distribution  $n_N(\ln A)$  typique : choisissons par exemple le cas  $P=1$  W par sonde sur la Figure IV.15. La fonction  $n_N$  présente deux pics distincts, l'un traduisant la présence de petites bulles (surface projetée autour de 100 pixels<sup>2</sup>) et un second provenant de bulles dont la surface est dans la gamme [600-2000] pixels<sup>2</sup>.

Une observation attentive des images montre que les petites bulles proviennent directement de la zone chauffée et arrivent à se propager dans le milieu poreux sans coalescer. Trois exemples typiques de ces petites bulles sont donnés sur la première ligne de la Figure IV.17, qui présente une « galerie » de bulles typiques extraites d'images binarisées, classées par catégories de tailles selon leur surface projetée. Il faut noter qu'il est possible que nous surestimions légèrement cette population de petites bulles. En effet, la suite d'opérations de traitement d'images menant aux images binarisées (voir partie III.3.2) peut mener à la formation d'artefacts, qui sont des « éclats » provenant de bulles plus grosses, dus aux reflets parasites sur leur pourtour et dont les opérations de dilatation-érosion échouent à les reconnecter aux contours de leur bulle. Ces artefacts numériques contribuent à cette catégorie de petites bulles, qui est néanmoins constituée principalement de bulles bien réelles, comme l'atteste la visualisation directe - à l'œil nu - des images et de séquences d'images résolues temporellement.

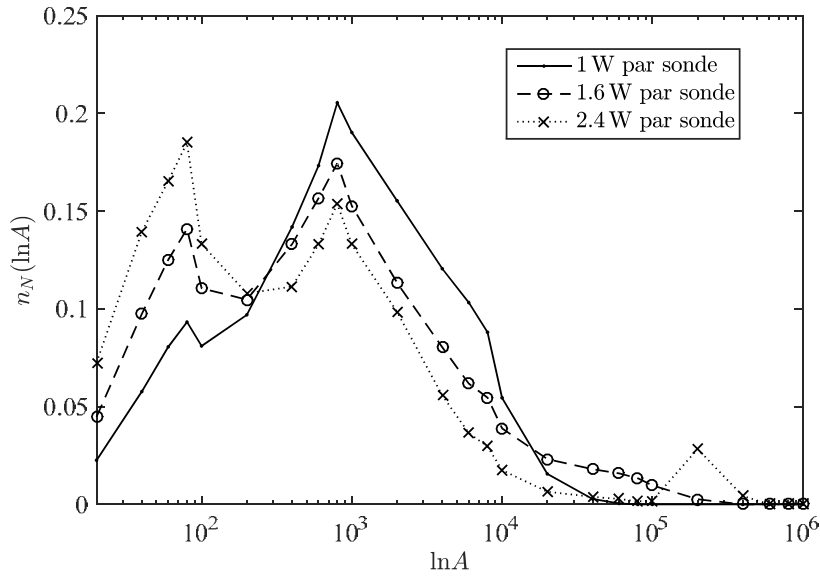


Figure IV.15. Distributions de tailles de bulles dans les écoulements diphasiques « chauds », pour différentes puissances de chauffes de la ligne L4.

Les bulles plus grandes, formant la seconde population (600 à 2000 pixels<sup>2</sup>), ont une taille comparable à celle des pores. On peut constater cela sur la seconde ligne de la Figure IV.17, où de telles bulles sont représentées. La Figure IV.16 fournit à titre de références la valeur des aires caractéristiques que l'on peut définir sur une maille élémentaire du réseau de cylindres qui constitue notre milieu poreux modèle. Enfin, quelques bulles en dehors des deux classes modales ont une aire supérieure à 2000 pixels<sup>2</sup>. Sur la troisième ligne de la Figure IV.17 sont imagées quelques-unes de ces bulles, ayant des surfaces projetées comprises entre 4000 et 5000 pixels<sup>2</sup>.

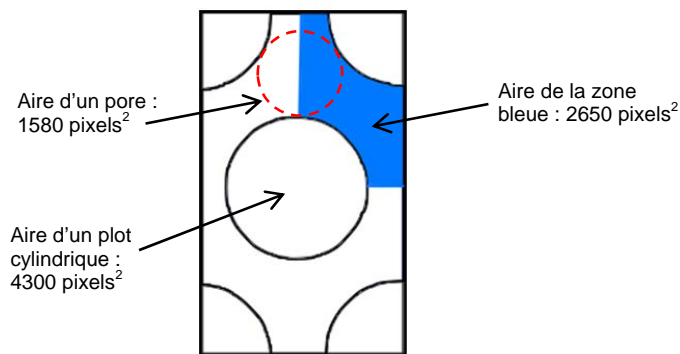


Figure IV.16. Maille élémentaire du réseau cylindrique : aires caractéristiques, en pixels<sup>2</sup>, pour des visualisations effectuées à 1 Hz avec une caméra Sensicam. Le cylindre central apparaît légèrement décalé car un faible désordre a été introduit dans l'agencement en quinconce des cylindres (voir partie II.1.1).

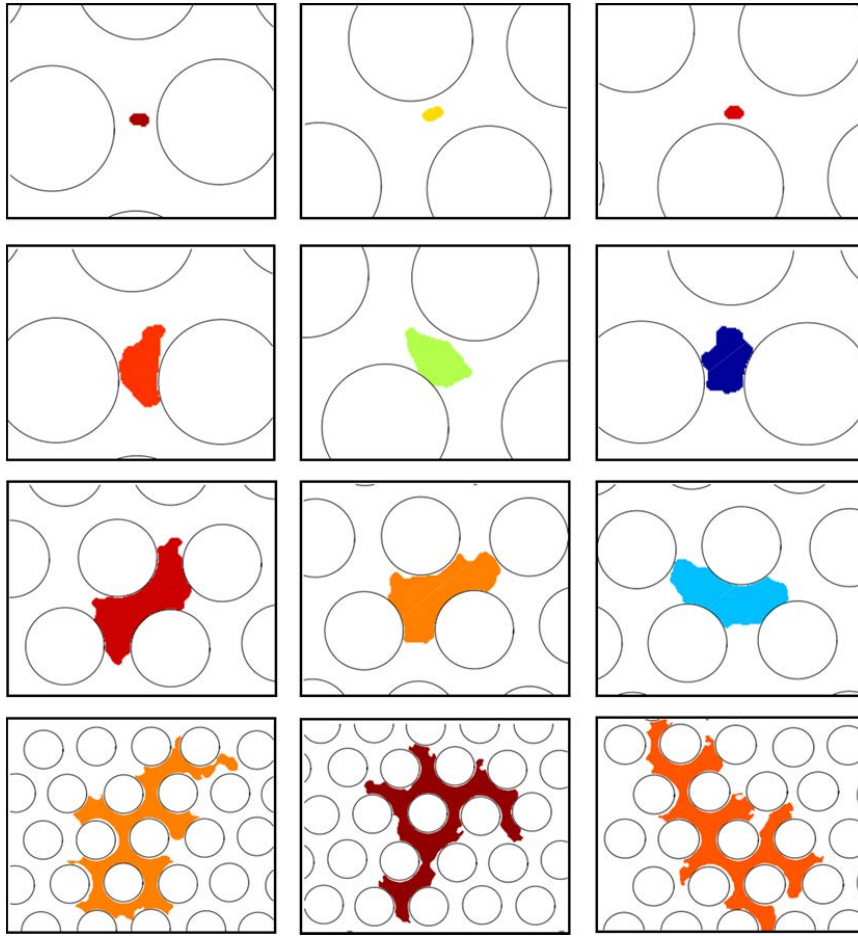


Figure IV.17. Galerie de bulles de tailles typiques, classées par catégories de tailles. Les plots cylindriques, représentés par des cercles, ont une surface de l'ordre de 4300 pixels<sup>2</sup>.

On peut comparer les fonctions de distribution obtenues en considérant les bulles repérées sur une partie basse des images à celles obtenues sur une partie haute. Par exemple, sur la Figure IV.18, nous considérons les bulles dont le centre de masse est compris entre  $z=140$  pixels et  $z=220$  pixels et celles dont le centre est compris entre  $z=780$  pixels et  $z=860$  pixels (la hauteur des images est de 999 pixels), pour une expérience où la ligne L4 est chauffée à  $1,2 W$  par sonde. Les distributions de taille des bulles ne diffèrent pas significativement entre la partie basse et la partie haute de l'image. De même, on peut vérifier que le nombre de bulles n'évolue pas significativement avec la position  $z$  dans l'écoulement. Nous en déduisons que d'un point de vue hydrodynamique, nous observons dans le champ visualisé un écoulement dont le régime est établi. La convergence vers ce régime mériterait d'être étudiée avec plus de détails. Notons simplement ici qu'elle se fait rapidement, sur une hauteur maximale de 7 lignes (pour les résultats évoqués ici, l'ébullition est provoquée en L4 et le champ visualisé s'étend de L11 à L21, voir Figure IV.1), ce qui confirme ce que nous avons supposé en interprétant des niveaux de gris moyens dans la partie III.2.1.

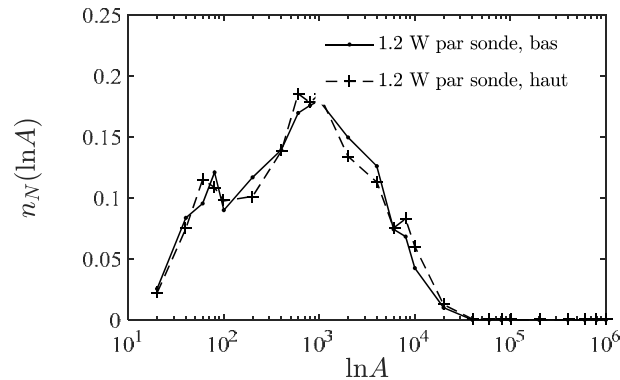


Figure IV.18. Comparaison des distributions de taille des bulles localisées dans une partie basse ou une partie haute des images.

Étant assurés que nous visualisons une zone où les structures d'écoulement sont établies, étudions désormais l'allure des distributions de taille des bulles en fonction de la puissance fournie en L4. Sur la Figure IV.15, on remarque que la population de petites bulles augmente quand la puissance dissipée augmente. De manière concomitante, on commence à trouver des bulles de surface importante (de surface projetée supérieure à 20000 pixels<sup>2</sup>), qui couvrent plusieurs pores et dont l'extension dans la direction de l'écoulement peut couvrir plusieurs lignes de cylindres (4 ou 5 lignes typiquement, comparer les cas P=1 W par sonde et P=1,6 W par sonde sur la Figure IV.15). On parlera alors de « slugs » (voir Figure IV.17, ligne 4, où des slugs de taille comprise entre 20000 et 25000 pixels<sup>2</sup> sont montrés). A forte puissance (dès P=2,0 W par sonde), on observe l'apparition d'un pic à très grande taille (un peu plus de 10<sup>5</sup> pixels<sup>2</sup>), comme le montre la courbe du cas P=2,4 W par sonde sur la Figure IV.15. Ceci traduit la transition vers un régime où l'on observe des slugs de vapeur très étendus, qui peuvent occuper une part significative de l'espace poral de la cellule. Ils résultent de la coalescence de slugs et bulles plus petits, qui « disparaissent » ainsi de la distribution : voir le déficit de la population dans la gamme 10000-30000 pixels<sup>2</sup> dans le cas P=2,0 W/sonde, par rapport au cas P=1,2 W/sonde par exemple. Comme déjà vu, il est difficile d'avoir accès à la profondeur des bulles. Cela dit, dès que les bulles couvrent plusieurs tailles de pores, et *a priori* pour les slugs, on peut raisonnablement faire l'hypothèse qu'elles sont confinées par les parois avant et arrière de la cellule.

#### IV.3.1.2. Cas « froid »

Nous prenons ici en compte des séries de 1500 images d'écoulements diphasiques isothermes visualisés dans la « cellule froide » avec face arrière en Macor. Comme déjà expliqué, ce montage a été conçu de manière à approcher au mieux le cas chaud, tant au niveau des régimes d'écoulements obtenus que des conditions optiques de leur visualisation (voir IV.1.2). Mais bien sûr la manière d'injecter la phase gazeuse diffère (ébullition au niveau de la ligne L4 dans un cas, injection d'air à débit contrôlé via une série d'orifices situés au même niveau de ligne L4 dans l'autre). La première

question à se poser concerne les régimes d'écoulements obtenus : sont-ils comparables à ceux observés sur le montage chaud ? Dans l'affirmative, cela nous amène au point qui nous intéresse : soit une expérience froide réalisée avec un débit d'injection donné, à quelle expérience chaude la comparer (ici le paramètre étant la puissance dissipée au niveau des éléments chauffants) ?

Considérons le paramètre macroscopique le plus direct à obtenir : un taux de vide surfacique moyen  $\alpha_s$  (voir partie III.4.3), calculé sur tout l'espace poral visualisé et sur l'ensemble de chaque série de 1500 images binarisées des écoulements. La Figure IV.19 montre à gauche  $\alpha_s$  en fonction de la puissance dissipée par élément  $P$  (écoulements « chauds »), et à droite  $\alpha_s$  en fonction du débit de gaz injecté (écoulements « froids »). On remarque que les expériences froides et chaudes couvrent une gamme de  $\alpha_s$  comparable, même si l'on obtient pour les plus faibles puissances des valeurs de  $\alpha_s$  plus faibles que celles obtenues pour les plus bas débits de gaz que l'on peut injecter (rappelons qu'il existe un débit minimal d'injection en deçà duquel on ne peut pas descendre, voir partie IV.1.1.7).

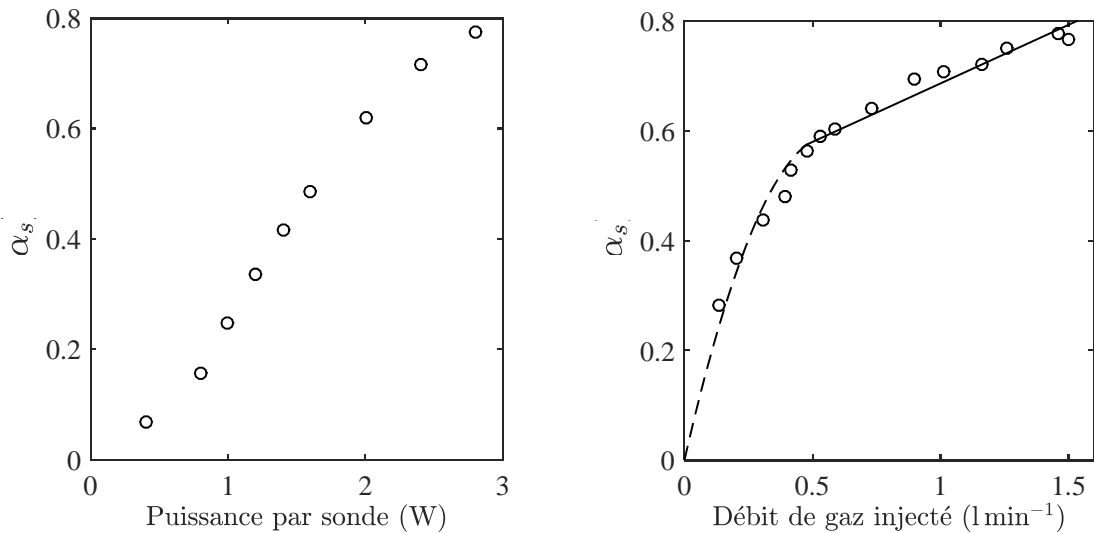


Figure IV.19. Fraction surfacique moyenne de gaz. À gauche : cas « chaud » ; à droite : cas « froid ».

Comparons alors les structures d'écoulement dans les cas chauds et froids pour un même taux de vide surfacique moyen  $\alpha_s$ , en termes de distributions de tailles de bulles. Dans le cas froid, on a vérifié tout d'abord que sur le champ visualisé (identique à celui du cas chaud, l'injection d'air se faisant de même en L4), les fonctions de distribution sont convergées, tout comme le nombre de bulles détectées : ces grandeurs ne dépendent pas de la position  $z$  à laquelle elles sont mesurées. La Figure IV.20 montre les fonctions de distribution pour 3 différents débits (0,2 - 0,4 - 1,23  $\text{l}\cdot\text{min}^{-1}$ ), correspondant à des valeurs de  $\alpha_s$  respectivement égales à 0,37 , 0,53 et 0,72. Elle reprend aussi une des fonctions de distributions chaudes, celle à  $P=1.6$  W par sonde, donnant  $\alpha_s= 0.49$ . À  $\alpha_s$  comparables (0,49 dans le cas chaud et 0,53 dans le cas froid), les pdf de distributions de surface de bulles chaudes et froides sont remarquablement comparables. Par ailleurs, les évolutions

observées lorsque l'on augmente le débit sont similaires à celles décrites précédemment lorsque l'on augmente la puissance (apparition de slugs de plus en plus étendus par coalescences de bulles plus petites). Ainsi, pour un même  $\alpha_s$ , les structures d'écoulements diphasiques chauds et froids apparaissent similaires.

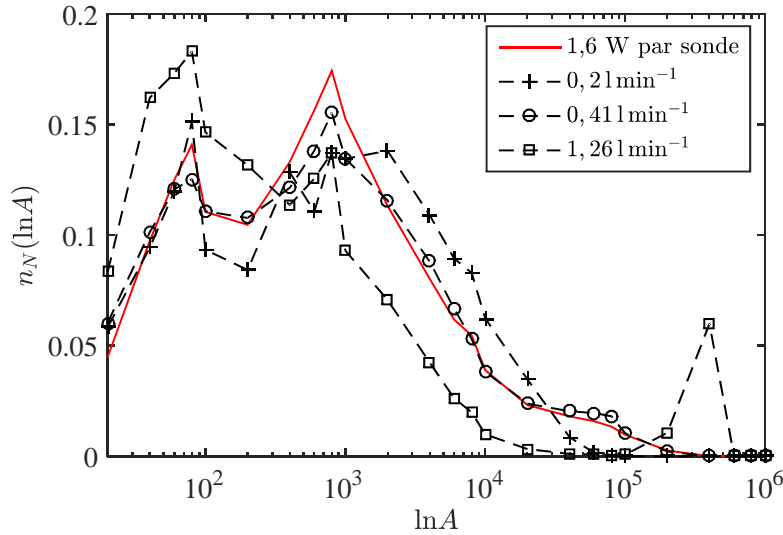


Figure IV.20. Distributions de tailles de bulles dans les écoulements diphasiques « froids », pour différents débits de gaz injecté. Un cas d'écoulement « chaud » à 1,6 W par sonde est superposé, qui correspond remarquablement au cas froid à  $0,41 \text{ l.min}^{-1}$  de gaz injecté.

Pour que l'on puisse conclure définitivement sur la similitude des régimes d'écoulements chauds et froids, il faut également s'intéresser aux distributions de vitesse des bulles. De visu, pour les régimes à faibles taux de vide surfacique, les dynamiques d'évolution des bulles (déformations par exemple) sont similaires et les vitesses mesurées localement par corrélation temporelle (voir III.2.1) sont comparables. A plus fort taux de vide, seul notre algorithme de tracking permet de sortir des données ayant un sens statistique. L'analyse en est en cours ; nous fournissons les premiers éléments obtenus dans la sous-partie suivante IV.3.2. Au stade où nous en sommes, les distributions de vitesses des écoulements chauds-froids apparaissent comparables pour des régimes à taux de vide faible ou modéré.

Il faut prendre garde toutefois à ne pas oublier une différence fondamentale entre les deux systèmes : à forte puissance de chauffe tout le liquide est vaporisé, alors qu'il restera toujours du liquide dans la section test dans le cas froid, même à débit d'injection de gaz élevé. On s'attend donc à retrouver des différences entre les cas chaud et froid à fortes puissances/forts débits, situations non obtenues dans les expériences thermiques pour les études du flux critique local.

Ainsi, il semble raisonnable, dans une première approche, d'utiliser la relation  $\alpha_s$  en fonction du débit de gaz injecté obtenue dans le cas froid pour inférer dans le cas chaud le débit de gaz

généralisé par l'ébullition au niveau de la zone chauffée. Il faut noter que les débits injectés les plus grands permettent d'obtenir des valeurs élevées de  $\alpha_s$  comparables à celles obtenues dans le cas chauds pour les puissances les plus importantes ( $\alpha_s \approx 0.8$ ). Par contre, pour les débits les plus faibles ayant été couverts dans nos expériences, on reste à des fractions surfaciques moyennes supérieures à celles mesurées pour  $P=0,8$  W par sonde et surtout  $P=0,4$  W par sonde (voir Figure IV.19).

Pour obtenir une courbe de calibration couvrant toute la gamme de puissance utilisée, il faut donc extrapoler la courbe de  $\alpha_s$  en fonction du débit injecté pour les faibles valeurs de  $\alpha_s$ . Comme indiqué sur le schéma de droite de la Figure IV.19, on ajuste une loi linéaire à nos résultats donnant  $\alpha_s$  en fonction du débit de gaz pour des débits supérieurs à  $0,5$  l.min<sup>-1</sup>. Pour des débits inférieurs à cette valeur, on utilise une loi quadratique contrainte à passer par le point  $\alpha_s=0$  pour un débit d'injection nul.

### IV.3.2. Vitesses des bulles

Nous utilisons ici des visualisations acquises à 1200 images par seconde. Notre algorithme de tracking (voir partie III.4.4) nous permet de suivre des bulles tant qu'elles ne subissent ni rupture ni coalescence. Les relevés des coordonnées des centres permettent de tracer leur trajectoire et d'estimer leurs vitesses. Observons par exemple le cas d'une bulle dans un écoulement diphasique froid, dont l'aire moyenne sur l'ensemble de sa « durée de vie » est de  $2300$  pixels<sup>2</sup>. Nous traçons sur la Figure IV.21 sa trajectoire.

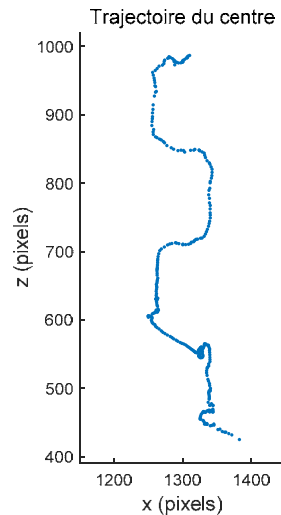


Figure IV.21. Trajectoire d'une bulle.



L'enregistrement des coordonnées de son centre en fonction de la succession d'images dans la séquence étudiée permet d'évaluer ses vitesses instantanées horizontale et verticale (Figure IV.22). Pour cela on évalue chaque vitesse d'une image à la suivante.

