



HAL
open science

Écoulements liquides en microtubes et ébullition convective en minicanaux : étude expérimentale et modélisation

David Brutin

► **To cite this version:**

David Brutin. Écoulements liquides en microtubes et ébullition convective en minicanaux : étude expérimentale et modélisation. Dynamique des Fluides [physics.flu-dyn]. Université de Provence - Aix-Marseille I, 2003. Français. NNT: . tel-00162617

HAL Id: tel-00162617

<https://theses.hal.science/tel-00162617>

Submitted on 14 Jul 2007

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.

Écoulements liquides en microtubes et ébullition convective en minicanaux : étude expérimentale et modélisation

THÈSE

présentée et soutenue publiquement le 22 Octobre 2003

pour l'obtention du

grade de Docteur de l'Université d'Aix-Marseille I

(Spécialité : Mécanique Énergétique)

par

David Dominique BRUTIN

Composition du jury

<i>Président :</i>	Pr. Michel LÉBOUCHÉ	(LEMETA, Nancy)
<i>Rapporteurs :</i>	Pr. Stéphane COLIN	(INSA, Toulouse)
	Pr. David B. R. KENNING	(Oxford University, UK)
<i>Examineurs :</i>	Pr. Jean-Marc DELHAYE	(Clemson University, USA)
	Pr. Monique LALLEMAND	(CETHIL, Lyon)
	Pr. Lounès TADRIST	(IUSTI, Marseille) [Directeur de thèse]
<i>Invités :</i>	Pr. Roger MARTIN	(IUSTI, Marseille)
	Pr. Jacques PANTALONI	(IUSTI, Marseille)

Remerciements

Les travaux qui sont ici présentés ont été effectués au sein de l'équipe "Transferts de Chaleur et de Masse" du laboratoire IUSTI, École Polytechnique Universitaire de Marseille, Département de Mécanique Énergétique (UMR 6595 CNRS & Université de Provence).

J'exprime mes sincères remerciements à la direction du laboratoire et du département, représentée respectivement par Mr Roger MARTIN et Mr Patrick GAUNE, qui m'ont accueilli au sein du laboratoire.

Je tiens à remercier tout particulièrement Mr Lounès TADRIST, Directeur de Recherche CNRS, qui a dirigé ce travail de thèse. Nos nombreuses discussions ont permis de faire avancer ces travaux dans la bonne direction.

Mes remerciements à Mr Michel LÉBOUCHÉ qui m'a fait l'honneur de présider mon jury de thèse. Mes remerciements à Mr Stéphane COLIN et Mr David B. R. KENNING mes rapporteurs et Mr Jean-Marc DELHAYE qui m'ont fait l'honneur d'analyser et de critiquer ce mémoire. Les remarques et conseils prodigués ont permis d'en améliorer la lisibilité. Que ces quelques lignes soient l'opportunité de leur exprimer ma reconnaissance. Mes remerciements à Mme Monique LALLEMAND, Mr Roger MARTIN et Mr Jacques PANTALONI qui ont accepté d'examiner ce travail de thèse.

Un grand merci à Mr Robert SANTINI et Mr Ouamar RAHLI pour avoir effectué le pénible travail de relecture du manuscrit ; ils ont eu un grand mérite à repérer les fautes de français qui s'étaient glissées dans le document. Egalement et encore mes remerciements les plus sincères à Mr Robert SANTINI, Mr Ouamar RAHLI et Mr Christophe LE NILIOT pour m'avoir apporté leurs judicieux conseils afin de purger les transparents de thèse de leur surplus d'informations.

Je tiens également à remercier Mr Jean-Claude MORELLINI, Mr Paul CERVETTI et Mr Jean LE QUERE pour leur savoir-faire et les dispositifs techniques désirés pour la veille. Leurs compétences sont indispensables au sein d'un laboratoire de recherche à dominante expérimentale.

Merci à tout le personnel administratif qui dans l'actuelle jungle administrative m'a épargné des tracasseries supplémentaires. Merci à tout le personnel technique auquel j'ai fait appel durant ces trois années. Merci à ceux, permanents ou passagers, que je n'ai pas cités mais qui ont contribué à entretenir une bonne ambiance de travail ; ils se reconnaîtront.

À mes parent.