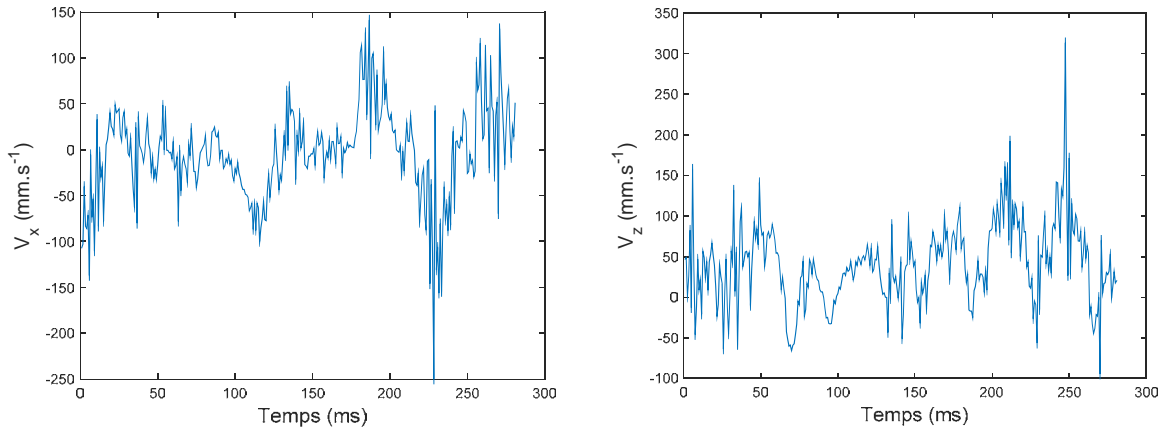


Figure IV.22. Vitesses instantanées d'une bulle dans la direction horizontale (graphique de gauche) et dans la direction verticale (graphique de droite).

On peut calculer l'évolution des vitesses moyennes en comparant la position de la bulle à un instant  $t$  à celle à l'instant  $t=0$ . On visualise mieux ainsi que la bulle ici étudiée a globalement « dérivé » vers la gauche lors de son parcours, et qu'elle a globalement une vitesse ascendante moyenne positive (Figure IV.23).

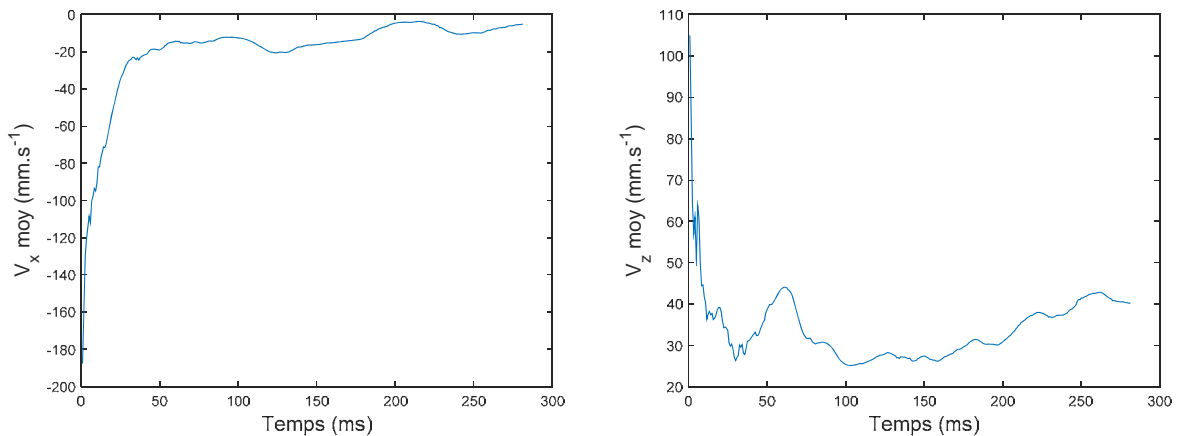


Figure IV.23. Vitesses moyennes horizontale (à gauche) et verticale (à droite), en fonction du temps. À chaque instant  $t$ , ces vitesses sont calculées par rapport à la position de référence  $t=0$ .

Afin d'avoir un aperçu global d'un éventuel lien entre les vitesses moyennes d'ascension des bulles et leur taille, nous nous intéressons maintenant à l'ensemble des bulles suivies dans

l'écoulement, ayant une « durée de vie » supérieure à 100 images (soit 83 ms environ), de sorte que le trajet qu'elles parcourent lors de leur suivi soit significatif. Nous calculons pour toutes ces bulles leur vitesse moyenne d'ascension ainsi que leur surface projetée moyenne sur la durée de leur suivi. Nous reportons sur la Figure IV.24, graphique de gauche, les résultats obtenus pour l'écoulement froid que nous étudions ; nous reportons sur le graphique de droite les résultats obtenus pour un écoulement chaud, afin de pouvoir comparer les deux. Les vitesses moyennes d'ascension sont comparables. La vitesse moyenne globale pour l'ensemble des bulles étant de l'ordre d'une cinquantaine de millimètres par seconde, les bulles qui ne « durent » que 100 images, soit 83 ms, ont parcouru une hauteur moyenne d'un peu plus de 4 mm : elles ont donc franchi au moins un pore suivi d'une constriction verticale, et la vitesse moyenne calculée pour ces bulles a donc un sens.

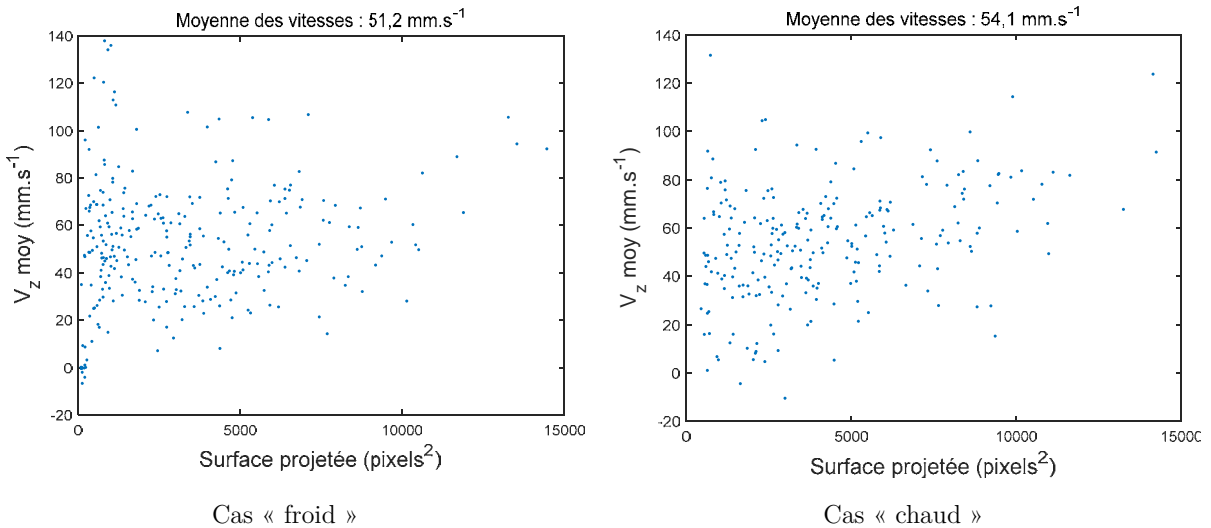


Figure IV.24. Vitesses moyennes d'ascension des bulles en fonction de leurs surfaces projetées moyennes. Le graphique de gauche correspond à un écoulement diphasique isotherme avec injection de gaz en amont, celui de droite à un écoulement diphasique en aval d'une zone d'ébullition convective.

Une étude plus large montre que les vitesses d'ascension dépendent essentiellement de la taille des bulles, et non des débits d'injection (écoulements froids) ou du chauffage (écoulements chauds). Cependant, cela n'a été vérifié que pour les débits et les puissances les plus faibles (jusqu'à un chauffage de 1 W par sonde), les durées de vie des bulles étant trop limitées pour les cas à débits et puissances plus élevés. À titre indicatif, sur une séquence de 6000 images prises à 1200 images par seconde dans un cas de chauffage à 0,8 W par sonde, la population totale de bulles suivies est de 38572 bulles. Dans cette population, il y a des « fausses » bulles issues d'artefacts numériques de binarisation, qu'il n'est pas évident de distinguer des « vraies » bulles ; la durée de vie de ces artefacts est en général très limitée, à une dizaine d'images maximum, exceptionnellement une vingtaine. Si l'on choisit d'étudier les bulles dont la durée de vie est supérieure à 100 images, l'effectif de la population chute à 244 bulles. Les bulles suivies plus de 200 images se réduisent

quant à elles au nombre de 42. On voit là les limites à l'utilisation directe de notre algorithme, dont nous parlions en fin de partie III.4.4.

Enfin, il est important de noter que la valeur moyenne de vitesse d'ascension des bulles (Figure IV.24) est très sensible au choix de la population sur laquelle on la calcule : en prenant des ensembles de bulles d'une « durée de vie » allant de 50 images à 300 images, on obtient des vitesses moyennes d'ascension qui s'étalent de  $40 \text{ mm.s}^{-1}$  à  $60 \text{ mm.s}^{-1}$  ! On comprend là pourquoi le traitement des données fournies par l'algorithme de tracking est complexe. En effet, si l'on veut considérer la totalité de la population de bulles étudiée, il faut d'abord trouver un critère pour identifier les « fausses » bulles ; puis, il est indispensable de coupler l'analyse de la vitesse des bulles de faible durée de vie à leur position : une bulle suivie uniquement lors de son passage dans une constriction verticale affichera une vitesse d'ascension anormalement élevée, tandis qu'une autre étant observée dans une période de temps où elle vient buter sous un plot aura une vitesse d'ascension anormalement basse. En l'état actuel de notre travail, nous en sommes encore à ce stade de recherche sur le post-traitement des données fournies par notre algorithme de tracking.

## **IV.4. Conclusion**

Les dispositifs froids conçus et réalisés lors de cette thèse s'avèrent indispensables, tout d'abord pour l'écriture d'algorithmes de traitement d'images fiables et le moins subjectifs possible. Les images froides permettent d'attaquer de nombreux points techniques précis, à partir d'images « idéales ». Dans ce chapitre, nous avons insisté dans la sous-section IV.2 sur l'estimation du volume des bulles et nous avons mis en évidence une forte surestimation de celui-ci par nos algorithmes actuels. Du travail reste donc à faire sur ce point, et le recours aux cas froids de référence sera nécessaire.

Nous avons ensuite montré que les régimes d'écoulements diphasiques obtenus par injection de gaz sont comparables à ceux obtenus par ébullition dans le dispositif chaud, pour un même taux de vide surfacique global. Au niveau de la génération des bulles, des différences entre les deux dispositifs sont visibles mais le point essentiel est que ruptures et coalescences dans l'espace poral conduisent rapidement à des distributions de tailles convergées et comparables, pour un même taux de vide surfacique. En outre, les premiers résultats d'une analyse des distributions de vitesse semblent indiquer que celles-ci sont comparables dans les cas chaud et froid, du moins jusqu'à des taux de vide modérés. Tout ceci permet de relier la puissance délivrée par la ligne chauffée au débit de vapeur, un paramètre important et classiquement utilisé en thermique diphasique.

Le chapitre suivant expose nos résultats sur le flux critique local. En l'état, les résultats de ce chapitre IV, notamment la courbe de calibration de la Figure IV.19, permettront essentiellement de relier la puissance thermique imposée à la ligne chauffée au débit de vapeur.





## Chapitre V.

# Étude expérimentale du flux critique local

Les expériences d'assèchement en configuration « renoyage par le bas » présentées dans le chapitre II ont montré que sous certaines conditions, un assèchement très local survient sous la forme d'une crise d'ébullition conduisant à une ébullition en film autour d'un unique élément chauffant. Ce chapitre présente des expériences qui se concentrent sur la mesure du flux critique local, lorsqu'un écoulement diphasique est établi au voisinage de l'élément chauffant étudié. Les résultats concernant l'aspect thermique sont présentés, et certains sont mis en relation avec les paramètres hydrodynamiques de l'écoulement diphasique. Nous commençons par fournir quelques rappels sur la « courbe de Nukiyama » et le flux critique.

### V.1. Ébullition et flux critique : éléments bibliographiques

La littérature sur l'ébullition étant particulièrement vaste, nous n'exposons ici rapidement que quelques notions de base qui nous serviront par la suite. Le lecteur pourra trouver dans la thèse de Visentini [116] une revue concise mais générale sur le sujet, et des revues détaillées renvoyant à une bibliographie exhaustive dans les ouvrages de Collier et Thome [117] ou Rohsenow *et al.* [118].

Le cadre de notre étude expérimentale concerne l'ébullition convective en milieu poreux, et se focalise sur la crise d'ébullition. L'ébullition convective désigne la situation où un liquide en

convection forcée bout au contact d'une paroi surchauffée, c'est-à-dire dont la température est supérieure à la température de saturation. Rappelons tout d'abord les différents régimes d'ébullition que l'on distingue en régime permanent lorsqu'une paroi surchauffée est plongée dans un liquide en l'absence de convection forcée : on parle d'ébullition en vase, ou encore d'ébullition libre.

### V.1.1. Ébullition en vase : courbe de Nukiyama

Nukiyama est un des pionniers des études expérimentales des échanges de chaleur entre une surface surchauffée et le milieu extérieur dans une configuration d'ébullition en vase. En 1934, il réalise une série d'expériences au moyen d'un fil métallique plongé horizontalement dans un bain d'eau distillée à saturation [119]. Le fil est chauffé par effet Joule avec un générateur de courant continu, sa température supposée homogène est estimée à partir de la mesure de sa résistance au moyen d'un pont de Wheatstone : au préalable, une courbe de calibration de la résistance du fil en fonction de sa température a été effectuée. La puissance dissipée par le fil est déduite simplement de la mesure de la tension à ses bornes et de l'intensité le traversant ; le flux thermique  $q$  est calculé en divisant cette puissance par la surface du fil. Ce dispositif permet à Nukiyama de tracer des courbes d'ébullition à flux imposé. Il obtient des courbes similaires à celle présentée en trait plein sur la Figure V.1, où  $\Delta T_{sat} = T_{fil} - T_{sat}$  est la température de surchauffe du fil.

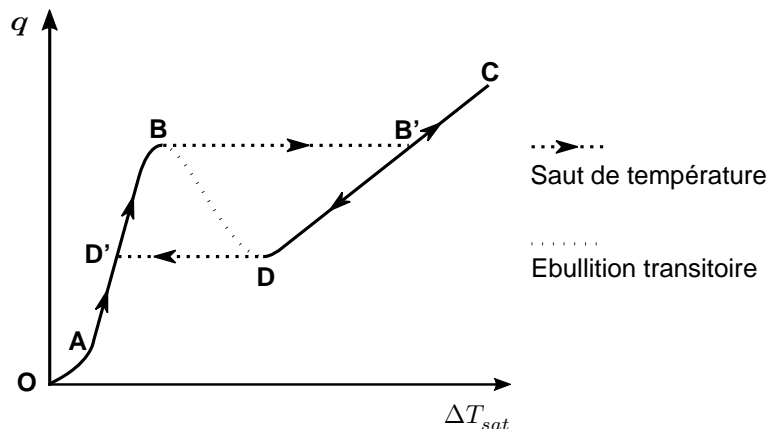


Figure V.1. Allure générale d'une courbe d'ébullition, couramment désignée par « courbe de Nukiyama ».

Sur cette courbe, la partie OA correspond à un régime de convection naturelle, sans changement d'état : en effet, une certaine surchauffe est nécessaire avant l'apparition des premières bulles de vapeur. Le départ de l'ébullition (*Onset of Nucleate Boiling, ONB*) est lié aux conditions permettant la nucléation, qui dépendent notamment de la taille des cavités microscopiques de la

surface chauffée où naissent les bulles, ainsi que de la tension superficielle du liquide (voir par exemple [120]–[123]).

A partir du point A, l'ébullition nucléée se déclenche : des bulles naissent et grossissent depuis les cavités actives de la surface chauffée, alimentées en masse par la vaporisation du liquide qui vient mouiller la surface. C'est un régime où les échanges thermiques sont importants, du fait de l'enthalpie de vaporisation élevée du liquide. La pente de la portion de courbe AB est ainsi bien plus élevée que celle de la portion OA.

A l'approche du point B, lorsque l'ébullition est très intense, le liquide a de plus en plus de difficultés à venir remouiller la paroi chauffée. L'augmentation du flux thermique peut alors conduire à la formation d'un film de vapeur isolant la surface du liquide environnant. Dans une telle situation, du fait de la faible conductivité thermique de la vapeur, la température de la surface subit une augmentation brutale : cela correspond à la branche BB'. Ce saut de température est susceptible de détériorer voire de faire fondre la paroi de l'élément chauffant : on parle de crise d'ébullition, *boiling crisis* ou *burnout* en anglais. Le flux auquel ce phénomène apparaît est dénommé flux critique ou flux maximum, car c'est le flux maximal qui peut être extrait à la surface chauffée par ébullition. On le désigne en anglais par *Critical Heat Flux (CHF)*, ou parfois par *burnout heat flux*.

Si le dispositif expérimental a été conçu de sorte à supporter sans dégradation la crise d'ébullition, le flux peut continuer d'être augmenté pour explorer la branche B'C, qui correspond à un régime qualifié d'ébullition en film. Dans ce régime la surface chauffante est recouverte par un film de vapeur, il n'y a donc pas nucléation de bulles sur la surface. On observe un détachement périodique de poches de vapeur au-dessus de la surface chauffée, le film de vapeur la recouvrant restant stable. Les transferts de chaleur qui se font par conduction et rayonnement à travers la couche de vapeur alimentent la vaporisation du liquide environnant.

Lorsque depuis le point C on abaisse le flux thermique, le film de vapeur reste stable sur toute la portion CD. Au point D, des instabilités provoquent la rupture du film de vapeur : on sort du régime d'ébullition en film, et le remouillage de la surface chauffée par du liquide résulte en une forte chute de température, qui ramène au point D' sur la portion de courbe correspondant à l'ébullition nucléée.

L'hystérésis observée dans cette courbe d'ébullition est caractéristique d'une expérience menée à flux imposé. Drew et Müller ont été les premiers à réaliser des courbes d'ébullition en contrôlant la température imposée à la surface chauffée [124]. Dans ce cas, en augmentant la surchauffe pariétale à partir du point B, on parcourt la branche en pointillés non fléchés BD. C'est le régime d'ébullition de transition, où le film de vapeur qui recouvre la surface chauffante est instable et où du liquide vient mouiller la paroi de façon intermittente. Dans ce régime, on observe la décroissance du flux thermique en fonction de l'augmentation de la température de surchauffe, due à la dégradation des échanges de chaleur entre la paroi et le milieu environnant. Au niveau du



point D, le film de vapeur devient stable et on entre en ébullition en film. On appelle respectivement flux minimum et température de Leidenfrost le flux thermique et la température correspondant au point D.

### V.1.2. Crise d'ébullition

Différents mécanismes susceptibles de conduire à la crise d'ébullition ont été identifiés. Face à la complexité des phénomènes en jeu, plusieurs théories se confrontent et aucune ne fait consensus dans la communauté des chercheurs : le sujet reste largement ouvert à l'heure actuelle. Il s'agit d'un problème multi-échelles (par exemple, hydrodynamique à l'échelle macroscopique, ligne triple, pression de disjonction, mouillabilité à l'échelle microscopique), et qui dépend non seulement des propriétés physiques du fluide et de la surface solide chauffante, mais aussi de la combinaison éventuelle de plusieurs mécanismes d'instabilité (mouvement de la ligne triple, nucléation, écoulement liquide-vapeur à contre-courant). Les modèles physiques proposés dans la littérature mettent généralement en exergue un nombre limité de ces aspects, de façon adaptée aux situations étudiées (taille et orientation de la surface chauffante, état de surface, pression hydrostatique dans le bain de liquide modérée ou extrême, etc...).

Un des modèles les plus connus a été établi de façon déterministe par Zuber [125]. Ce modèle est basé sur une théorie d'instabilité hydrodynamique. Le cadre d'étude concerne une plaque horizontale chauffante de dimension infinie, plongée dans un bain de liquide. En régime d'ébullition intense, des colonnes de vapeur se forment à la surface. La vapeur s'échappe avec une vitesse ascendante, tandis que du liquide retombe sur la paroi avec une vitesse descendante. Le flux critique est atteint lorsque l'interface des colonnes de vapeur se déstabilise, dans un mécanisme d'instabilité de type Kelvin-Helmholtz. Zuber arrive à l'expression suivante :

$$q_{CHF} = 0,131\rho_v h_{lv} \left( \frac{\sigma(\rho_l - \rho_v)}{\rho_v^2} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (\text{V.1})$$

Nous comparerons plus tard un de nos résultats expérimentaux au flux critique déterminé à partir de la relation de Zuber (bien que nos expériences ne se fassent pas dans les conditions d'application de cette relation, nous vérifierons ainsi le « bon » ordre de grandeur des flux critiques que l'on obtient). Face à la multiplicité des corrélations existantes pour le calcul du flux critique, nous ne nous étendons pas davantage sur le sujet ; le lecteur pourra trouver par exemple dans l'article de Katto [126] une revue des modèles et corrélations existants.

En ébullition convective, il existe plusieurs centaines de corrélations pour estimer le flux critique ; Groeneveld parle même de plus de mille corrélations, juste pour le cas d'écoulements en tubes chauffés [127]. Face à la complexité des phénomènes en jeu lors du déclenchement de la crise d'ébullition et à la difficulté d'établir un modèle fiable sur une gamme étendue de situations

diverses, les industriels utilisent généralement des valeurs tabulées du flux critique, issues de la compilation de milliers de données expérimentales. C'est le cas à l'IRSN, où les valeurs de flux critique sont estimées sur la base des tables de Groeneveld [128]. Les chercheurs pointent le fait que les données expérimentales sur le flux critique sont remarquablement dispersées. Il n'est pas évident de normaliser ces données pour les inclure dans les tables, ce qui fait l'objet d'un important travail [129]. Notons pour terminer cette brève introduction qu'on ne trouve pas dans la littérature, à notre connaissance, de corrélation sur le flux critique en milieu poreux.

## V.2. Crise d'ébullition autour d'un élément chauffant

### V.2.1. Courbes d'ébullition convective en milieu poreux chauffant

Des courbes d'ébullition complètes ont été obtenues par Sapin au cours d'une thèse précédente [23], avec une autre cellule d'essai, similaire à celle que nous utilisons (voir fin de la partie II.1.4). Le milieu poreux modèle est initialement saturé de liquide, en convection forcée à un débit fixé ; l'écoulement est ascendant. Une sonde particulière est alors progressivement chauffée jusqu'à l'apparition des différents régimes d'ébullition (nucléée, intense, en film). Après chaque incrémentation de puissance, l'équilibre thermique de la sonde est attendu avant de relever sa température. Lors de la crise d'ébullition, la brusque montée en température peut atteindre 250°C à près de 400°C selon les conditions expérimentales (débit d'injection, température d'injection, pression). A partir du régime d'ébullition en film, la puissance appliquée à la sonde est progressivement diminuée. A l'atteinte du flux minimum, la température chute soudainement et l'on retombe sur la portion de courbe correspondant à l'ébullition nucléée. Le graphe du flux thermique appliqué à la sonde en fonction de sa température de surchauffe permet d'obtenir une courbe d'ébullition en milieu poreux (Figure V.2, courbe en rouge). Cette courbe, effectuée avec un contrôle en puissance, présente une allure et une hystérésis typiques d'une courbe de Nukiyama.

L'expérience est alors réitérée, en appliquant cette fois une puissance donnée, constante, répartie uniformément dans une zone entourant la sonde particulière choisie pour tracer la courbe d'ébullition. Cette sonde se trouve ainsi plongée dans un écoulement diphasique liquide-vapeur. La courbe d'ébullition obtenue (en bleu sur la Figure V.2) a globalement la même allure que la précédente en écoulement monophasique, mais l'hystérésis est décalée vers le bas : le flux critique  $q_{CHF}$  et le flux minimum  $q_{MIN}$  sont plus faibles.

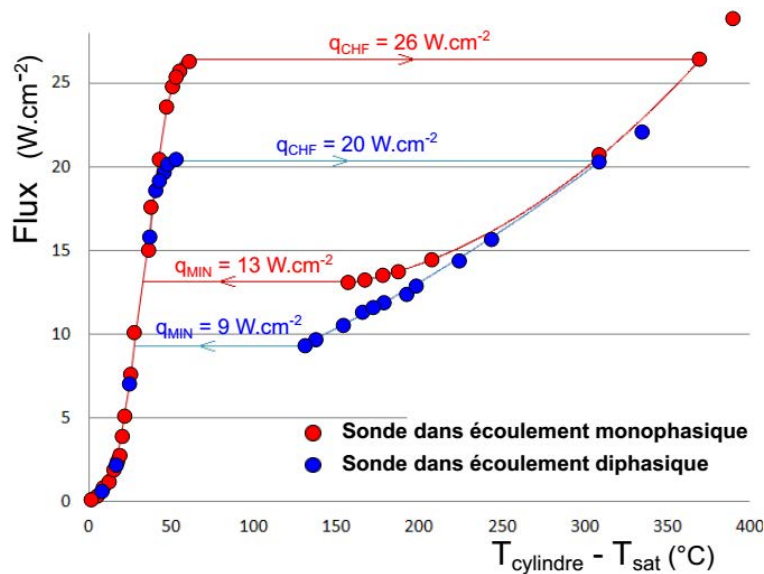


Figure V.2. Courbes de type Nukiyama en milieu poreux, d'après [23]. Sur la courbe rouge, l'écoulement forcé en amont de l'élément chauffant étudié est monophasique liquide ; sur la courbe bleue, il est diphasique liquide-vapeur.

Nous avons réalisé plusieurs expériences avec cette autre cellule d'essai, mais de nombreuses sondes étaient hors d'usage (elles avaient « grillé ») du fait d'utilisations répétées en conditions de températures trop élevées, que ce soit par choix lors d'excursions dans les régimes d'ébullition en film, ou par suite de problèmes de contrôle de puissance liés à des bugs des logiciels pilotant le système électronique d'asservissement. De plus, des fuites de HFE-7000 étaient régulièrement détectées, probablement dues à l'usure des résines assurant l'étanchéité du dispositif sous l'effet de contraintes thermiques trop fortes. Cela a justifié la réalisation de la nouvelle cellule d'essai, accompagnée du réétalonnage des modules électroniques d'asservissement ainsi que de la révision des programmes informatiques les contrôlant. Exceptée la Figure V.2, nous ne présentons pas dans cette thèse les quelques résultats qui ont été obtenus avec l'ancienne section test. Dans le dispositif actuel, nous avons choisi de fixer une température maximale de sécurité de  $150^{\circ}\text{C}$  : dès lors qu'une sonde atteint cette température, le système d'asservissement abaisse automatiquement l'alimentation électrique à ses bornes à une puissance minimale de fonctionnement (de l'ordre de  $15 \text{ mW}$ ). Cela permet d'atteindre le flux critique dans les conditions de nos expériences, tout en stoppant la transition vers le régime d'ébullition en film et en évitant ainsi une éventuelle rupture du fil de platine chauffant à l'intérieur des sondes.

Sur la Figure V.3, nous reportons les résultats de deux expériences comparables à celles correspondant à la Figure V.2, mais réalisées cette fois avec la nouvelle cellule d'essai : les courbes d'ébullition s'arrêtent à l'atteinte du flux critique. La vitesse de filtration du liquide injecté, de

4,3 mm.s<sup>-1</sup>, la pression de 1,17 bar ±0,01 bar, ainsi que la température d'injection<sup>4</sup> de 29°C sont fixés pour chacune des deux expériences. La courbe en rouge est obtenue en écoulement monophasique. Le premier point obtenu en imposant une puissance de 20 mW où l'auto-échauffement est quasiment nul affiche une température de 28,1°C : la sonde étudiée est située vers le haut de la cellule d'essai, et le liquide entrant en bas du milieu poreux à 29°C se refroidit par pertes thermiques à travers les parois du dispositif avant de parvenir au contact de la sonde. Concernant la courbe en rouge, l'écoulement diphasique impactant la sonde est généré par le chauffage d'une ligne en amont (la ligne L4, voir Figure V.5), à une puissance de 2800 mW par cylindre. La mesure de la température du fluide impactant la sonde est celle de saturation, à l'incertitude près sur la mesure.

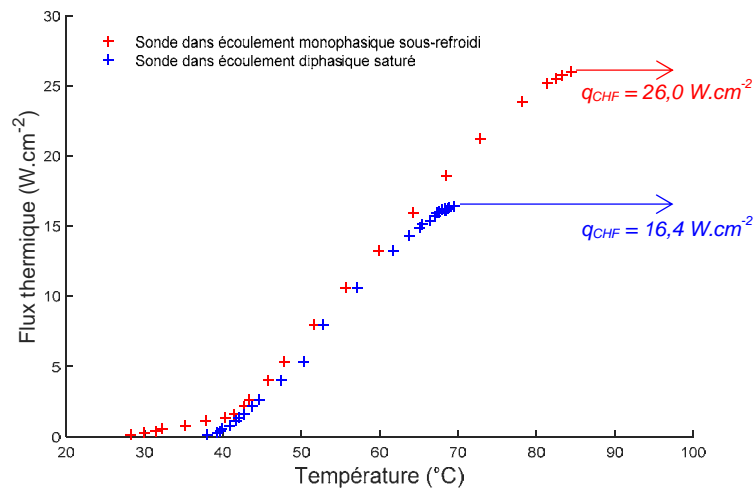


Figure V.3. Courbes d'ébullition pour une sonde chauffante donnée. L'écoulement en amont de la sonde est monophasique légèrement sous-refroidi dans le cas des croix rouges ; cet écoulement est diphasique saturé dans le cas des croix bleues. Les points de mesure s'arrêtent au niveau de la crise d'ébullition.

Les résultats thermiques (Figure V.2 et Figure V.3) montrent que le flux critique provoquant une crise d'ébullition locale au niveau de la sonde étudiée baisse lorsque celle-ci est plongée dans un écoulement diphasique. Outre le point de déclenchement de l'ébullition nucléée (*onset of nucleate boiling*), il s'agit du principal effet dû à l'écoulement diphasique, les parties ébullition nucléée et ébullition intense de la courbe de Nukiyama étant relativement similaires dans les cas monophasique et diphasique. C'est cet effet de baisse du flux critique que nous étudions dans ce chapitre.

<sup>4</sup> Pour toutes les expériences réalisées, le bain thermostaté (voir la description de la boucle fluide, partie II.1.5) est réglé sur 33,5°C, très légèrement en dessous de la température de saturation du HFE-7000, pour s'assurer qu'aucune bulle de vapeur n'est introduite dans la section test. Entre la sortie du bain thermostaté et l'entrée de la section test le liquide se refroidit, ce qui conduit dans cette expérience à une température d'injection de 29°C.

En plus de ces résultats thermiques, les visualisations suggèrent que les bulles présentes dans l'écoulement diphasique contribuent à l'établissement du film de vapeur autour de la sonde étudiée lorsque celle-ci bascule dans un régime d'ébullition en film (Figure V.4). De façon intuitive, s'il paraît évident que les bulles environnantes favorisent le déclenchement du flux critique local au niveau de la sonde étudiée, il est cependant très difficile d'observer visuellement ce qui se passe en détail au voisinage de la sonde. Comme le note Theofanous [130], à l'approche du flux critique la visibilité à proximité de l'élément chauffé est extrêmement mauvaise. Ce sont notamment ces raisons qui nous ont conduits à étudier le flux critique local autour d'un élément donné en fonction du chauffage d'une ligne de cylindres en amont, et non de l'ensemble de la matrice poreuse environnante. Nous présentons maintenant ces expériences.

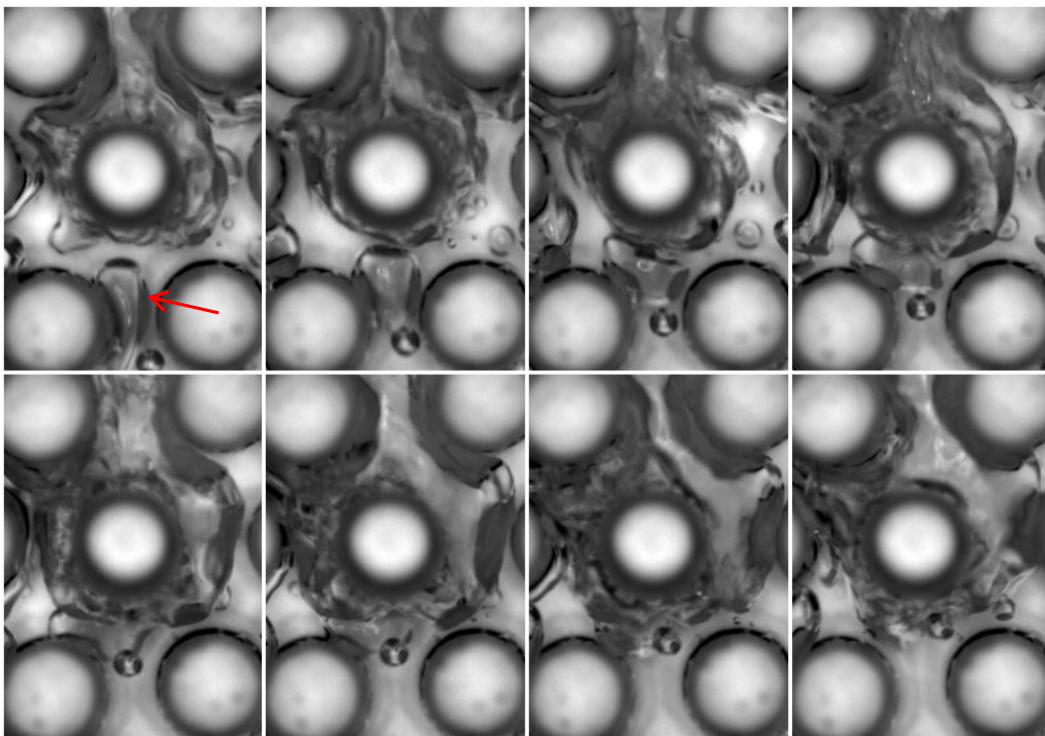


Figure V.4. Bulle provenant de l'écoulement diphasique en amont (pointée par une flèche rouge), qui vient coalescer avec la vapeur produite par la sonde chauffante qui fait l'objet de l'étude du flux critique local. Les vignettes sont classées par ordre chronologique de gauche à droite, la période d'acquisition des images étant de 2,5 ms. La durée de la coalescence est de l'ordre de 10 ms.

## V.2.2. CHF local en fonction de la puissance appliquée sur une ligne amont

### V.2.2.1. Configuration expérimentale

Pour l'ensemble de toutes les expériences réalisées, les conditions sont les suivantes : les écoulements sont ascendants, avec un débit d'injection de HFE-liquide par le bas de la cellule

d'essai fixé à  $21,5 \text{ ml}\cdot\text{min}^{-1}$  par une pompe à engrenages ; la température d'injection est de  $29,5^\circ\text{C} \pm 0,5^\circ\text{C}$  ; la pression hydrostatique est régulée par une charge gravitaire à  $1,17 \text{ bar} \pm 0,01 \text{ bar}$  ; enfin, la pièce est climatisée à  $22,9^\circ\text{C} \pm 0,5^\circ\text{C}$ .

La configuration expérimentale pour cette campagne de mesures est schématisée sur la Figure V.5. Le flux critique est mesuré localement sur la sonde étudiée, en fonction de la puissance dissipée par la ligne L4 en amont (la ligne L4 est constituée de 11 cylindres). La sonde étudiée et la ligne chauffée sont éloignées de sorte que la structure de l'écoulement diphasique généré par l'ébullition convective au niveau de la ligne L4 soit bien établie lorsque cet écoulement impacte la sonde étudiée. Une étude ultérieure sera faite sur l'effet de la distance de la sonde étudiée à la ligne chauffée (partie V.2.3).

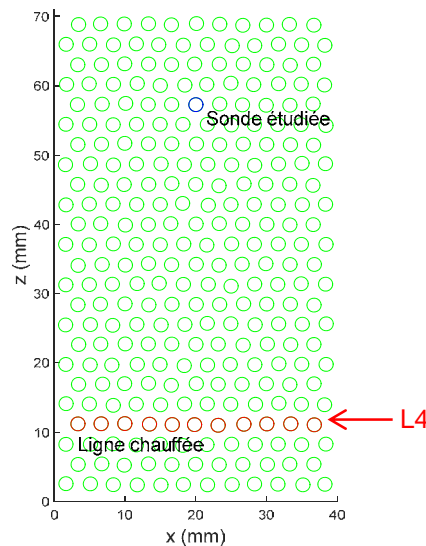


Figure V.5. Choix de l'emplacement de la sonde étudiée, dans la zone aval du milieu poreux pour que l'écoulement diphasique généré par la ligne chauffée soit pleinement établi. (voir partie III.2.1).

Tout d'abord, une puissance de chauffe est imposée de façon uniformément répartie sur les cylindres de la ligne L4, de sorte à produire une ébullition convective. Toutes les expériences effectuées sont des études en régime permanent : on attend donc que l'équilibre thermique soit établi au niveau de la ligne L4. Comme les plaques en céramique constituant les parois de la cellule d'essai possèdent une inertie thermique bien plus importante que celle des éléments chauffants, cet équilibre prend un certain temps à s'établir. On inspecte régulièrement les relevés de températures des sondes chauffées pendant plusieurs secondes ; lorsque celles-ci sont stables ou présentent des fluctuations de faible amplitude autour d'une valeur moyenne sur une durée d'une vingtaine de minutes, on considère que le régime permanent est atteint. La Figure V.6 présente les relevés de températures des sondes de la ligne L4 au cours de cette procédure, dans le cas où la puissance

appliquée à la ligne L4 est de 2000mW par sonde. Le temps de l'établissement du régime permanent est typiquement de l'ordre d'une heure, durée pendant laquelle le HFE-7000 dégaze.

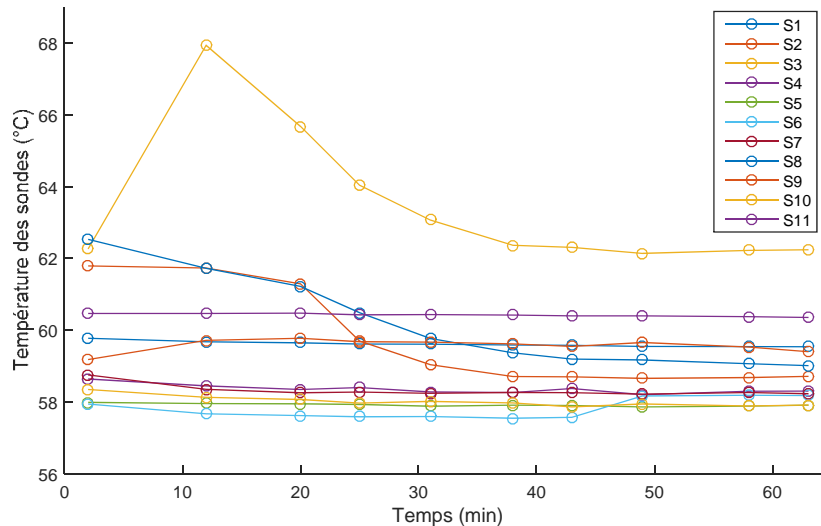


Figure V.6. Établissement de l'équilibre thermique au niveau de la ligne L4.

On remarque sur la Figure V.6 que la sonde S3 a toujours une température plus élevée que les autres. Cette différence augmente avec la puissance délivrée à la ligne de sondes. La courbe d'étalonnage du module contrôlant la sonde S3 ne montre pourtant pas d'écart par rapport à la tendance moyenne des autres courbes (voir partie II.1.2.3), on peut donc attribuer cela au montage mécanique de la sonde et à son emplacement, très proche de deux de ses voisines. Cette cause géométrique est confirmée par le fait que la sonde S3 est siège d'une crise d'ébullition lorsque la ligne L4 est chauffée à plus de 2800 mW par sonde, alors que les autres sondes restent dans un régime d'ébullition intense. C'est la raison pour laquelle nous avons limité nos expériences à une puissance de chauffe maximale de la ligne L4 de 2800 mW par sonde.

Lorsque le régime permanent est atteint après avoir appliqué une puissance donnée à la ligne L4, on chauffe la sonde étudiée en incrémentant par paliers la puissance dissipée ; à chaque palier, on attend l'équilibre thermique. Cette puissance est augmentée jusqu'à atteindre le flux critique (CHF). On relève alors la valeur de ce CHF en fonction de la puissance qui a été appliquée à la ligne L4 en amont. Nous détaillons dans la sous-partie suivante la façon dont nous détectons le CHF.

#### V.2.2.2. Détection du CHF

Dans toutes les études expérimentales sur le flux critique, le repérage de la crise d'ébullition se fait par l'observation d'une brusque montée en température de la paroi chauffante. Si tous les auteurs décrivent précisément leur instrumentation et les critères de mesure qui permettent

d'identifier le flux critique, nombreux sont ceux qui n'expliquent pas de façon détaillée le protocole expérimental qu'ils suivent pour atteindre le flux critique. Certains précisent les incréments de puissance et leur vitesse d'application, mais la plupart ne le font pas. Or, le déclenchement de la crise d'ébullition est sensible à la vitesse de montée en puissance : le flux critique en régime transitoire s'avère être plus faible, parfois de façon significative, que le flux critique en régime permanent [131].

Notre méthode n'est pas basée sur une automatisation (c'est-à-dire un incrément de puissance réalisé à intervalles de temps réguliers), mais sur l'appréciation de l'expérimentateur de l'accroissement de la dispersion des mesures de température à l'approche du flux critique. Au premier palier de puissance imposée (2000 mW à 3000 mW selon les cas étudiés), l'établissement du régime permanent se caractérise par une température quasi-stationnaire de la sonde chauffée. Des incréments de puissance de 200 mW sont ensuite appliqués progressivement, avec attente de l'équilibre thermique entre chaque augmentation. L'équilibre thermique est considéré atteint lorsque les mesures affichent une température moyenne constante. A partir d'un certain palier de puissance, l'amplitude des fluctuations de température de l'élément chauffé commence à augmenter. Cela est visible en temps réel sur la fenêtre de relevés de température du logiciel de contrôle. On considère que l'on entre alors dans une phase d'approche du flux critique, et on abaisse les paliers d'incrément de puissance à 50 mW. Lorsque l'amplitude des fluctuations de température dépasse 2°C, on abaisse encore ces paliers à 20 mW. Enfin, à une certaine puissance, on commence à observer des pics d'instabilité de température dépassant de plusieurs degrés (3°C à 15°C) les fluctuations normales. A ce stade, on augmente la puissance par incréments de 10 mW (le plus petit palier possible), en attendant dix minutes à un quart d'heure entre chaque augmentation. La Figure V.7 présente un ensemble de relevés de températures pour différentes puissances de chauffe imposées à la sonde étudiée. Ces relevés ont été effectués plus de dix minutes après que le dernier incrément de puissance ait été appliqué. La plage de températures en ordonnée s'étend sur 7°C pour l'ensemble des relevés, afin de bien visualiser l'augmentation de l'amplitude des variations de température avec l'augmentation de la puissance de chauffe.



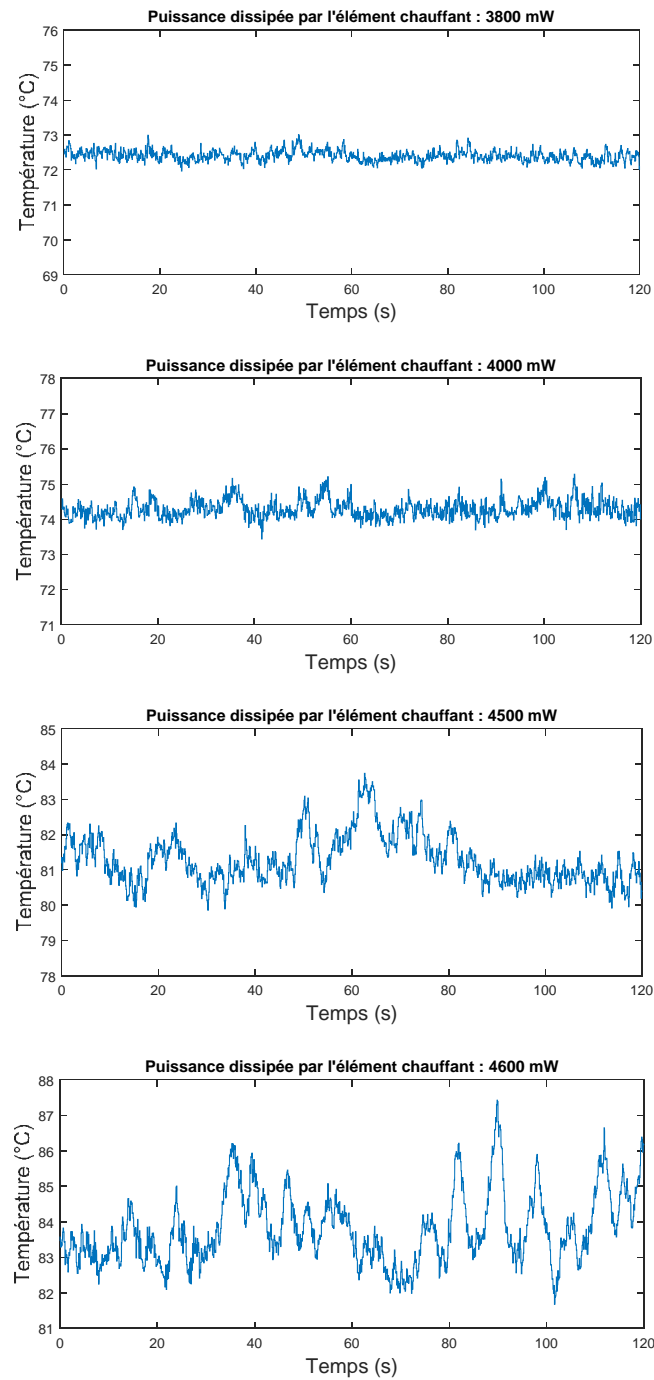


Figure V.7. Fluctuations de température du cylindre chauffant, pour différentes puissances de chauffe. L'amplitude des fluctuations augmente au fur et à mesure de l'augmentation de la puissance dissipée par le cylindre. Dans ces exemples, l'écoulement en amont du cylindre est monophasique liquide légèrement sous-refroidi ; le flux critique est atteint à 4620 mW.

Lorsque la puissance dissipée correspond à une valeur très proche du flux critique, des instabilités extrêmement marquées peuvent apparaître, surtout dans des situations où l'écoulement en amont de la sonde étudiée est diphasique avec un taux de vide élevé. La Figure V.8 montre un relevé de température réalisé à 97% de la valeur du flux critique, dans un cas d'étude où la sonde étudiée est plongée dans un écoulement diphasique en régime pulsé (présence de slugs étendus de vapeur et ponts liquides entre les plots très instables), réalisé par le chauffage à 2800 mW par cylindre de la ligne L4 en amont. On observe une excursion de température dans des valeurs très nettement plus élevées que la température moyenne. Ce pic suggère qu'un film de vapeur a commencé à se former autour de la sonde étudiée, mais a été déstabilisé et s'est rompu sous l'impact des poches de vapeur (ou des ponts de liquide ?) extrêmement agitées présentes dans le voisinage. Un tel pic ne s'observe jamais dans les cas d'un écoulement monophasique liquide en amont (comme c'est le cas dans l'exemple de la Figure V.7) ou d'un écoulement diphasique en régime à bulles (lorsque le chauffage de la ligne L4 en amont est inférieur à 1000 mW par cylindre).

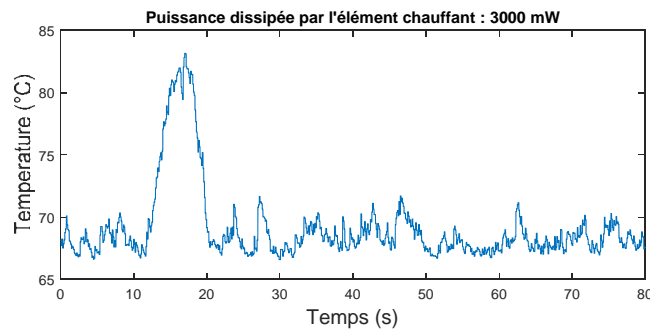


Figure V.8. Fluctuations de température du cylindre chauffant, à l'approche du flux critique. Dans cet exemple, l'écoulement en amont du cylindre est diphasique, en régime pulsé. Le flux critique est atteint à 3100 mW.

On peut s'interroger sur la contribution à ces instabilités du temps de réponse des capteurs et du système de contrôle quant à la régulation de la puissance transmise. Les microcontrôleurs qui gèrent l'asservissement sur chaque module électronique sont cadencés à 1000 Hz, leur temps de réponse de 1 ms est très inférieur au temps caractéristique de la montée en température lors de la crise d'ébullition (Figure V.10). On peut donc raisonnablement estimer que les variations intenses de température à l'approche du CHF sont bien plus probablement à attribuer aux instabilités hydrodynamiques et thermiques en jeu qu'au temps de réponse du système de régulation.

Afin de mieux visualiser la dispersion des valeurs de température à l'approche du flux critique, on reporte sur la Figure V.9 des acquisitions sur une durée de 2 minutes des températures en fonction de la puissance dissipée, dans le cas d'étude correspondant à celui de la Figure V.8 (chauffage de la ligne L4 en amont à 2800 mW par cylindre).

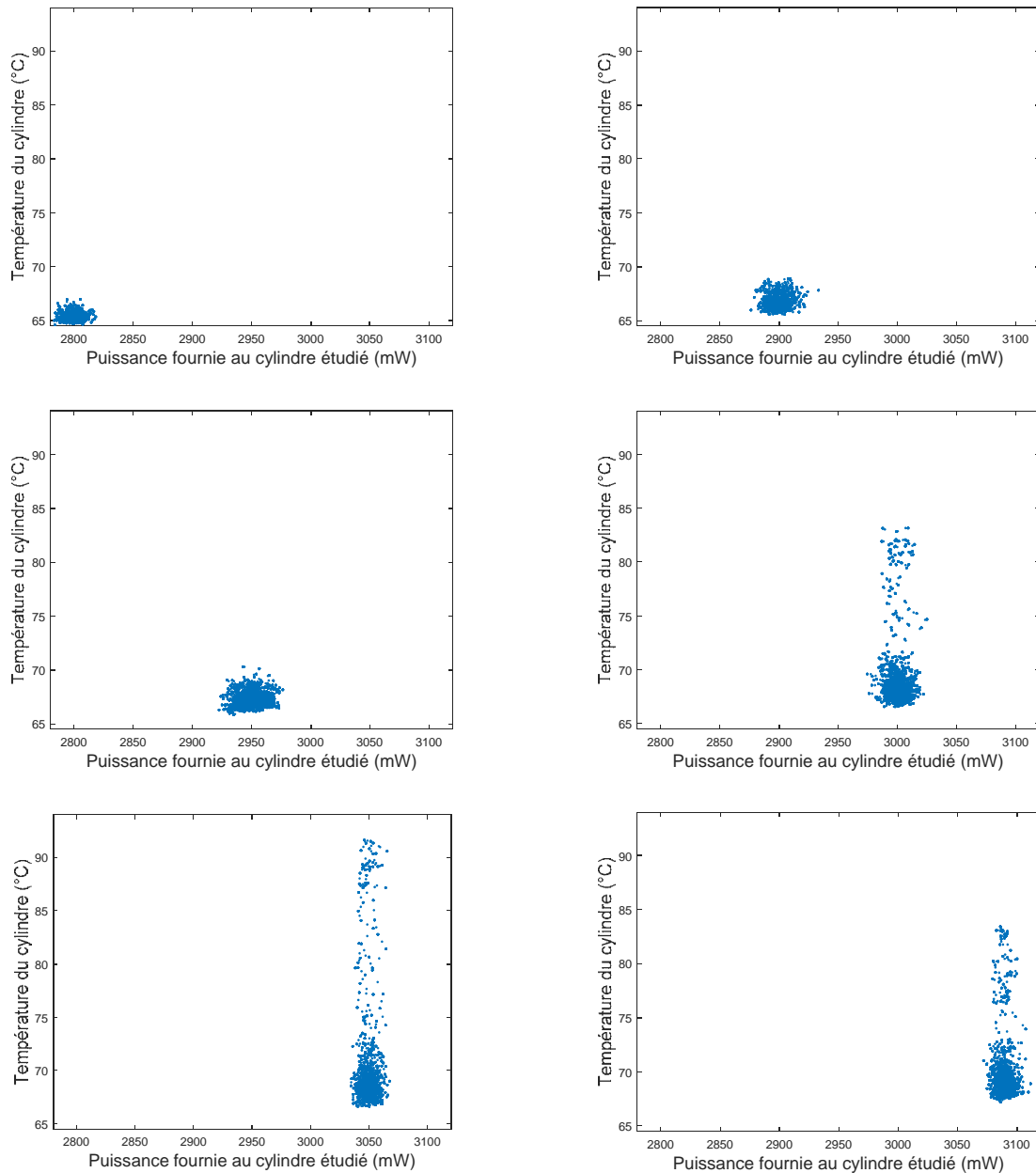


Figure V.9. Dispersion des mesures de température à l'approche du flux critique. Sur chaque graphique, les points sont acquis sur une durée de 2 min. Dans cette expérience, la crise d'ébullition est atteinte à une puissance de 3100 mW.

Lorsque le CHF est atteint, une montée en température bien au-delà des températures maximales des pics d'instabilités est observée (les pics d'instabilités ne dépassent jamais 100°C). La puissance délivrée à la sonde étudiée est coupée à une température de 150°C, la température de Leidenfrost du HFE-7000 ayant été mesurée à un ordre de grandeur de 140°C dans une thèse précédente [23].

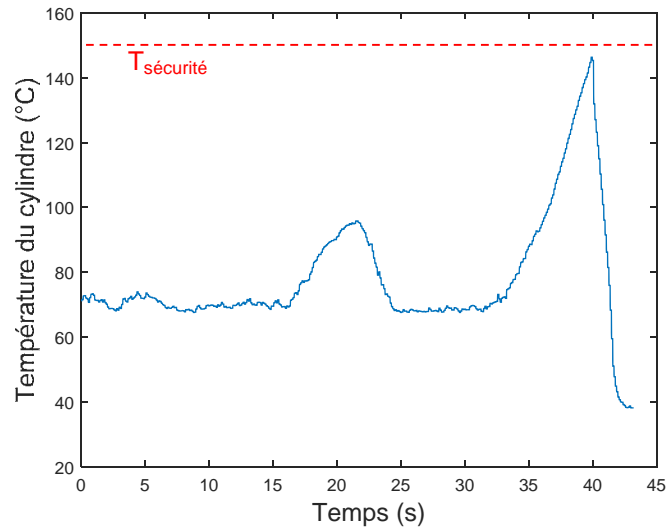


Figure V.10. Détection du flux critique : la rampe de montée en température au-dessus de 110°C est caractéristique de la crise d'ébullition. La puissance délivrée à l'élément chauffant est coupée un peu avant qu'il ne parvienne à 150°C car l'asservissement en contrôle de puissance anticipe l'atteinte de la température de sécurité.

Pour l'essai correspondant aux Figure V.9 et Figure V.10, la durée de l'expérience pour atteindre le CHF a été de 2h04min, sans compter la phase initiale d'une heure environ d'attente du régime permanent pour le chauffage de la ligne L4.

En général, il faut 2h à 2h30 pour atteindre un CHF ; lorsqu'on réitère l'expérience en connaissant déjà l'ordre de grandeur que l'on doit atteindre, cela prend 1h à 1h30 : on se place directement à 1000 mW du CHF précédemment mesuré, on attend l'équilibre stationnaire, puis on effectue la phase d'approche du CHF.

### V.2.2.3. Pertes thermiques et incertitudes sur la consigne de puissance

Bien qu'offrant de nombreux avantages, les milieux modèles bidimensionnels sont connus pour être sujets à des pertes thermiques non négligeables. Une modélisation de ces pertes dans la situation où une sonde unique dissipe de la chaleur est proposée en Annexe B. Les résultats montrent qu'à partir d'une puissance de chauffe de 1,5 W, ces pertes tendent à converger vers une valeur asymptotique de 4%. L'idée physique est qu'à une puissance de chauffe élevée, l'ébullition convective « consomme » une majeure partie de la puissance dissipée, ce qui entraîne des pertes thermiques relativement faibles. Dans l'attente d'une confirmation expérimentale de ce modèle thermique, nous ne corrigerons pas par la suite les valeurs de puissances indiquées, du fait du faible pourcentage de pertes attendu dans les gammes de puissance considérées.

La puissance délivrée aux sondes est directement calculée par le produit de la tension qui leur est appliquée et de l'intensité qui les traverse. L'incertitude liée à la mesure électronique de la tension et de l'intensité, due à la conversion analogique-numérique et aux tolérances des composants électroniques du système d'asservissement (voir partie II.1.2.3), est très faible et se trouve noyée dans les écarts de puissance par rapport à la consigne. Ces écarts sont dus aux variations de température de surface des éléments chauffés sous l'effet de l'ébullition, qui impactent la valeur de la résistance des sondes et nécessitent un ajustement permanent de la puissance délivrée : cet ajustement dépend des paramètres de l'asservissement proportionnel-intégral, qui sont fixés pour l'ensemble des sondes de sorte à obtenir un asservissement correct sur toute la gamme de régimes explorés, et non optimisés au cas par cas pour des régimes particuliers. À partir des résultats expérimentaux, la mesure des écarts de puissance par rapport à la consigne imposée permettent d'estimer à 1,3% les incertitudes sur la puissance délivrée par chaque sonde.

À titre d'illustration, la Figure V.11 montre un exemple des relevés de puissance des 11 sondes de la ligne L4 pour une consigne de 2000 mW par sonde. Les relevés sont effectués à différents moments sur une durée de plus d'une heure. L'écart absolu maximal par rapport à la consigne, constaté sur l'ensemble des enregistrements des sondes individuelles, est de 1,25% ; l'écart à la consigne de la puissance totale moyenne délivrée par la ligne chauffante est de 0,5%.

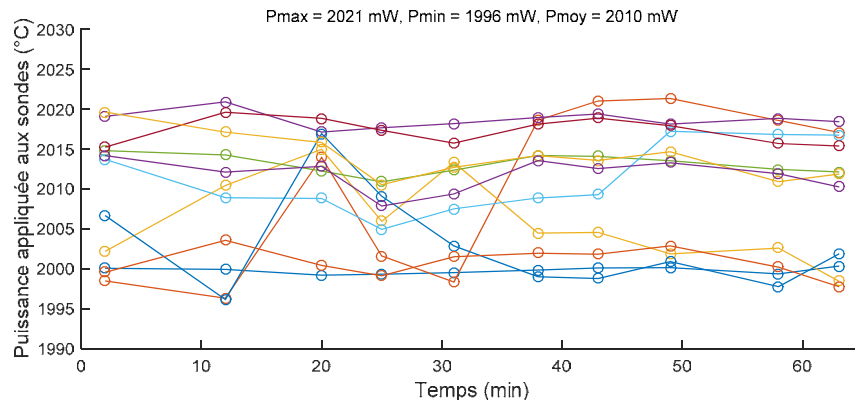


Figure V.11. Relevé des puissances dissipées par 11 cylindres chauffants alignés.

#### V.2.2.4. Résultats

Les résultats expérimentaux sont fournis dans le Tableau V.1. La puissance délivrée par la ligne L4 correspond à la totalité de la puissance dissipée par les 11 cylindres que comprend cette ligne.

Puissance délivrée par la ligne L4 (W)	Puissance critique sur la sonde étudiée (mW)			
	0	4940	4950	4620
4,4	4580	4020		
8,8	4080	3770		
13,2	3960	3940	3570	
17,6	3780	3440		
22,0	3490	3390	3310	3170
26,4	3230	3270	3200	
30,8	3070	3030	3100	3000

Tableau V.1. Puissance critique au niveau de la sonde étudiée, en fonction de la puissance dissipée par la ligne L4. Ensemble des résultats expérimentaux.

La Figure V.12 présente l'évolution du flux critique local au niveau de la sonde étudiée, en fonction du chauffage de la ligne L4 en amont. Ce flux critique est obtenu en divisant la puissance critique mesurée expérimentalement par l'aire de la surface latérale de la sonde en contact avec l'écoulement, qui est de  $18,85 \text{ mm}^2$  (le rayon des cylindres est de 1 mm, la hauteur en contact avec l'écoulement est de 3 mm ; voir la géométrie de la cellule d'essai, détaillée en partie II.1.1). Retenons que les données de flux critique que nous présentons sont légèrement surestimées : il faudrait soustraire à la puissance critique mesurée la puissance dissipée par pertes vers l'extérieur ; celles-ci sont *a priori* faibles, mais nous envisageons de réaliser des mesures expérimentales spécifiques pour le confirmer (voir Annexe B).

Notons à titre indicatif que le flux critique calculé avec la corrélation de Zuber est de  $25,5 \text{ W.cm}^{-2}$ , ce qui correspond à l'ordre de grandeur du flux critique de  $26,0 \text{ W.cm}^{-2}$  que nous mesurons lorsque la sonde est immergée dans un écoulement monophasique légèrement sous-refroidi. Le modèle de Zuber ne prend en compte ni le sous-refroidissement, ni l'advection de liquide, ni la géométrie cylindrique, ni le confinement en milieu poreux. Dans notre cas, l'effet attendu dû à l'advection de liquide avec débit faible est une augmentation du CHF ; d'un autre côté, notre cylindre chauffant est placé dans un milieu confiné qui gêne le départ des bulles, ce qui aurait tendance à baisser le CHF. Ces deux effets sont antagonistes, et bien que l'obtention d'un CHF du même ordre de grandeur que celui de Zuber soit sans doute fortuite, un tel accord n'est donc pas surprenant.

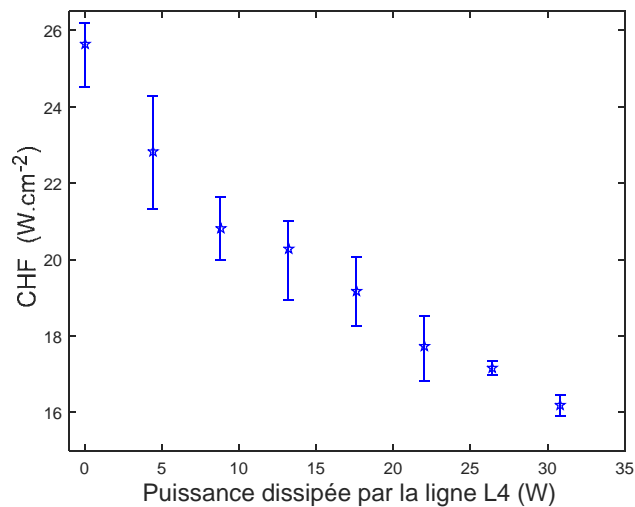


Figure V.12. Flux critique local au niveau de la sonde étudiée, en fonction de la puissance dissipée par la ligne L4 en amont. Les barres d'erreurs correspondent aux extrema des valeurs expérimentales.

Comme on peut s'y attendre, le flux critique local baisse en fonction du chauffage de la ligne L4. L'augmentation de la puissance de chauffe dans la zone amont du milieu poreux fait croître le titre massique de la vapeur dans l'écoulement impactant la sonde. Or, de nombreuses expériences menées dans des écoulements en tubes chauffants ont montré que le CHF diminue en fonction de ce titre massique [128]. Le débit de vapeur local impacte donc la valeur du CHF. Néanmoins, l'effet dû à la vapeur environnante n'est pas très bien identifié : dans les modèles de renouveau, c'est le taux de vide local qui est mis en jeu (voir par exemple [132], ou encore la partie I.3.3 où l'on explique que les corrélations pour le calcul des coefficients d'échanges de chaleur mettent en jeu des pondérations par la saturation de la phase vapeur). La question se pose de savoir si l'effet principal de la vapeur environnante sur le CHF provient de son taux de présence (taux de vide local) ou de son débit. Or le débit de vapeur est identique dans toute la cellule d'essai (en négligeant la compressibilité et une éventuelle recondensation), mais le taux de vide dépend de la vitesse de glissement entre les phases liquide et vapeur. Afin d'étudier expérimentalement ce problème, nous avons réalisés des mesures du CHF local sur des sondes situées à différentes distances de la ligne chauffée L4. À faible distance, la structure de l'écoulement diphasique en amont de la ligne chauffée n'est pas complètement établie, et on peut s'attendre à obtenir des CHF différents de ceux mesurés à plus grande distance si c'est l'effet du taux de vide qui domine (le taux de vide dépend de la vitesse relative des phases, qui varie tant que l'écoulement n'est pas complètement établi). En revanche, si le débit de vapeur est le paramètre principal qui gouverne le CHF, on s'attend à ne pas mesurer de différence notable selon l'éloignement de la sonde étudiée à la ligne chauffée. Avant de présenter ces expériences, nous discutons de la dispersion des résultats obtenus dans cette sous-partie.

### V.2.2.5. Causes plausibles de la dispersion des résultats

Le CHF est dépendant de la pureté du HFE-7000 : c'est pour cela que l'on fait bouillir le HFE pendant plus d'une heure au début de chaque expérience, afin de le dégazer. Nous nous sommes rendu compte, après plus d'une centaine d'heures d'utilisation de la boucle fluide, que le réservoir principal présentait des fissurations (Figure V.13) ; nous nous sommes interrogés sur une éventuelle action chimique du HFE sur le plastique. Nous avons trouvé une explication dans un document interne du CERN<sup>5</sup> : les plastifiants se solubilisent dans le HFE. Bien que la cinétique de réaction semble lente, on peut s'interroger sur l'impact qu'a la présence d'une quantité minime de plastifiant dans le HFE sur la mesure du CHF, d'autant que lors d'une journée intégralement consacrée aux expériences, la boucle fluide est laissée tourner pendant 8 à 10 heures d'affilée. Pour éliminer cette incertitude, nous préconisons la réalisation d'une boucle fluide avec des matériaux métalliques pour une prochaine version de l'expérience (le HFE ne corrode pas les métaux). On peut noter cependant que les fissurations du réservoir n'ont pas entraîné de fuite, et que leur état s'est figé au bout d'un moment. Par ailleurs, une inspection visuelle attentive de la boucle fluide n'a permis de détecter aucune fissure sur les tuyaux en plastique souple utilisés. Précisons que de nombreux montages expérimentaux dans notre groupe de recherche utilisent des réservoirs tels que le nôtre pour des boucles fluides alimentées par exemple en eau, eau salée, soude diluée, ou encore éthanol pur, et que de telles fissures n'apparaissent jamais au niveau des raccords réservoir-boucle fluide. L'interprétation probable de notre cas est que, la dissolution des plastifiants du réservoir entraînant une rigidification du plastique qui le constitue, la zone de raccord se fissure sous l'action des contraintes mécaniques induites par le vissage du raccord. Notons aussi que de telles fissurations sont apparues dans un autre réservoir en plastique, lors de nos tests préliminaires de prototypes de « cellule froide » où le fluide utilisé est aussi du HFE (partie IV.1.1.4).

---

<sup>5</sup> Très peu d'informations sont disponibles sur ce sujet. Nous tirons les nôtres d'un document interne du CERN consultable à l'adresse suivante :

[https://detector-cooling.web.cern.ch/detector-cooling/data/3M\\_FAQ\\_Fluorinert.pdf](https://detector-cooling.web.cern.ch/detector-cooling/data/3M_FAQ_Fluorinert.pdf)



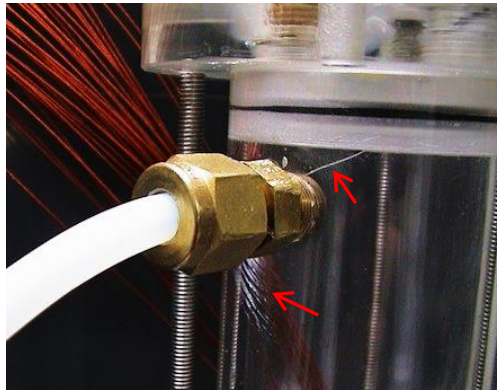


Figure V.13. État du réservoir principal de la boucle fluide suite à une centaine d'heures d'expérimentations. Les fissurations visibles (pointées par les flèches rouges) sont indirectement causées par la dissolution de plastifiants dans le HFE-7000.

Cette source d'incertitude devrait impacter de façon assez aléatoire les résultats sur le flux critique, la boucle fluide étant vidangée à l'issue de chaque série de tests et le HFE étant renouvelé à chaque nouvelle journée d'expériences. Or, on constate dans le Tableau V.1 que les résultats pour une même configuration étudiée décroissent presque systématiquement au fur et à mesure des expériences menées (les résultats sont fournis dans l'ordre chronologique des expériences réalisées, de gauche à droite). Un examen de la littérature a permis d'identifier la cause très probable de cette diminution du flux critique : plusieurs auteurs qui étudient le flux critique sur des surfaces chauffées métalliques rapportent un effet de vieillissement, dû à des phénomènes d'oxydation (ces expériences ne sont pas menées avec du HFE) ; ce vieillissement de surface entraîne une baisse du flux critique. Les avis sont partagés sur les causes de cet effet. Une possibilité serait que l'oxydation de la surface bouche des sites de nucléation, défavorisant le développement de l'ébullition nucléée et entraînant une crise d'ébullition prématurée. L'autre hypothèse concerne la couche d'oxydation qui ajoute une résistance thermique sur la surface, ce qui conduirait à la baisse du CHF. La thèse de Suszko [133] développe une discussion intéressante à ce sujet.

Dans notre cas, les deux hypothèses semblent pertinentes. Nous remarquons que l'état de surface des sondes chauffées noircit de plus en plus avec la durée d'utilisation. Bien que la cause de ce noircissement ne soit pas identifiée, on peut supposer qu'un dépôt de surface obstrue des sites de nucléation, tout en constituant une résistance thermique supplémentaire à la surface des sondes. Notons que la baisse du flux critique sur un cylindre chauffant plongé dans un écoulement transversal, en fonction de l'augmentation de sa résistance thermique radiale, a été montrée expérimentalement [134].

Forts de ces constats, nous avons décidé de mesurer systématiquement le CHF local de la sonde étudiée plongée dans un écoulement monophasique liquide, à la suite des essais mesurant le CHF local en fonction de la puissance appliquée à la ligne L4 : ainsi, nous normalisons les CHF

mesurés lors d'une puissance appliquée en amont en les divisant par le CHF mesuré en écoulement monophasique liquide. Les résultats ainsi normalisés ne présentent plus de dérive significative dans le temps, et leur dispersion est moindre. Réaliser cette opération de normalisation sur les résultats précédents du Tableau V.1 ne conduit toutefois qu'à une faible amélioration de leur dispersion, les CHF en écoulement monophasique n'ayant pas été mesurés « dans la foulée » des mesures de CHF en écoulement diphasique.

### V.2.3. CHF local en fonction de la distance à la ligne chauffée

Pour mesurer l'effet sur le CHF local de la distance de la sonde étudiée à la ligne chauffée, nous adoptons la configuration représentée sur la Figure V.14 : les CHF sont mesurés sur les sondes numérotées 1 à 8, tandis que les cylindres chauffés en amont sont toujours ceux de la ligne L4 ; la sonde 1 correspond à « la sonde étudiée » des expériences précédentes.

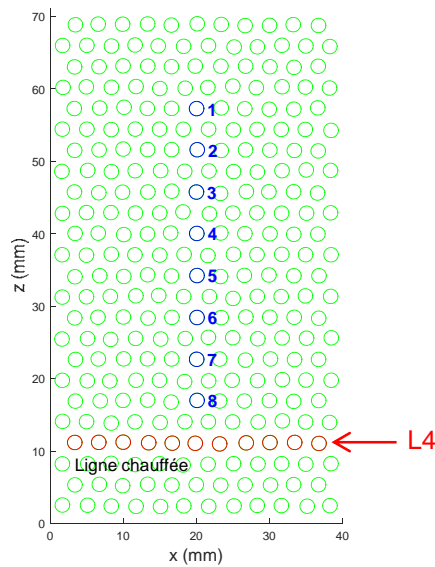


Figure V.14. Emplacement et numérotation des sondes étudiées. Le flux critique est successivement déterminé pour les sondes 1 à 8, dans différentes configurations de chauffage de la ligne L4.

Outre l'éventualité probable d'un effet de vieillissement, une raison essentielle nous a conduits à normaliser le flux critique mesuré avec un chauffage à une puissance  $P$  de la ligne L4, que nous notons  $CHF_{P(W)}$ , par le flux critique mesuré avec un écoulement monophasique liquide en amont (c'est-à-dire sans chauffer L4), que nous notons  $CHF_{0W}$ . En effet, les cylindres chauffants, d'un diamètre de 2 mm, sont insérés dans la cellule d'essai à travers des trous de 2,2 mm de diamètre percés dans la face arrière, et viennent se positionner en butée sur la face avant dans des trous

borgnes de 2,1 mm de diamètre. Ce jeu entraîne de légères différences de montage selon les cylindres ; en outre, l'étanchéité du dispositif est faite au moyen d'une colle polymère qui peut avoir plus ou moins coulé à l'intérieur des trous d'insertion. Ainsi, à l'intérieur des interstices situés entre les extrémités des cylindres et les faces de la cellule d'essai, la présence ou non d'un film liquide peut être très variable ; cela impacte significativement la valeur du flux critique, dont la normalisation s'avère essentielle.

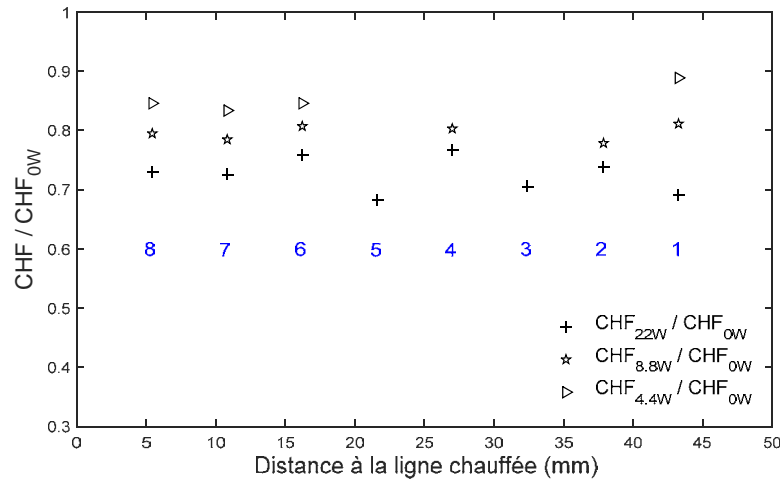


Figure V.15. Flux critique local, normalisé, en fonction de l'éloignement par rapport à la ligne chauffée. Les chiffres de couleur bleue correspondent aux numéros de sondes de la Figure V.14 et sont placés sous leurs points de mesure respectifs.

Par manque de temps, les tests n'ont pas été effectués dans toutes les configurations de chauffage de la ligne L4 qui ont été étudiés en partie V.2.2.4. En outre, la mesure du CHF dans les configurations de chauffage à 4,4 W et 8,8 W n'a pas été effectuée sur la totalité des cylindres 1 à 8. Enfin, il y a besoin de démultiplier les mesures pour pouvoir estimer des barres d'erreur. Néanmoins, sous réserve de confirmation par des expériences futures, les résultats présentés en Figure V.15 montrent une tendance intéressante d'un double point de vue.

D'abord, concernant le déclenchement de la crise d'ébullition locale, l'éloignement de la sonde étudiée par rapport à la ligne L4 chauffée semble avoir peu d'influence sur le CHF local : en effet, pour les cas  $CHF_{8,8W}$  et  $CHF_{22,0W}$ , les résultats sont faiblement dispersés autour d'une valeur moyenne. Or, au niveau de la ligne chauffée, une multitude de petites bulles est produite et de nombreuses coalescences ont lieu sur une distance de quelques lignes, avant que la structure d'écoulement ne soit établie. Les tailles et les vitesses moyennes des bulles variant sur une hauteur de quelques lignes à partir de la ligne chauffée, il semble donc que ce soit le débit de vapeur qui ait un impact sur le CHF et non le taux de vide. Remarquons toutefois que nous travaillons à une pression faible comparée à celles en jeu dans une cuve de réacteur nucléaire, et qu'à pression élevée on peut se demander si le taux de vide et le débit de vapeur auraient le même impact. En outre,

nous n'effectuons nos expériences qu'à un débit d'injection fixé et relativement modéré ; il faudrait étudier les tendances pour des vitesses d'injection plus élevées.

Dans le cas du chauffage de la ligne L4 à 4,4 W, le point correspondant à la sonde la plus éloignée (la sonde 1) s'écarte de la tendance affichée par les points des 3 sondes les plus proches. Des expériences sur les sondes à une distance intermédiaire seront nécessaires pour étudier cela précisément. En outre, il faut préciser que la mesure sur la sonde 1 est issue des données du Tableau V.1 où le CHF en écoulement monophasique n'avait pas été mesuré dans la foulée des tests effectués en écoulement monophasique : il est possible que ce point présente un biais dû à l'effet de vieillissement de la sonde 1.

Autre angle d'interprétation de la Figure V.15, le fait de ne pas avoir de variation significative dans nos résultats en fonction de l'éloignement à la ligne L4 suggère qu'en chauffant une ligne complète, nous générons un écoulement 1D dans toute la cellule d'essai. Une perspective intéressante serait de réaliser des tests similaires de mesure de CHF local en fonction de l'éloignement à la ligne L4 qui ne serait chauffée que partiellement (par exemple, seuls les 3 ou 5 cylindres centraux de cette ligne dissiperaient une puissance thermique).

#### **V.2.4. CHF local : autres configurations étudiées**

D'autres expériences ont été réalisées, toujours dans des conditions identiques de pression et de débit et température d'injection, pour mesurer le CHF local sur la sonde 1 en fonction d'une puissance dissipée en amont par le milieu poreux, mais où nous avons fait varier la distribution spatiale de cette puissance de chauffe. Les expériences ont été ciblées de sorte à mettre en jeu des puissances de chauffe en amont identiques ou comparables à celles des expériences où seule la ligne L4 est chauffée. Dans ces expériences précédentes, la puissance dissipée par cylindre sur la ligne L4 variait de 400 mW à 2800 mW par cylindre, les valeurs intermédiaires étant des multiples de 400 mW.

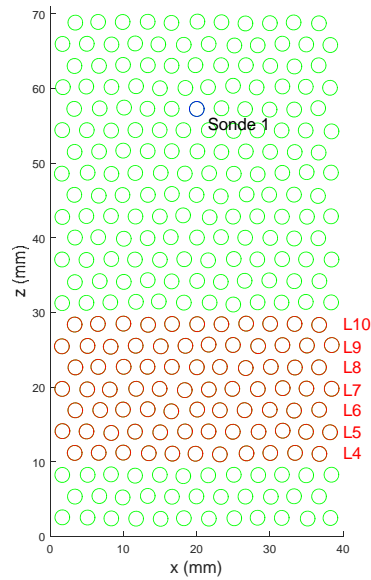


Figure V.16. Autres configurations de chauffage de la zone amont du milieu poreux modèle.

Trois configurations ont été étudiées, la Figure V.16 précise les notations que nous allons utiliser :

1. 1 à 7 lignes consécutives chauffées en amont de la sonde 1, à une puissance fixée à 400 mW par cylindre (afin de conserver dans ces expériences une même distance de la sonde étudiée à la zone chauffée, nous avons d'abord chauffé la ligne L10, puis les lignes L10 et L9, ainsi de suite jusqu'aux lignes L10 à L4).
2. Chauffage de deux lignes espacées : les lignes L4 et L8.
3. Chauffage de trois lignes espacées : les lignes L4, L6 et L8.

L'ensemble de tous les résultats expérimentaux obtenus sont reportés sur la Figure V.17, pour les quatre différentes configurations de chauffage de la zone amont testées (ligne L4 chauffée seule, et les trois configurations décrites ci-dessus).

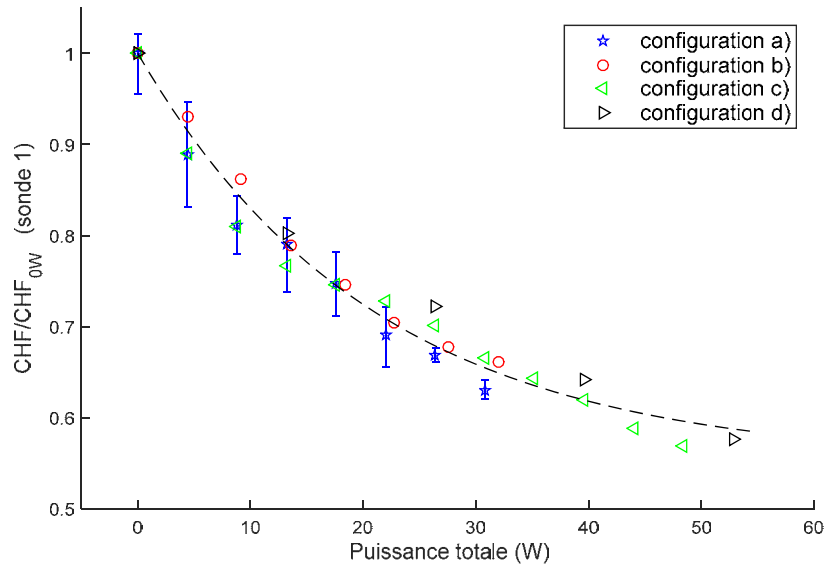


Figure V.17. CHF normalisé pour la sonde 1, en fonction de la puissance uniformément dissipée en amont par une ou plusieurs lignes chauffées. Configurations de chauffage : a) ligne L4 chauffée ; b) 1 à 7 lignes consécutives chauffées (L10, L10-L9, L10-L9-L8, ..., jusqu'à L10 à L4) ; c) lignes L4 et L8 chauffées ; d) lignes L4, L6 et L8 chauffées.

Toutes les configurations montrent une tendance similaire, avec des résultats qui se placent autour d'une courbe maîtresse médiane (en pointillés sur la Figure V.17). En notant que tous les auteurs s'accordent sur le fait que les données expérimentales sur le CHF en ébullition convective présentent une très importante dispersion, la faible dispersion des données autour de cette courbe nous semble un point tout à fait satisfaisant.

### V.2.5. CHF en fonction du débit de vapeur

Nous reprenons ici les résultats de CHF obtenus sur la sonde 1 dans la partie V.2.2.4 (voir Figure V.12), et nous utilisons la courbe de calibration taux de vide surfacique – débits de gaz établie dans la partie IV.3.1.2. La Figure V.18 montre l'évolution du flux critique normalisé en fonction du débit de vapeur produite par l'ébullition de la ligne L4, exprimé en litres par minute.

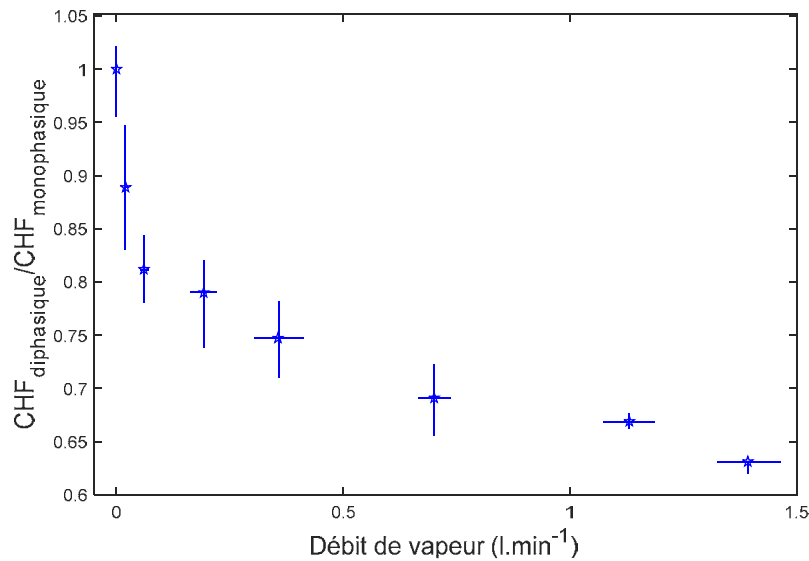


Figure V.18. Flux critique local normalisé, en fonction du débit de vapeur de l'écoulement diphasique dans lequel la sonde étudiée est plongée. Le CHF est normalisé en le divisant par sa valeur mesurée dans un écoulement monophasique liquide.

La « conversion » de la puissance dissipée par la ligne L4 en débit de gaz est effectuée en utilisant la courbe de calibration présentée en Figure IV.19. De manière conservatrice, nous estimons l'incertitude sur le débit de gaz en relevant l'écart maximal entre l'ajustement des données (linéaire ou quadratique) et les données, sur la Figure IV.19, soit 5% dans la partie linéaire et 15% dans la partie quadratique.

L'impact d'un très faible débit de gaz est extrêmement net. Il faut cependant garder à l'esprit que les points du graphe de la Figure V.18 correspondent aux relevés expérimentaux bruts, et que l'effet du sous-refroidissement du liquide injecté augmente de façon significative le CHF mesuré dans le cas monophasique à débit de vapeur nul, par rapport à un cas monophasique où le liquide serait injecté à température de saturation (rappelons que dans les cas diphasiques, donc à débit de vapeur non nul, le liquide impactant la sonde 1 est bien à température de saturation). De plus, pour obtenir la valeur de débit la plus faible (0.02 l.min<sup>-1</sup>), nous avons dû utiliser notre loi de calibration en dehors de son domaine d'établissement, par extrapolation. Cela est également vrai, mais dans une moindre mesure, pour un débit de 0.06 l/min. Après cette réduction très rapide, la diminution du CHF adimensionné avec le débit est moins prononcée. Les difficultés techniques rencontrées pour générer de faibles débits dans le dispositif froid ont donc des conséquences importantes. Cependant, en tout état de cause, il serait intéressant de compléter l'étude en renouvelant des expériences à faible puissance de chauffe.

### V.3. Conclusion

Les résultats de ce chapitre constituent le point d'orgue de notre travail, en présentant les variations du flux critique autour d'un élément chauffé en fonction de différentes sollicitations thermiques imposées à la matrice poreuse. Nous avons porté un soin particulier à la détermination du flux critique en régime stationnaire, en prenant garde à maîtriser au mieux les paramètres expérimentaux que nous contrôlons et qui l'affectent, et à identifier les plus vicieux, tel l'effet de vieillissement des surfaces. Comme nous l'avons vu, l'effet d'abaissement du CHF local dépend essentiellement de la puissance transmise aux éléments chauffants d'une ligne en amont, et non de la distance à cette ligne. Nous avons relié le CHF local au débit volumique de vapeur généré par l'ébullition en amont, en utilisant des résultats issus de traitements d'images.

On pourrait compléter les résultats thermiques en considérant d'autres configurations de chauffe, comme déjà évoqué. Notons que la configuration que nous étudions conduit à un écoulement diphasique quasi-homogène sur la largeur de la cellule d'essai (« écoulement 1D »). Il serait intéressant d'étudier des configurations dans lesquelles un certain nombre d'éléments répartis de façon aléatoire dans la matrice chauffante sont sollicités, en restant dans les gammes de puissance totale étudiées dans ce travail, ce qui correspondrait mieux à un lit de débris réel.





# Conclusion générale et perspectives

Dans ce travail, nous nous sommes attachés à étudier des phénomènes d'ébullition en milieux poreux, en lien avec un problème de sûreté nucléaire : la « refroidissabilité » d'un lit de débris qui se serait formé dans le cœur d'un réacteur, suite à un accident grave.

Un dispositif expérimental complexe (et parfois capricieux !) est au centre de notre étude, qui est essentiellement expérimentale. Le cœur de ce dispositif est un milieu poreux modèle chauffant quasi-bidimensionnel. Il permet un contrôle thermique fin de la puissance dissipée au niveau de chacun des éléments chauffants, tout en permettant des visualisations directes des phénomènes.

Dans la première configuration étudiée (renoyage par le bas du milieu chauffé), nos expériences d'assèchement apportent des informations intéressantes avec la mise en évidence, sous certaines conditions, d'une crise d'ébullition locale, sans que celle-ci ne se « propage » dans toute la matrice poreuse. Ceci amène à s'interroger sur le critère de « refroidissabilité » tel qu'introduit traditionnellement et questionne les modèles utilisés usuellement. Il serait particulièrement intéressant de voir si les modèles 3D les plus récents permettent de reproduire cette phénoménologie, sachant que le modèle classique 1D de Lipinski ne permet pas de prévoir un tel assèchement localisé. Outre l'obtention de résultats thermiques, nos expériences ont permis d'établir des cartes d'écoulements qui pourront servir de support phénoménologique susceptible de contribuer à affiner la modélisation des échanges de chaleur et des pertes de charge lors de l'assèchement d'un lit de débris avec injection continue de liquide par le bas.

Ces observations nous ont conduits à caractériser avec précision l'évolution du flux critique autour d'un élément chauffant placé dans un écoulement diphasique gaz-liquide, un panache de bulles étant généré en amont par d'autres éléments chauffants en régime d'ébullition. Plusieurs situations ont été étudiées, mais le potentiel du dispositif est loin d'avoir été épuisé.

L'impact de l'écoulement diphasique est important avec une réduction nette du flux critique, et ce même pour de faibles débits de vapeur. Pour ne pas s'en tenir qu'à l'aspect

« thermique » de ces résultats et exploiter au maximum nos visualisations directes des phénomènes, la mise au point d'algorithmes de traitement d'images a constitué une partie importante de ce travail. Ceci a nécessité la réalisation d'expériences diphasiques isothermes sur des dispositifs spécialement conçus à cet effet. L'aspect traitement d'images laisse un sentiment d'inachevé, même si on sent bien que l'on n'est pas loin de pouvoir déterminer avec précision volumes et vitesses des bulles visualisées, malgré toutes les difficultés techniques rencontrées. En l'état, nous nous contentons de notre estimation d'un débit de vapeur généré par l'ébullition.

De nombreuses pistes restent à explorer pour une exploitation exhaustive de notre dispositif. D'une part, l'étude du CHF pourra être entreprise en faisant varier la température du liquide d'injection ainsi que son débit. D'autre part, pour les expériences de renoyage et d'assèchement, un chauffage hétérogène de la matrice poreuse pourra être envisagé, dans des configurations plus représentatives d'un lit de débris réel au sein duquel seules les particules radioactives dégagent une puissance thermique. Par ailleurs, un important travail reste à effectuer pour caractériser au mieux notre dispositif des points de vue hydrodynamique et thermique : la mesure des pertes de charge au moyen d'un capteur de pression ultra-sensible devra permettre d'évaluer la perméabilité et la passabilité de notre milieu, tandis que des mesures par thermographie infrarouge fourniront des données pour estimer les pertes thermiques.

Il faut enfin noter que notre travail ouvre des perspectives intéressantes pour ce qui concerne les écoulements diphasiques en milieux poreux modèles, par exemple en lien avec les études de type écoulements en lits catalytiques fixes (*trickle bed*). Une technique d'injection de gaz directement à travers la matrice solide du milieu poreux a été mise au point : cela permet de modéliser avec plus de réalisme le cas d'écoulements réactifs pour lesquels du gaz est produit au sein du lit catalytique, au contact des particules solides, par comparaison avec les expériences classiques qui consistent à injecter un mélange diphasique liquide-gaz en entrée de section test. Concernant l'aspect traitement d'images, nos outils permettent d'analyser des écoulements complexes dans ce type de géométrie, par exemple les aspects rupture/coalescence. Plus fondamentalement, l'aller-retour entre les dispositifs chaud et froid permet d'étudier les similitudes entre l'écoulement diphasique généré par ébullition convective et un écoulement diphasique à bulles isotherme. Cette comparaison mériterait d'être poussée plus avant (mesures de pertes de charge par exemple).





## Annexe A

# Choix d'un capteur de pression différentielle pour la mesure des pertes de charge

La littérature propose des corrélations pour le calcul de la perméabilité d'un faisceau de tubes infinis (de grande longueur), mais dans le cas de notre milieu poreux modèle on s'attend à ce que le confinement des cylindres entre deux plaques ait un impact non négligeable. À notre connaissance, un seul article a été publié sur l'étude théorique de la perméabilité d'un milieu tel que le nôtre [136]. Les auteurs résolvent numériquement les équations de Stokes en introduisant des fonctions harmoniques, et obtiennent des tables de perméabilités et de coefficients de frottements en fonction des caractéristiques du milieu (diamètre des cylindres, espacement entre les cylindres, espacement entre les plaques qui les confinent). Cependant les résultats sont présentés sous forme d'abaques dont la lecture est peu précise. Une corrélation est néanmoins proposée, qui permet d'estimer un ordre de grandeur de la perméabilité avec une marge d'erreur de 10% (voir équation 42 à la page 143 de la publication [136]). Dans notre cas, on calcule  $K \approx 5 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2$ . Si l'on utilise la relation de Carman-Kozeny, on calcule  $K \approx 2 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$ . En considérant la vitesse de Darcy qui correspond à notre vitesse typique d'injection de liquide dans les expériences d'étude du flux critique local, soit  $4,33 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$ , on calcule des pertes de charge de l'ordre du Pascal.

Afin de confirmer cet ordre de grandeur, nous utilisons la notion de résistance hydrodynamique en canal pour encadrer de façon grossière la valeur de notre perméabilité. En effet, on peut raisonnablement considérer que l'écoulement de liquide dans notre cellule d'essai est davantage

gêné par la présence des plots transverses qu'en leur absence : les pertes de charge  $y$  sont donc supérieures au cas d'un écoulement dans un canal rectangulaire de mêmes longueur, largeur et profondeur que notre cellule d'essai. D'un autre côté, on peut considérer qu'un faisceau de 11 tubes cylindriques parallèles, de diamètre  $2r$  égal à la largeur typique de nos constriction ( $r = 0,5$  mm) et de longueur égale à la hauteur de notre milieu poreux, opposera davantage de résistance à un écoulement que notre milieu poreux (le chiffre 11 est choisi car il y a alternativement 11 ou 12 constriction verticales sur chaque ligne de cylindres successive dans notre milieu poreux). On considère alors les résistances hydrauliques de notre canal dépourvu de plots et celle d'un faisceau de 11 tubes circulaires de rayon  $r$ . Ces résistances s'écrivent :

$$R_{h,canal} = \frac{12\mu z}{xe^3}$$

$$R_{h,tubes} = \frac{8\mu z}{11\pi r^4}$$

où  $z$  est la hauteur du milieu poreux (7 cm),  $e$  sa profondeur (3 mm), et  $\mu$  la viscosité dynamique du HFE-7000. À partir de ces résistances hydrodynamiques et de notre débit typique d'injection, on trouve un encadrement des pertes de charge entre 0,1 Pa et 41,6 Pa.

Toutes ces estimations indiquent que les pertes de charge dans notre cellule d'essai sont très faibles (en écoulement monophasique) et nécessitent l'utilisation d'un capteur extrêmement sensible pour être mesurées. Nous avons choisi un capteur DP103 à membrane, capteur de pression différentielle de la marque Valydine. L'extrême sensibilité de ce capteur nécessite de monter un banc d'étalonnage spécifique qui lui est dédié, banc intégré dans l'ensemble du dispositif expérimental afin de pouvoir « basculer » vers la boucle fluide de nos expériences directement après avoir étalonné le capteur, sans dérégler son étalonnage. Cela demande un temps de développement important. Nous avons à l'heure actuelle juste effectué les tests qui posent les bases nécessaires pour une bonne intégration de ce capteur dans notre dispositif.

## Annexe B

# Estimation des pertes thermiques et de la température de surface d'une sonde thermique

L'estimation des pertes thermiques est un point important de notre étude. En effet, un des paramètres de contrôle de l'expérience est la puissance appliquée aux sondes. Il est possible qu'une partie de cette puissance ne serve pas à chauffer, ou faire bouillir, le fluide circulant et soit plutôt évacuée vers « l'extérieur » *via* ce que l'on appellera des pertes thermiques. D'autre part, notons que la température relevée par notre dispositif d'acquisition est celle du fil de platine placé au cœur de la sonde, et non pas celle de la surface extérieure de la sonde, en contact avec le fluide. Des estimations des pertes thermiques peuvent être réalisées de manière empirique ou bien numériquement, en simulant le comportement thermique du dispositif. La variété des configurations étudiées est bien sûr source de complexité, tout comme la relative sophistication du dispositif expérimental.

Nous présentons dans cette annexe un modèle thermique simplifié du dispositif, dont le but est d'estimer les pertes thermiques dans une configuration relativement simple, de type établissement d'une courbe de Nukiyama : une sonde unique est chauffée, et présente différents régimes d'ébullition à sa surface.



### Résistance thermique d'une sonde unique

Paul Sapin a mesuré lors de sa thèse la résistance thermique d'une sonde [23]. Pour ceci, des relevés de température ont été effectués par thermographie infra-rouge sur la surface extérieure d'une sonde (préalablement peinte avec une fine couche de peinture noire d'émissivité connue), en fonction de la puissance dissipée, tout en relevant la température du fil de platine. On considère la sonde comme étant cylindrique et on néglige les échanges thermiques sur ses faces supérieure et inférieure. Par un bilan thermique sur la sonde, la valeur obtenue vaut  $R_{th} = 0.75 \text{ K.W}^{-1}$ .

Lors du présent travail de thèse, nous avons effectué une radiographie à rayons X d'une sonde, afin de pouvoir relier la valeur « globale » de résistance thermique mesurée par Paul Sapin à la structure interne de la sonde. La connaissance de cette dernière est également nécessaire pour établir notre modèle de pertes thermiques. La radio, voir Figure B.1, montre clairement la disposition du fil de platine. Au vu de cette radio, il semble pertinent de modéliser la sonde comme présentant un cœur cylindrique central, de rayon  $R_{in}$ , dont la température sera celle du fil de platine, entouré d'une gaine homogène en céramique de rayon extérieur  $R_{ext}=1 \text{ mm}$ , égal au rayon de la sonde.

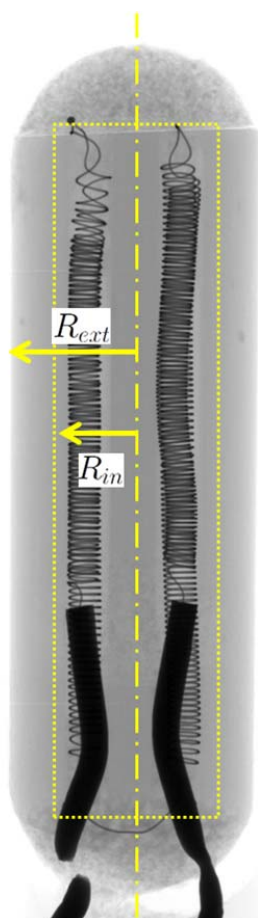


Figure B.1. Radiographie d'une sonde Pt100.

On peut alors écrire :

$$R_{th} = \frac{\ln\left(\frac{R_{ext}}{R_{in}}\right)}{2\pi\lambda_{gaine}L}$$

où  $L=7$  mm est la longueur de la sonde et  $\lambda_{gaine}$  la conductivité thermique de la gaine.

Si on prend  $R_{in}/R_{ext} \approx 0.6$  (voir Figure B.1), la valeur de  $R_{th}$  obtenue par Paul Sapin se retrouve en prenant  $\lambda_{gaine}=15.5$  W.m<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup>. Si le revendeur des Pt100 utilisées dans notre étude n'a pas encore pu nous renseigner précisément sur le type de céramique dont est constituée la gaine, des recherches sur internet nous ont montré que des céramiques d'oxydes d'aluminium pouvaient être utilisées pour ce type de Pt100. Les gammes de conductivités thermiques de ces matériaux sont compatibles avec celle déduite des mesures de Paul Sapin.

### Modèle thermique de type *nodal network*

On modélise le système en positionnant un certain nombre de nœuds de température (chacun associé à un volume fini), reliés entre eux par des résistances thermiques. La Figure B.2 présente un schéma du réseau de nœuds/volumes finalement retenu. D'autres réseaux ont été testés mais il semble que celui présenté dans cette annexe contienne la physique « minimale », qui permette d'obtenir un comportement similaire à celui de modèles plus complexes (typiquement avec plus de nœuds et/ou de résolution spatiale).

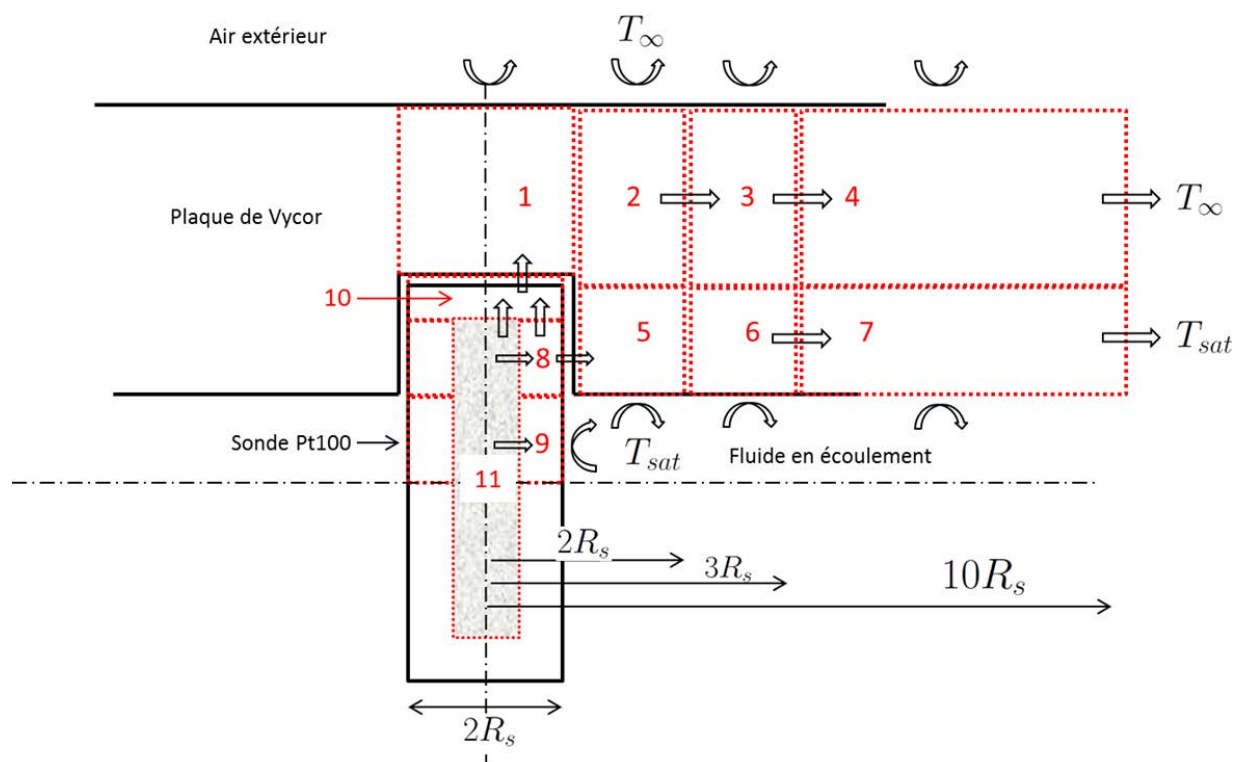


Figure B.2. Modélisation thermique de la sonde Pt100 : schéma du réseau de nœuds.

La géométrie étant relativement complexe, de nombreuses hypothèses de modélisation doivent être faites. Nous les détaillons ci-dessous.

### Symétrie dans le plan médian de la cellule d'essai

Comme présenté sur la Figure B.2, on simule uniquement le comportement thermique sur une moitié du dispositif (en l'occurrence la face « avant », côté Vycor transparent). Cette hypothèse simplifie considérablement la géométrie et permet de diviser par deux le nombre de nœuds. Bien entendu le montage n'est pas symétrique mais nous pensons que cette hypothèse n'est pas dramatique dans le sens où elle ne conduit pas à une sous-estimation des pertes. En fait, nous aurions même tendance à penser l'inverse. Notons que les matériaux des faces avant (Vycor) et arrière (Macor) sont différents mais tous deux restent des céramiques de conductivité thermique semblable. La principale différence avant-arrière réside dans le contact sonde cellule, voir Figure B.2. Sur la face avant, la sonde est positionnée dans un trou non-débouchant. Sur la face arrière, la face arrière des sondes est noyée dans une colle, elle-même recouverte d'une couche de résine (voir

partie II.1.4 pour les détails techniques de ce montage). Ces deux matériaux sont vraisemblablement de très mauvais conducteurs thermiques, bien plus que le Vycor de la face avant. Par ailleurs, la présence de la « chevelure » de fils sur la face arrière du dispositif doit limiter la convection naturelle avec l'air ambiant, par rapport à la face avant. Enfin, on fait également une hypothèse d'axisymétrie autour de la sonde considérée et on ne « voit » pas les sondes voisines.

### Modèle de la sonde

Comme déjà évoqué, la partie centrale de la sonde est modélisée comme un cœur cylindrique homogène, dont la température est celle mesurée par notre système d'acquisition. En régime permanent, toute la puissance envoyée par l'électronique de contrôle est dissipée dans ce cœur. On considère la sonde comme étant parfaitement cylindrique mais le cœur n'occupe pas toute la hauteur de la sonde. On considère qu'il y a une épaisseur de 500 microns en sommet de sonde sur laquelle le cœur n'est pas présent, ce qui est raisonnable vu la radio présentée sur la Figure B.1. On fait également un distinguo entre le sommet de la sonde, sa partie latérale en contact avec le Vycor et celle en contact avec le fluide. Il y a donc trois nœuds de température (8, 9 et 10) au niveau de la sonde.

### Contact sonde-Vycor

Au vu de la Figure B.2, une autre approximation est faite au niveau de la géométrie précise du trou non-débouchant accueillant la sonde. Celui-ci n'est pas sphérique car il a été réalisé avec un foret et non une fraise à tête plate. Le contact entre la partie supérieure de la sonde (grossièrement hémisphérique) et la partie supérieure du trou (pyramidale conique) est donc difficile à modéliser. Il dépend de surcroît de la manière dont la sonde a été enfichée. Il y a sans doute un réel contact en quelques points entre la sonde et le Vycor, avec présence d'une couche fine de gaz dans l'espace subsistant. La résistance de contact  $R_{c,top}$  (entre les nœuds 10 et 1) est donc un des paramètres à tester dans le modèle.

De même, il existe une résistance de contact latérale (entre les nœuds 9 et 5). Le trou de perçage est légèrement plus large que la sonde : 2,1 contre 2 mm. Si on fait l'hypothèse que la sonde est centrée et que l'espace est rempli de vapeur, on peut avoir une estimation de la résistance thermique. Mais on peut tout aussi bien avoir une situation mixte, avec contact local et couche de vapeur comme sur la face supérieure de la sonde. Là encore, on a un paramètre mal défini à faire varier.

### Echange avec l'air extérieur et le fluide circulant

Sur la face avant extérieure de la cellule d'essai, on considère un échange par convection naturelle, la surface du dispositif étant plus chaude que l'air ambiant. Typiquement, vu la faible taille du dispositif (prise égale à 10 cm), l'ordre de grandeur du coefficient d'échange convectif est faible (Nusselt entre 1 et 10 typiquement). « Loin » de la surface de la sonde, on considère le fluide comme étant à sa température de saturation  $T_{sat}$ . Le Nusselt pour l'échange par convection forcée entre le fluide et la surface interne du Vycor est pris égal à 7.54 (cas d'un écoulement laminaire entre plaques parallèles, avec des températures de surface constantes ce qui correspond à peu près à la situation présente, où  $Re \approx 60$ ). Au niveau des nœuds latéraux les plus lointains (4 et 7), on retrouve la température ambiante et celle du fluide.

### Résultats principaux du modèle thermique

En régime stationnaire, un bilan thermique en chacun des  $N$  nœuds donne au final un système de  $N$  équations, avec pour inconnues les  $N$  températures:

$$\sum_{j=1}^N G_{ij}(T_j - T_i) + \sum_{k=1}^2 G_{ik,out}(T_{out,k} - T_i) + Q_i = 0$$

où  $G_{ij}$  est la conductance thermique entre les nœuds  $i$  et  $j$ , et  $Q_i$  le terme source.

Le second terme représente les échanges avec le milieu extérieur (air environnant ou bien fluide en écoulement dans la cellule d'essai), caractérisés eux aussi par des conductances thermiques. Dans le cas que nous étudions, seul le terme source  $Q_{11}$  est non nul, il correspond à la puissance envoyée à la sonde.

Ce système est résolu numériquement en utilisant Matlab, de manière dichotomique et itérative. Les entrées du modèle (outre les expressions des  $G_{ij}$  et  $G_{ij,out}$ ) sont les températures externes  $T_{sat}$  et  $T_{amb}$  ainsi que les relevés typiques de température de fil en fonction de la puissance dissipée, réalisés au cour d'une expérience de type Nukiyama.

On cherche *in fine* à minimiser la différence entre la température  $T_{11}$  calculée par la résolution du système d'équations et celle mesurée expérimentalement. Une fois résolu, le système d'équations donne donc accès à la température de la sonde au niveau du contact avec le fluide,  $T_8$ , ainsi qu'au flux de chaleur échangé avec celui-ci.

Nous nous concentrons maintenant sur les principaux résultats. Tout d'abord, on trace le pourcentage de pertes thermiques (la différence entre pertes et puissance dissipée, divisée par la

puissance dissipée), en fonction de la puissance dissipée par la sonde, voir Figure B.3. Les pertes diminuent avec la puissance, passant rapidement de 20 % à 4 % : pour les plus fortes puissances imposées, l'échange à la surface de la sonde se fait très efficacement (ébullition convective intense) ce qui réduit d'autant les pertes.

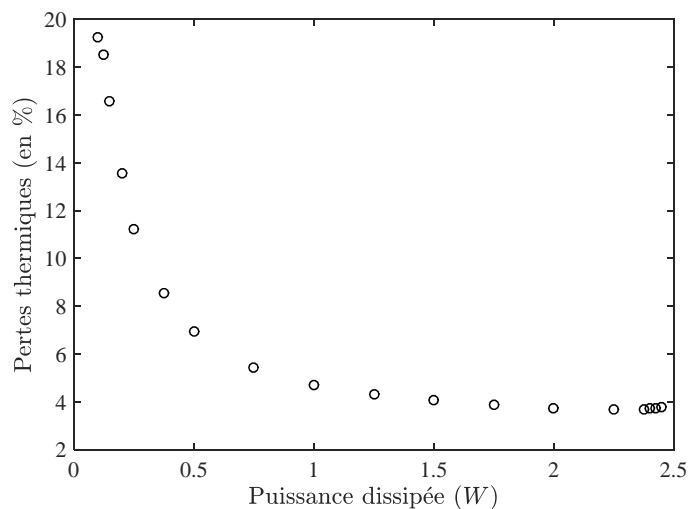


Figure B.3. Pertes thermiques en fonction de la puissance dissipée par une sonde Pt100.

Physiquement, en « jouant » avec les paramètres du modèle, on se rend compte que les pertes se font principalement par le haut, c'est-à-dire au niveau du sommet de la sonde. Ceci reste vrai quelles que soient la valeur des résistances de contact, que nous avons fait varier dans des gammes raisonnables : la résistance thermique due à l'épaisseur de Vycor domine. Quant à la différence de température entre le fil et la surface latérale de la sonde (en contact avec le fluide), elle est toujours inférieure à 1 K. La sonde (segmentée dans le présent modèle en trois nœuds) a une température quasi-homogène.

Il est envisagé de tester expérimentalement certains des résultats de cette approche, par exemple en mesurant la température à la surface du Vycor, à l'aplomb d'une sonde sollicitée en puissance.

## Annexe C

# De la difficulté de la mesure du taux de vide

La mesure du taux de vide dans les écoulements diphasiques est généralement délicate, en particulier dans les milieux poreux. Elle exploite des différences de propriétés physiques entre les phases liquide et vapeur, telles que la conductivité électrique (sondes à impédance, utilisées par exemple dans [108], [109]), la conductivité thermique (anémométrie à fil chaud [137]), la permittivité électrique (sondes capacitives [82], [138]), l'indice de réfraction (indice optique pour les sondes optiques, indice de réfraction vis-à-vis des ultrasons pour les techniques à ultrasons [139]), ou encore l'absorbance à divers types de rayonnements électromagnétiques (rayons X ou  $\gamma$ , radiofréquences pour les techniques basées sur la résonance magnétique nucléaire [140]). Certaines de ces techniques sont intrusives, d'autres non.

Le milieu poreux modèle chauffant que nous utilisons, décrit dans la partie II.1, a l'avantage d'être muni d'une importante densité de sondes thermo-résistives : chaque élément chauffant est une sonde de température qui permet aussi de mesurer le flux thermique dissipé par l'élément. Cependant ce dispositif possède plusieurs désavantages. D'abord, les pertes de charge  $y$  sont très faibles, de l'ordre de la dizaine à des centaines de Pascals selon les régimes d'écoulement, et leur mesure fait appel à un capteur très sensible qui demande soit de développer un système d'étalonnage dédié, soit l'acquisition d'un banc d'étalonnage spécifique et onéreux. La perméabilité et la passabilité de ce milieu poreux modèle sont par conséquent difficiles à évaluer expérimentalement. Une étude théorique est disponible sur l'estimation de la perméabilité d'un milieu constitué d'un faisceau de cylindres disposés entre deux plaques [136], cependant les équations en jeu ne peuvent être résolues que par voie numérique et les résultats sont présentés dans l'article sous formes d'abaques qui ne permettent d'évaluer la perméabilité qu'avec un ordre

de grandeur compris dans une fourchette de 2 décades environ (à propos de l'estimation de la perméabilité de notre milieu poreux modèle et du choix d'un capteur de pression adapté à la mesure des pertes de charge, se reporter à l'Annexe A). De plus, à notre connaissance, aucune corrélation n'est disponible dans la littérature quant à l'estimation des perméabilité et passabilité relatives d'un faisceau de cylindres confinés entre deux plaques parcouru par un écoulement diphasique inertiel. Pour toutes ces raisons, l'estimation du taux de vide à partir de l'inversion de la loi de Darcy généralisée semble compromise (si l'on connaît les débits des phases fluides ainsi que les lois de dépendance des perméabilités et passabilités relatives aux saturations en liquide et en gaz, on peut déduire les saturations de la mesure des pertes de charge).

Ensuite, notre dispositif est complètement hermétique et figé, il est impossible d'accéder à l'intérieur (si une sonde s'avère défectueuse, on ne peut pas la remplacer). À l'extérieur, des centaines de câbles électriques émergent de la face arrière (Figure II.10), blanche et opaque ; la face avant, transparente à la lumière visible, doit rester dégagée pour permettre d'effectuer des visualisations. Ainsi il n'est pas possible de rajouter des capteurs d'un quelconque type à l'intérieur de la cellule d'essai (à moins d'en revoir la conception et d'en fabriquer une nouvelle). Par ailleurs il est difficile de compléter l'instrumentation par des techniques non intrusives. Une imagerie par vélocimétrie de particules (PIV) pourrait éventuellement être mise en œuvre pour déterminer le champ de vitesses de la phase liquide, mais cela demanderait d'y consacrer un temps important ; surtout, la détermination des tailles de bulles se confronterait aux mêmes types de problèmes que nous affrontons en traitement d'images dans le post-traitement des données, qui sont essentiellement des problèmes dus aux effets 3D. D'autres dispositifs envisageables basés sur l'absorption de rayons, tels que la résonance magnétique nucléaire (RMN) par exemple<sup>6</sup>, sont très lourds à mettre en œuvre et les moyens pour cela ne sont pas disponibles à l'IMFT. La possibilité d'équiper la partie haute de la cellule d'essai, comprise entre l'aval de la ligne supérieure de cylindres et la limite inférieure de la zone convergente du canal d'écoulement (voir Figure II.1), d'un type de sonde capacitive déjà développé à l'IMFT [138] a été étudiée : deux électrodes planes et rectangulaires seraient disposées sur la face avant et sur la face arrière de la cellule, constituant un condensateur plan ; les permittivités diélectriques du HFE-7000 liquide et vapeur étant significativement différentes, la capacité d'un tel condensateur est affectée de façon mesurable par le taux de vide présent entre les armatures. Mais l'idée a dû être abandonnée pour deux raisons. D'une part, bien que l'espace accessible autour de la partie haute de la cellule d'essai permette l'installation d'électrodes planes, il est cependant trop limité pour ajouter autour un système de blindage électromagnétique indispensable : les capacités mesurées avec un tel système sont typiquement de l'ordre du picofarad [138], et le condensateur est extrêmement sensible aux

---

<sup>6</sup> La molécule de HFE-7000 est un éther-oxyde, qui possède un unique groupement méthyle qui donnerait probablement un signal très caractéristique en RMN, avec un déplacement chimique important : ce groupement méthyle est relié par le biais d'un atome d'oxygène à un radical fortement inductif attracteur composé d'un squelette carboné saturé d'atomes de fluor. Dans ce cas on obtiendrait un signal RMN d'amplitude proportionnelle au volume de liquide présent dans le volume de mesure [141].



perturbations extérieures. D'autre part, il s'avère que l'étalonnage rigoureux d'un tel capteur ne peut se faire sans accéder à l'intérieur de la cellule d'essai. En effet, le principe est de mesurer la capacité du condensateur avec l'entrefer saturé de HFE liquide, pour différentes inclusions de pastilles d'un solide de permittivité diélectrique comparable à celle du HFE vapeur. Ces pastilles jouent le même rôle que la présence de vapeur vis-à-vis de la capacité du condensateur, et l'on peut ainsi obtenir une courbe de calibration de la capacité en fonction du taux de vide. L'inaccessibilité à l'intérieur de notre cellule d'essai compromet la possibilité d'effectuer cette calibration.

Rappelons que notre cellule d'essai a été conçue initialement pour déterminer la distribution des phases au moyens de visualisations [41] : c'est pourquoi nous nous sommes concentrés sur cette piste pour l'explorer au maximum.

## Annexe D

# Expériences d'assèchement : cartes d'écoulements

La série d'expériences d'assèchement du milieu poreux en configuration « renoyage par le bas » (voir Chapitre II), c'est-à-dire avec injection continue de liquide par le bas à un débit donné, a permis de mettre en évidence deux phénoménologies distinctes d'assèchement lors de l'atteinte du flux critique d'assèchement. Pour des débits d'injection inférieurs ou égaux à  $21,5 \text{ ml.min}^{-1}$  (voir Tableau II.2 p.77 pour la conversion en flux massique), l'atteinte du flux critique d'assèchement conduit à une vaporisation totale du liquide injecté au sein de la zone chauffée (voir Figure II.14 p.68 pour la configuration expérimentale de chauffage) ; en aval de la zone chauffée, l'écoulement est alors monophasique vapeur. Pour des débits d'injection supérieurs ou égaux à  $26,9 \text{ ml.min}^{-1}$ , l'atteinte du flux critique d'assèchement provoque une ébullition en film localisée autour d'un élément chauffant particulier, tandis que l'écoulement reste diphasique en aval de la zone chauffée. Pour chacun de ces deux grands types de phénoménologies d'assèchement, des cartes d'écoulements ont pu être établies sur la base de visualisations à la caméra rapide. Pour deux débits donnés (respectivement  $16,2 \text{ ml.min}^{-1}$  et  $37,7 \text{ ml.min}^{-1}$ ), ces visualisations ont été effectuées à chaque incrément de puissance appliquée à la zone chauffée, jusqu'à atteindre puis dépasser très légèrement le flux critique d'assèchement. Les cartes d'écoulements obtenues sont présentées dans les Figure D.1 et Figure D.2 suivantes. L'axe des abscisses n'est pas linéaire : afin d'illustrer ces cartes en y superposant des photographies, seules apparaissent les puissances auxquelles un changement de régime significatif a été observé. Les puissances par sonde sont à multiplier par 80 (nombre total de sondes chauffées) pour obtenir la puissance totale dissipée par la zone chauffée.

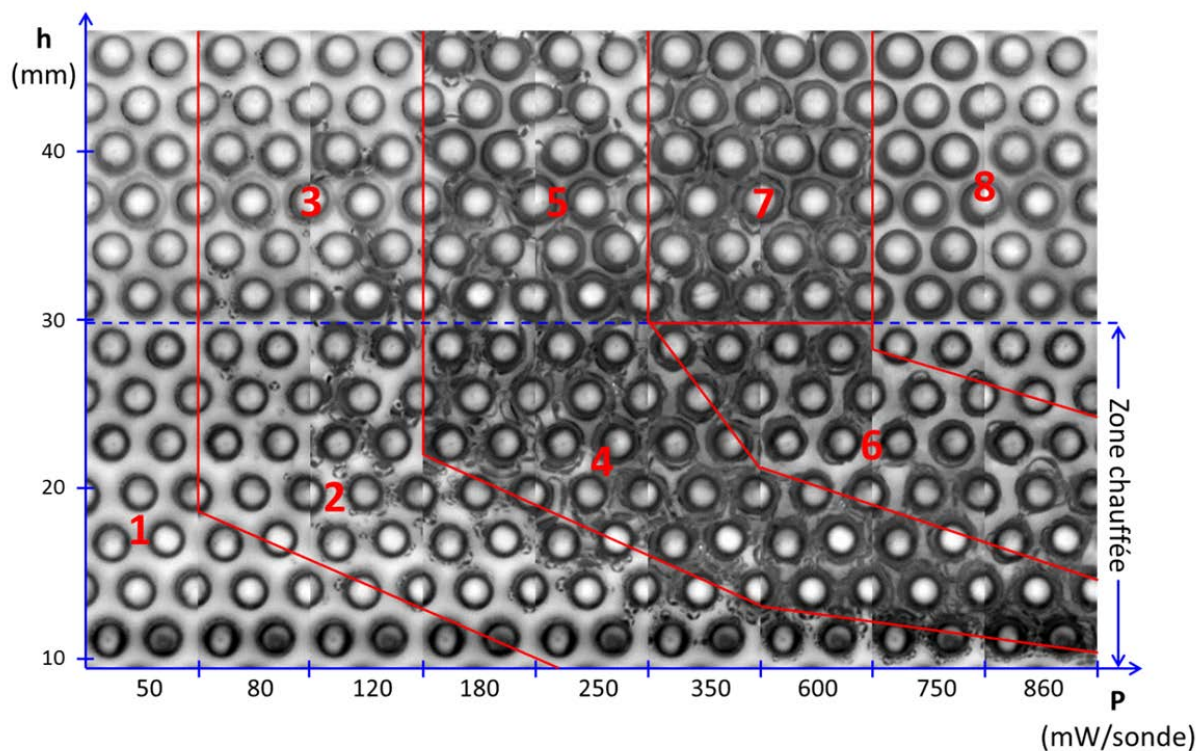


Figure D.1. Carte des régimes d'ébullition et d'écoulement en fonction de la hauteur où l'on se situe dans le milieu poreux et de la puissance dégagée par les éléments chauffants. Cette carte correspond à une expérience d'assèchement réalisée avec une injection de liquide par le bas à un débit de  $16,2 \text{ ml.min}^{-1}$ .

Légende de la Figure D.1 :

1. Écoulement monophasique liquide.
2. Régime d'ébullition nucléée.
3. Écoulement diphasique à bulles dispersées.
4. Régime d'ébullition intense.
5. Écoulement diphasique à bulles avec poches de vapeur.
6. Écoulement présentant un cœur de vapeur avec éjection de gouttelettes liquides ; autour des éléments chauffants, des films liquides sont en ébullition.
7. Écoulement diphasique pulsé, présentant des ponts liquides très instables et très instationnaires.
8. Écoulement monophasique vapeur, avec éjection de gouttelettes liquides jusqu'à 4 lignes de cylindres au-dessus de la zone chauffée.

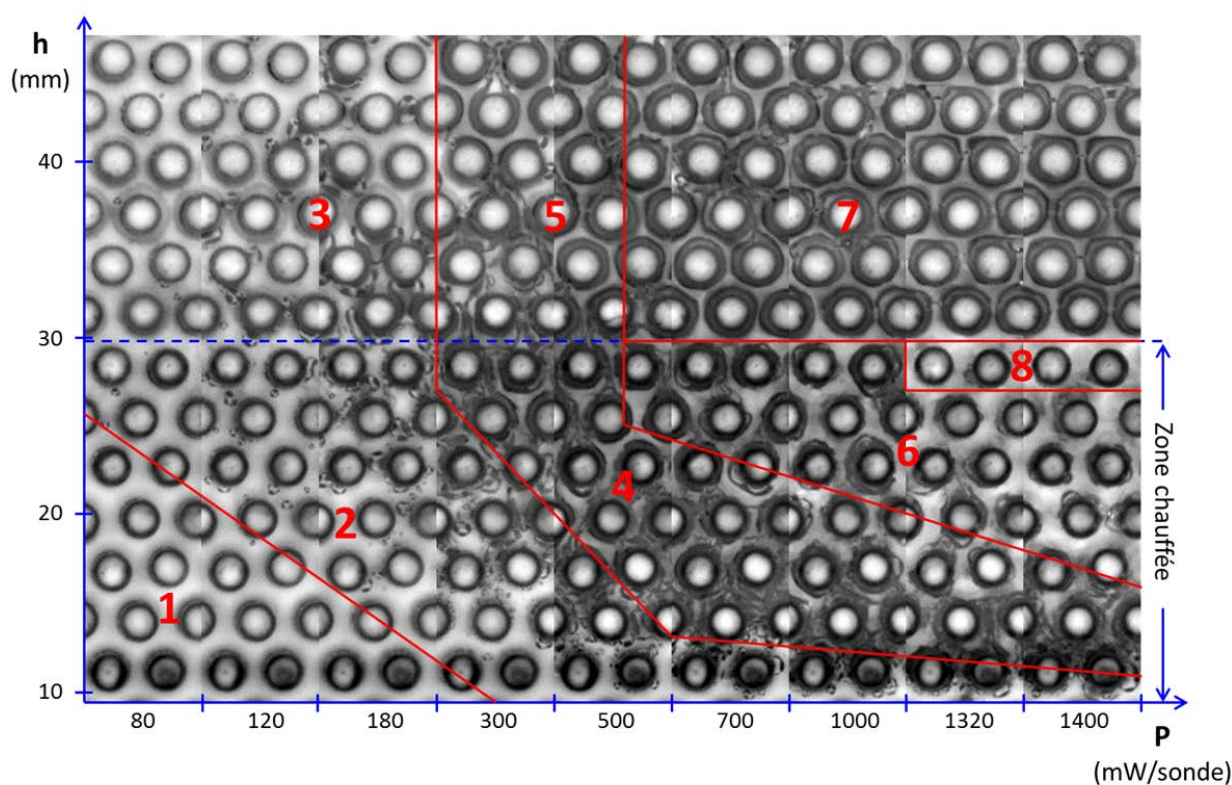


Figure D.2. Carte des régimes d'ébullition et d'écoulement en fonction de la hauteur où l'on se situe dans le milieu poreux et de la puissance dégagée par les éléments chauffants. Cette carte correspond à une expérience d'assèchement réalisée avec une injection de liquide par le bas à un débit de  $37,7 \text{ ml}\cdot\text{min}^{-1}$ .

Légende de la Figure D.2 :

1. Écoulement monophasique liquide.
2. Régime d'ébullition nucléée.
3. Écoulement diphasique à bulles dispersées.
4. Régime d'ébullition intense.
5. Écoulement diphasique à bulles avec poches de vapeur.
6. Écoulement présentant un cœur de vapeur avec éjection de gouttelettes liquides ; autour des éléments chauffants, des films liquides sont en ébullition.
7. Écoulement diphasique pulsé, présentant des ponts liquides très instables et très instationnaires.
8. Ébullition en film autour d'un ou plusieurs éléments chauffants.



---

# Bibliographie

- [1] D. O. Lee and R. H. Nilson, “Flow visualization in heat generating porous media,” *Tech. Rept. SAND76-0614. Sandia Natl. Labs*, 1977.
- [2] R. J. Lipinski, “A Model for Boiling and Dryout in Particle Beds,” *NUREG*, no. NUREG/CR-2646, SAND82-0765, 1982.
- [3] V. K. Dhir and I. Catton, “Dryout heat fluxes for inductively heated particulate beds,” *J. Heat Transfer*, vol. 99, no. 2, pp. 250–256, 1977.
- [4] T. Schulenberg and U. Müller, “An improved model for two-phase flow through beds of coarse particles,” *Int. J. Multiph. Flow*, vol. 13, no. 1, pp. 87–97, 1987.
- [5] J. M. Broughton, P. Kuan, A. David A. Petti, and E. L. Tolman, “A Scenario of the Three Mile Island Unit 2 Accident,” *Nucl. Technol.*, vol. 87, no. 1, pp. 34–53, Aug. 1989.
- [6] N. K. Tutu, T. Ginsberg, J. Klein, J. Klages, and C. E. Schwarz, “Debris bed quenching under bottom flood conditions,” *Tech. Report, Brookhaven Natl. Lab. Upton, New York*, 1984.
- [7] V. X. Tung and V. K. Dhir, “A hydrodynamic model for two-phase flow through porous media,” *Int. J. Multiph. flow*, vol. 14, no. 1, pp. 47–65, 1988.
- [8] F. Fichot, F. Duval, N. Trégourès, C. Béchaud, and M. Quintard, “The impact of thermal non-equilibrium and large-scale 2D/3D effects on debris bed reflooding and coolability,” *Nucl. Eng. Des.*, vol. 236, no. 19–21, pp. 2144–2163, Oct. 2006.
- [9] M. Miscevic, O. Rahli, L. Tadriss, and F. Topin, “Experiments on flows, boiling and heat transfer in porous media: Emphasis on bottom injection,” *Nucl. Eng. Des.*, vol. 236, no. 19–21, pp. 2084–2103, 2006.
- [10] S. E. Yakush, P. Kudinov, and N. T. Lubchenko, “Coolability of heat-releasing debris bed. Part 1: Sensitivity analysis and model calibration,” *Ann. Nucl. Energy*, vol. 52, pp. 59–71, Feb. 2013.
- [11] S. E. Yakush, P. Kudinov, and N. T. Lubchenko, “Coolability of heat-releasing debris bed.

- 
- Part 2: Uncertainty of dryout heat flux,” *Ann. Nucl. Energy*, vol. 52, pp. 72–79, Feb. 2013.
- [12] J.-M. Delhaye, *Thermohydraulique des réacteurs*. EDP Sciences, 2008.
- [13] D. Jacquemain, A. Bentaïb, H. Bonneville, G. Cénérino, B. Clément, F. Corenwinder, M. Cranga, G. Ducros, F. Fichot, C. Journeau, V. Koundy, D. Leteinturier, D. Magallon, R. Meignen, F. Monroig, G. Nahas, F. Pichereau, E. Raimond, J.-M. Seiler, B. Tourniaire, and J.-P. Van Dorsselaere, *Les accidents de fusion du cœur des réacteurs nucléaires de puissance. État des connaissances*. EDP Sciences, 2013.
- [14] D. Magallon, “The FARO program recent results and synthesis,” *Proceedings of CSARP Meeting*. Bethesda (USA), 1997.
- [15] K. D. P. Nigam and F. Larachi, “Process intensification in trickle-bed reactors,” *Chem. Eng. Sci.*, vol. 60, no. 22, pp. 5880–5894, 2005.
- [16] A. Gianetto and V. Specchia, “Trickle-bed reactors: state of art and perspectives,” *Chem. Eng. Sci.*, vol. 47, no. 13–14, pp. 3197–3213, 1992.
- [17] B. Berkowitz, “Characterizing flow and transport in fractured geological media: A review,” *Adv. Water Resour.*, vol. 25, no. 8–12, pp. 861–884, 2002.
- [18] N. Shahidzadeh-Bonn, J. Desarnaud, F. Bertrand, X. Chateau, and D. Bonn, “Damage in porous media due to salt crystallization,” *Phys. Rev. E - Stat. Nonlinear, Soft Matter Phys.*, vol. 81, no. 6, pp. 1–6, 2010.
- [19] B. Straubhaar, J. Pauchet, and M. Prat, “Water transport in gas diffusion layer of a polymer electrolyte fuel cell in the presence of a temperature gradient. Phase change effect,” *Int. J. Hydrogen Energy*, vol. 40, no. 35, pp. 11668–11675, 2015.
- [20] L. Mottet, T. Coquard, and M. Prat, “Three dimensional liquid and vapour distribution in the wick of capillary evaporators,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 83, pp. 636–651, 2015.
- [21] G. Repetto, T. Garcin, S. Eymery, and F. Fichot, “Experimental program on debris reflooding (PEARL) – Results on PRELUDE facility,” *Nucl. Eng. Des.*, vol. 264, pp. 176–186, Nov. 2013.
- [22] N. Chikhi, T. Garcin, F. Foubert, P. March, and F. Fichot, “First Experimental Results of Large Scale Debris Bed Reflood Tests in the Pearl Facility,” in *16th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermalhydraulics (NURETH 16)*, 2015, pp. 3318–3335.
- [23] P. Sapin, “Etude expérimentale de l’ébullition en masse dans un milieu poreux modèle,” PhD Thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2014.

- 
- [24] W. Hering and C. Homann, “Degraded core reflood: Present understanding and impact on LWRs,” *Nucl. Eng. Des.*, vol. 237, no. 24, pp. 2315–2321, 2007.
- [25] B. Clément, N. Girault, G. Repetto, and B. Simondi-Teisseire, “Les enseignements tirés du programme PHEBUS PF.,” *Rapp. Sci. Tech. IRSN*, pp. 84–96, 2006.
- [26] B. Clément and R. Zeyen, “The objectives of the Phébus FP experimental programme and main findings,” *Ann. Nucl. Energy*, vol. 61, no. November 2004, pp. 4–10, 2013.
- [27] G. Ézsöl, L. Pernecky, L. Szabados, and I. Tóth, “PMK-2, the first integral thermal-hydraulics tests for the safety evaluation of VVER-440/213 nuclear power plants,” *Sci. Technol. Nucl. Install.*, pp. 1–22, 2012.
- [28] L. Ferry, D. Parrat, C. Gonnier, C. Blandin, Y. Weiss, and A. Sasson, “The LORELEI Test Device for LOCA Experiments in the Jules Horowitz Reactor,” in *Proceedings of WRFMP*, 2014, p. Paper No. 100094.
- [29] T. Albiol, J. P. Van Dorselaere, B. Chaumont, T. Haste, C. Journeau, L. Meyer, B. R. Sehgal, B. Schwinges, D. Beraha, A. Annunziato, and R. Zeyen, “SARNET: Severe accident research network of excellence,” *Prog. Nucl. Energy*, vol. 52, no. 1, pp. 2–10, 2010.
- [30] W. Klein-Hefling, M. Sonnenkalb, D. Jacquemain, B. Clément, E. Raimond, H. Dimmelmeier, G. Azarian, G. Ducros, C. Journeau, L. E. H. Puebla, A. Schumm, A. Miassoedov, I. Kljenak, G. Pascal, S. Bechta, S. Güntay, M. K. Koch, I. Ivanov, A. Auvinen, and I. Lindholm, “Conclusions on severe accident research priorities,” *Ann. Nucl. Energy*, vol. 74, no. C, pp. 4–11, 2014.
- [31] S. Hermsmeyer, P. Pla, and M. Sangiorgi, “Validation of ASTEC v2.0 corium jet fragmentation model using FARO experiments,” *Nucl. Eng. Des.*, vol. 286, pp. 246–252, 2015.
- [32] A. W. Reed, “The effect of channeling on the dryout of heated particulate beds immersed in a liquid pool,” PhD Thesis, University of New Mexico, 1982.
- [33] Rémi Clavier, “Étude expérimentale et modélisation des pertes de pression lors du renoyage d’un lit de débris,” PhD Thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2015.
- [34] R. Clavier, N. Chikhi, F. Fichot, and M. Quintard, “Experimental investigation on single-phase pressure losses in nuclear debris beds: Identification of flow regimes and effective diameter,” *Nucl. Eng. Des.*, vol. 292, no. July, pp. 222–236, 2015.
- [35] V. K. Dhir and I. Catton, “Prediction of Dryout Heat Fluxes in Bed of Volumetrically Heated Particles,” *Proc. Int. Meet. Fast React. Saf. Relat. Phys.*, 1976.



- 
- [36] A. K. Stubos and J.-M. Buchlin, “Boiling and dryout in unconsolidated porous media,” in *Convective Heat and Mass Transfer in Porous Media*, 1991, pp. 791–822.
- [37] K. Hu and T. Theofanous, “On the measurement and mechanism of dryout in volumetrically heated coarse particle beds,” *Int. J. Multiph. flow*, 1991.
- [38] A. Zeisberger and F. Mayinger, “Void fraction and heat transport in two-dimensional mixed size particle beds with internal heat sources,” *Nucl. Eng. Des.*, vol. 235, no. 20, pp. 2209–2218, Sep. 2005.
- [39] E. Decossin, “Ébullition et assèchement dans un lit de particules avec production interne de chaleur : premières expériences et simulations numériques en situation multidimensionnelle,” PhD Thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2000.
- [40] E. Takasuo, S. Holmström, T. Kinnunen, and P. H. Pankakoski, “The COOLOCE experiments investigating the dryout power in debris beds of heap-like and cylindrical geometries,” *Nucl. Eng. Des.*, vol. 250, pp. 687–700, 2012.
- [41] F. Fichot, G. Repetto, N. Chikhi, and M. Quintard, “An R&D project on debris bed reflooding during severe accident,” in *Water Reactor Fuel Performance Meeting, Sendai, Japan*, 2014.
- [42] F. A. L. Dullien, *Porous media : fluid transport and pore structure*, 2nd ed. Academic Press, 1992.
- [43] M. Kaviany, *Principles of heat transfer in porous media*. New York: Springer, 1995.
- [44] M. Prat, “On the influence of pore shape, contact angle and film flows on drying of capillary porous media,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 50, no. 7–8, pp. 1455–1468, 2007.
- [45] C. M. Marle, “Ecoulements monophasiques en milieu poreux,” *Rev. Inst. Fr. du Pet.*, vol. 22, pp. 1471–1509, 1967.
- [46] J. L. Auriault, “Nonsaturated deformable porous media: Quasistatics,” *Transp. Porous Media*, vol. 2, no. 1, pp. 45–64, 1987.
- [47] M. Quintard and S. Whitaker, “Two-phase flow in heterogeneous porous media: The method of large-scale averaging,” *Transp. Porous Media*, vol. 3, no. 4, pp. 357–413, 1988.
- [48] S. Whitaker, *The Method of Volume Averaging*. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1999.
- [49] G. K. Batchelor and R. W. O’Brien, “Thermal or Electrical Conduction Through a Granular Material,” *Proc. R. Soc. London A Math. Phys. Eng. Sci.*, vol. 355, no. 1682,

- 1977.
- [50] S. Whitaker, “Coupled transport in multiphase systems: a theory of drying,” *Adv. heat Transf.*, vol. 31, pp. 1–104, 1998.
- [51] J. C. Slattery, “Flow of viscoelastic fluids through porous media,” *AIChE J.*, vol. 13, no. 6, pp. 1066–1071, 1967.
- [52] M. Quintard and S. Whitaker, “Transport in ordered and disordered porous media II: Generalized volume averaging,” *Transp. Porous Media*, vol. 14, no. 2, pp. 179–206, Feb. 1994.
- [53] W. G. Gray, “A derivation of the equations for multi-phase transport,” *Chem. Eng. Sci.*, vol. 30, no. 2, pp. 229–233, Feb. 1975.
- [54] R. G. Carbonell and S. Whitaker, “Heat and Mass Transfer in Porous Media,” in *Fundamentals of Transport Phenomena in Porous Media*, J. Bear and M. Y. Corapcioglu, Eds. Dordrecht: Springer Netherlands, 1984, pp. 121–198.
- [55] F. Duval, “Modélisation du renoyage d’un lit de particules : contribution à l’estimation des propriétés de transport macroscopiques,” PhD Thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2002.
- [56] M. Quintard and S. Whitaker, “Transport in chemically and mechanically heterogeneous porous media. I: Theoretical development of region-averaged equations for slightly compressible single-phase flow,” *Adv. Water Resour.*, vol. 19, no. 1, pp. 29–47, 1996.
- [57] F. Petit, F. Fichot, and M. Quintard, “Écoulement diphasique en milieu poreux : modèle à non-équilibre local,” *Int. J. Therm. Sci.*, vol. 38, no. 3, pp. 239–249, Mar. 1999.
- [58] F. Duval, F. Fichot, and M. Quintard, “A local thermal non-equilibrium model for two-phase flows with phase-change in porous media,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 47, no. 3, pp. 613–639, Jan. 2004.
- [59] A. Bachrata, F. Fichot, G. Repetto, M. Quintard, and J. Fleurot, “Quench front progression in a superheated porous medium: experimental analysis and model development,” *J. Energy Power Eng.*, vol. 7, pp. 514–523, 2013.
- [60] I. Nozad, R. G. Carbonell, and S. Whitaker, “Heat conduction in multiphase systems -I: Theory and experiment for two-phase systems,” *Chem. Eng. J.*, vol. 40, no. 5, pp. 843–855, 1985.
- [61] F. Zanotti and R. G. Carbonell, “Development of transport equations for multiphase

- 
- system-I. General Development for two phase system,” *Chem. Eng. Sci.*, vol. 39, no. 2, pp. 263–278, 1984.
- [62] M. Quintard and S. Whitaker, “One- and Two-Equation Models for Transient Diffusion Processes in Two-Phase Systems,” *Adv. Heat Transf.*, vol. 23, pp. 369–464, 1993.
- [63] M. Quintard and S. Whitaker, “Transport in ordered and disordered porous media: volume-averaged equations, closure problems, and comparison with experiment,” *Chem. Eng. Sci.*, vol. 48, no. 14, pp. 2537–2564, 1993.
- [64] P. Bousquet-Melou, B. Goyeau, M. Quintard, F. Fichot, and D. Gobin, “Average momentum equation for interdendritic flow in a solidifying columnar mushy zone,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 45, no. 17, pp. 3651–3665, 2002.
- [65] H.-C. Chang, “Effective Diffusion and Conduction Two-Phase Media: A Unified Approach,” *AIChE J.*, vol. 29, no. 5, pp. 846–853, 1983.
- [66] A. Bachrata, F. Fichot, G. Repetto, M. Quintard, and J. Fleurot, “Quench front progression in a superheated porous medium: experimental analysis and model development,” *NURETH-14*, pp. 1–13, 2011.
- [67] H. Darcy, *Les fontaines publiques de la ville de Dijon*. V. Dalmont (Paris), 1856.
- [68] C. M. Marle, “Henry Darcy et les écoulements de fluides en milieu poreux,” *Oil Gas Sci. Technol.*, vol. 61, no. 5, pp. 599–609, 2006.
- [69] G. Matheron, “L’émergence de la loi de Darcy,” *Ann. des Mines*, vol. 191, no. 5–6, pp. 11–16, 1984.
- [70] S. Whitaker, “The equations of motion in porous media,” *Chem. Eng. Sci.*, vol. 21, no. 3, pp. 291–300, Mar. 1966.
- [71] S. Whitaker, “Advances in theory of fluid motion in porous media,” *Ind. Eng. Chem.*, vol. 61, no. 12, pp. 14–28, 1969.
- [72] P. Carman, “The determination of the specific surface of powders,” *J. Soc. Chem. Ind. Trans.*, vol. 57, pp. 225–234, 1938.
- [73] S. Ergun, “Fluid flow through packed columns,” *Chem. Eng. Prog.*, vol. 48, pp. 89–94, 1952.
- [74] I. F. Macdonald, M. S. El-Sayed, K. Mow, and F. A. L. Dullien, “Flow through Porous Media - the Ergun Equation Revisited,” *Ind. Eng. Chem. Fundam.*, vol. 18, no. 3, pp. 199–208, Aug. 1979.

- 
- [75] E. Ozahi, M. Y. Gundogdu, and M. Ö. Carpinlioglu, “A Modification on Ergun’s Correlation for Use in Cylindrical Packed Beds With Non-spherical Particles,” *Adv. Powder Technol.*, vol. 19, no. 4, pp. 369–381, Jun. 2008.
- [76] A. E. Scheidegger, *The physics of flow through porous media*. University of Toronto Press, 1974.
- [77] H. C. Brinkman, “A calculation of the viscous force exerted by a flowing fluid on a dense swarm of particles,” *Appl. Sci. Res.*, vol. A1, pp. 27–34, 1949.
- [78] G. Chauveteau and C. Thirriot, “Régimes d’écoulement en milieu poreux et limite de la loi de Darcy,” *La Houille Blanche*, no. 2, pp. 141–148, Mar. 1967.
- [79] J. Dupuit, *Etudes théoriques et pratiques sur le mouvement des eaux dans les canaux découverts et à travers les terrains perméables*. Paris: Dunod, 1863.
- [80] P. Forchheimer, “Wasserbewegung durch boden,” *Z. Ver. Deutsch. Ing.*, vol. 45, pp. 1782–1788, 1901.
- [81] D. D. Joseph, D. A. Nield, and G. Papanicolaou, “Nonlinear equation governing flow in a saturated porous medium,” *Water Resour. Res.*, vol. 18, no. 4, pp. 1049–1052, 1982.
- [82] N. Chikhi, R. Clavier, J. P. Laurent, F. Fichot, and M. Quintard, “Pressure drop and average void fraction measurements for two-phase flow through highly permeable porous media,” *Ann. Nucl. Energy*, vol. 94, pp. 422–432, 2016.
- [83] M. C. Leverett, “Capillary Behavior in Porous Solids,” *Pet. Technol.*, vol. August, p. 152–169., 1940.
- [84] F. Petit, “Ébullition en milieu poreux et renoyage d’un lit de débris de réacteur nucléaire,” PhD Thesis, ENSAM Bordeaux, 1998.
- [85] B. D. Turland and K. Moore, “Debris bed heat transfer with top and bottom cooling,” *AIChE Symp. Ser.*, vol. 79(225), pp. 250–255, Jan. 1983.
- [86] M. M. Honarpour, F. Koederitz, and A. Herbert, *Relative permeability of petroleum reservoirs*. CRC Press Inc, Boca Raton, FL, 1986.
- [87] J. Bear, *Dynamics of fluids in porous media*. Elsevier, New York, 1972.
- [88] M. Muskat, “The flow of fluids through porous media,” *J. Appl. Phys.*, vol. 8, no. 4, pp. 274–282, 1937.
- [89] W. Schmidt, “Interfacial drag of two-phase flow in porous media,” *Int. J. Multiph. Flow*,

- vol. 33, pp. 638–657, 2007.
- [90] R. Clavier, N. Chikhi, F. Fichot, and M. Quintard, “Modeling of inertial multi-phase flows through high permeability porous media: Friction closure laws,” *Int. J. Multiph. Flow*, vol. 91, pp. 243–261, 2017.
- [91] R. H. Brooks and A. T. Corey, “Properties of porous media affecting fluid flow,” *J. Irrig. Drain. Div. Am. Soc. Civ. Eng. IR2*, vol. 92, pp. 61–89, 1966.
- [92] H. Qi, D. Fang, X. Meng, and J. Wu, “Liquid density of HFE-7000 and HFE-7100 from  $T = 283$  to  $363$  K at pressures up to  $100$  MPa,” *J. Chem. Thermodyn.*, vol. 77, pp. 131–136, 2014.
- [93] X. Hu, X. Meng, K. Wei, W. Li, and J. Wu, “Compressed liquid viscosity measurements of HFE-7000, HFE-7100, HFE-7200, and HFE-7500 at temperatures from  $(253$  to  $373)$  K and pressures up to  $30$  MPa,” *J. Chem. Eng. Data*, vol. 60, no. 12, pp. 3562–3570, 2015.
- [94] J. W. Quilty, J. Robinson, G. A. Appleby, and A. Edgar, “Thermoluminescence apparatus using PT100 resistors as the heating and sensing elements,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 78, no. 8, pp. 1–6, 2007.
- [95] J. Kim, T. Simon, and R. Viskanta, “Journal of heat transfer policy on reporting uncertainties in experimental measurements and results,” *J. Heat Transfer*, vol. 115, no. 1, pp. 5–6, 1993.
- [96] Y. Kim, W. Baek, and S. Chang, “Critical heat flux for oscillatory water flow in vertical round tubes,” in *Proceedings of the 11th International Heat Transfer Conference*, 1998.
- [97] J. Lee, D. Jo, H. Chae, S. H. Chang, Y. H. Jeong, and J. J. Jeong, “The characteristics of premature and stable critical heat flux for downward flow boiling at low pressure in a narrow rectangular channel,” *Exp. Therm. Fluid Sci.*, vol. 69, pp. 86–98, 2015.
- [98] C. Haas, *Critical Heat Flux for Flow Boiling of Water at Low Pressure on Smooth and Micro-Structured Zircaloy Tube Surfaces*. KIT Scientific Publishing, 2012.
- [99] J.-M. Buchlin, A. K. Stubos, and C. P. Caseiras, “Thermohydraulics of Heated Porous Media Associated with Nuclear Reactor Safety,” in *Transport Processes in Porous Media*, vol. 202, J. Bear and M. Y. Corapcioglu, Eds. Springer Netherlands, 1991, pp. 315–370.
- [100] I. Catton, V. K. Dhir, and C. W. Somerton, “Experimental study of debris-bed coolability under pool-boiling conditions,” *Calif. Univ., Los Angeles (USA). Sch. Eng. Appl. Sci.*, 1983.
- [101] T. P. Tsai and I. Catton, “The Effect of Flow From Below on Dryout Heat Flux,” *J. Heat*

- Transfer*, vol. 109, no. 2, p. 491, 1987.
- [102] K. Miyazaki, K. Murai, T. Ohama, N. Yamaoka, and S. Inoue, “Dryout Heat Flux for Core Debris Bed, (I),” *J. Nucl. Sci. Technol.*, vol. 23, no. 8, pp. 702–710, Aug. 1986.
- [103] A. Zeisberger and F. Mayinger, “Heat transport and void fraction in granulated debris,” *Nucl. Eng. Des.*, vol. 236, no. 19–21, pp. 2117–2123, Oct. 2006.
- [104] K. Atkhen and G. Berthoud, “SILFIDE experiment: Coolability in a volumetrically heated debris bed,” *Nucl. Eng. Des.*, vol. 236, no. 19–21, pp. 2126–2134, Oct. 2006.
- [105] R. R. J. Lipinski, “A coolability model for postaccident nuclear reactor debris,” *Nucl. Technol.*, vol. 65(1), pp. 53–66, 1984.
- [106] V. Roig, C. Suzanne, and L. Masbernat, “Experimental investigation of a turbulent bubbly mixing layer,” *Int. J. Multiph. flow*, vol. 24, no. I, pp. 35–54, 1998.
- [107] C. Suzanne, K. Ellingsen, F. Risso, and V. Roig, “Local measurements in turbulent bubbly flows,” *Nucl. Eng. Des.*, vol. 184, no. 2–3, pp. 319–327, Aug. 1998.
- [108] R. Zenit, D. L. Koch, and a. S. Sangani, “Impedance probe to measure local gas volume fraction and bubble velocity in a bubbly liquid,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 74, no. 5, p. 2817, 2003.
- [109] S. T. Revankar, H. Olenik, D. Jo, and B. Motil, “Local instrumentation for the investigation of multi-phase parameters in a packed bed,” *Proc. Inst. Mech. Eng. Part E J. Process Mech. Eng.*, vol. 221, no. E4, pp. 187–199, Jan. 2007.
- [110] C. Julcour-Lebigue, P. Sa Gomes, F. Omota, A. Bliet, and H. Delmas, “Etude hydrodynamique d’une colonne à bulles 2D en présence d’additifs faiblement concentrés,” *Récents Progrès en Génie des Procédés*, vol. 95, Nov. 2007.
- [111] D. Jo and S. T. Revankar, “Effect of coalescence and breakup on bubble size distributions in a two-dimensional packed bed,” *Chem. Eng. Sci.*, vol. 65, no. 14, pp. 4231–4238, Jul. 2010.
- [112] G. Riboux, “Hydrodynamique d’un essaim de bulles en ascension,” PhD Thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2007.
- [113] D. Jo and S. T. Revankar, “Bubble mechanisms and characteristics at pore scale in a packed-bed reactor,” *Chem. Eng. Sci.*, vol. 64, no. 13, pp. 3179–3187, 2009.
- [114] R. Zenit and J. Magnaudet, “Path instability of rising spheroidal air bubbles: A shape-controlled process,” *Phys. Fluids*, vol. 20, no. 6, p. 61702, Jun. 2008.

- 
- [115] J. H. Seinfeld and S. N. Pandis, *Atmospheric chemistry and physics: from air pollution to climate change*. Hoboken, USA: John Wiley & Sons, Inc., 2006.
- [116] R. Visentini, “Etude expérimentale des transferts thermiques en ébullition transitoire,” PhD Thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2012.
- [117] J. G. Collier and J. R. Thome, *Convective boiling and condensation*. Oxford University Press, 1994.
- [118] W. M. Rohsenow, J. P. Hartnett, and Y. I. Cho, *Handbook of heat transfer*, 3rd ed. McGraw-Hill New York, 1998.
- [119] S. Nukiyama, “The maximum and minimum values of the heat  $Q$  transmitted from metal to boiling water under atmospheric pressure,” *J. Japan Soc. Mech. Engrs*, vol. 37, pp. 367–374, Dec. 1934.
- [120] S. Bankoff, “Ebullition from solid surfaces in the absence of a pre-existing gaseous phase,” *Trans. Am. Soc. Mech. Eng.*, vol. 79, 1957.
- [121] Y. Heled and A. Orell, “Characteristics of active nucleation sites in pool boiling,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 10, pp. 553–554, 1967.
- [122] J. J. Lorenz, B. B. Mikic, and W. M. Rohsenow, “Effect of surface conditions on boiling characteristics,” *Proc. 5th Int. Heat Transf. Conf.*, pp. 35–39, 1974.
- [123] Y. Y. Hsu, “On the Size Range of Active Nucleation Cavities on a Heating Surface,” *J. Heat Transfer*, vol. 84, no. 3, p. 207, 1962.
- [124] T. B. Drew and A. C. Mueller, “Boiling,” *Trans. AIChE*, vol. 33, p. 449, 1937.
- [125] N. Zuber, “Hydrodynamic aspects of boiling heat transfer,” PhD Thesis, California Univ., Los Angeles, 1959.
- [126] Y. Katto, “Critical heat flux,” *Int. J. Multiph. Flow*, 1994.
- [127] D. C. Groeneveld, J. Q. Shan, a. Z. Vasić, L. K. H. Leung, a. Durmayaz, J. Yang, S. C. Cheng, and A. Tanase, “The 2006 CHF look-up table,” *Nucl. Eng. Des.*, vol. 237, no. 15–17 SPEC. ISS., pp. 1909–1922, 2007.
- [128] D. C. Groeneveld, L. K. H. Leung, P. L. Kirillov, V. P. Bobkov, I. P. Smogalev, V. N. Vinogradov, X. C. Huang, and E. Royer, “The 1995 look-up table for critical heat flux in tubes,” *Nucl. Eng. Des.*, vol. 163, no. 1–2, pp. 1–23, 1996.
- [129] A. Tanase, “Improved methodology for deriving the Critical Heat Flux Look-up Table,”

- PhD Thesis, University of Ottawa, 2007.
- [130] T. G. Theofanous, J. P. Tu, T. N. Dinh, T. Salmassi, A. T. Dinh, and K. Gasljevic, “The Physics of Boiling at Burnout,” *Int. Conf. Multiph. Syst.*, 2000.
- [131] R. Visentini, C. Colin, and P. Ruyer, “Experimental investigation of heat transfer in transient boiling,” *Exp. Therm. Fluid Sci.*, vol. 55, pp. 95–105, 2014.
- [132] N. Chikhi and F. Fichot, “Reflooding model for quasi-intact rod configuration: Quench front tracking and heat transfer closure laws,” *Nucl. Eng. Des.*, vol. 240, no. 10, pp. 3387–3396, 2010.
- [133] A. Suszko, “Enhancement of Nucleate Boiling on Rough and Dimpled Surfaces with Application to Composite Spreaders for Microprocessors Immersion Cooling,” PhD Thesis, University of New Mexico, 2015.
- [134] G. Meyer, E. S. Gaddis, and A. Vogelpohl, “Dependence of the critical heat flux over a cylinder in a cross flow on the thermal resistances of tube wall and heating medium,” *Wärme und Stoffübertragung*, vol. 22, pp. 309–313, 1988.
- [135] T. G. Theofanous, J. P. Tu, A. T. Dinh, and T. N. Dinh, “The boiling crisis phenomenon, Part I: nucleation and nucleate boiling heat transfer,” *Exp. Therm. Fluid Sci.*, vol. 26, pp. 775–792, 2002.
- [136] R.-Y. Tsay and S. Weinbaum, “Viscous flow in a channel with periodic cross-bridging fibres: exact solutions and Brinkman approximation,” *J. Fluid Mech.*, vol. 226, pp. 125–148, 1991.
- [137] H. Lemonnier, “Instrumentation avancée en écoulement diphasique : rêve ou réalité?,” *La Houille Blanche*, vol. 5, pp. 105–110, 1998.
- [138] Marine Narcy, “Flow boiling in straight heated tube under normal gravity and microgravity conditions,” PhD Thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2014.
- [139] H. P. Bensler, “Détermination de l’aire interfaciale, du taux de vide et du diamètre moyen de Sauter dans un écoulement à bulles à partir de l’atténuation d’un faisceau d’ultrasons,” PhD Thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, 1990.
- [140] N. E. Daidzic, E. Schmidt, M. M. Hasan, and S. Altobelli, “Gas–liquid phase distribution and void fraction measurements using MRI,” *Nucl. Eng. Des.*, vol. 235, no. 10–12, pp. 1163–1178, May 2005.
- [141] G. Matsui, K. Kose, and H. Monji, “Visualization of Phase and Velocity Distributions in Gas-Liquid Mixture by NMR Imaging,” *NUREG/CP--0160*, pp. 627–636, 1998.