Sommaire

Introduction générale	1
-----------------------	---

Partie I Hydrodynamique des écoulements liquides en microtubes	7
---	----------

Nomenclature de la partie I	9
-----------------------------	---

Introduction	13
--------------	----

Chapitre 1	
Revue bibliographique sur l'hydrodynamique des écoulements en microtubes	17

1.1 Écoulements liquides et gazeux en mini & microconduites	19
1.1.1 Écoulements gazeux	20
1.1.2 Écoulements liquides	22
1.2 Géométrie et état de surface des mini & microconduites	23
1.2.1 Sections d'étude	23
1.2.2 États de surface, matériaux et fluides étudiés	24
1.2.3 Précision sur les dimensions des microconduites & conséquences	25
1.3 Études théoriques	26
1.4 Dispersion des résultats de la littérature sur le nombre de Poiseuille	28
1.4.1 Analyse globale de la littérature	29
1.4.2 Analyse détaillée des études	30
1.4.3 Conclusion de l'analyse	38
1.5 Synthèse bibliographique	38

Chapitre 2	
Moyens et résultats expérimentaux	43

2.1 Moyens expérimentaux et méthodes	45
2.1.1 Dispositif expérimental	45
2.1.2 Procédures de mesure et de calcul	49
2.1.3 Méthodes de traitement	51
2.2 Résultats expérimentaux et discussions	59
2.2.1 Caractéristiques physiques et couplage chimique fluide-paroi	59
2.2.2 Influence du diamètre des microtubes sur l'hydrodynamique	61
2.2.3 Influence de la concentration ionique	65

Chapitre 3	
Tentative d'interprétation des résultats expérimentaux	77
3.1 Mise en place du phénomène physique	79
3.1.1 Principe de la théorie de la DCE avec le fluide statique	79
3.1.2 DCE et mise en mouvement du fluide	83
3.1.3 Origines du chargement électrostatique d'une surface solide	86
3.1.4 Hypothèses de travail	87
3.1.5 Potentiel et charge de surface	89
3.1.6 Résolution de l'équation de Poisson-Boltzmann	90
3.2 Couplage avec les équations de Navier-Stokes	92
3.2.1 Equation de bilan de quantité de mouvement	92
3.2.2 Potentiel électrostatique	93
3.2.3 Expression du champ électrostatique	95
3.2.4 Expression du nombre de Poiseuille	96
3.2.5 Discussion sur l'expression du nombre de Poiseuille	97
3.3 Etude de sensibilité du modèle aux faibles et forts potentiels	98
3.4 Analyse spécifique de deux modèles de la littérature	99
3.4.1 Etude de [Rice and Whitehead, 1965]	99
3.4.2 Etude de [Mala et al., 1997]	100
3.5 Etude de sensibilité et comparaison modèle-expérience	101
3.5.1 Sensibilité au diamètre du microtube	101
3.5.2 Sensibilité à la concentration ionique	104
3.5.3 Perspectives du modèle	106
Conclusions & perspectives	109

Partie II Ébullition convective en minicanaux	113
--	------------

Nomenclature de la partie II	115
-------------------------------------	------------

Introduction	119
---------------------	------------

Chapitre 4	
Revue bibliographique sur l'ébullition convective en conduites	123

4.1 Ebullition en macroconduites	125
4.1.1 Historique	125
4.1.2 Cas d'un tube chauffant vertical avec un écoulement ascendant	126
4.1.3 Instabilités thermohydrauliques	129
4.2 Ebullition convective en mini & microconduites	130
4.2.1 Généralités	130
4.2.2 Transferts thermiques et changement de phase	131
4.2.3 Instabilités thermohydrauliques	134
4.3 Ecoulements liquide-gaz à titre constant en mini & microconduites	135
4.4 Synthèse bibliographique	138

Chapitre 5	
Moyens et résultats expérimentaux	143

5.1	Moyens expérimentaux et méthodes	145
5.1.1	Dispositif expérimental	145
5.1.2	Instrumentation de la boucle et visualisation	157
5.1.3	Protocole opératoire	159
5.2	Résultats et discussion sur l'écoulement diphasique	160
5.2.1	Description de l'ébullition en fonction du régime d'écoulement	160
5.2.2	Visualisation de l'ébullition convective	163
5.2.3	Variations de la perte de pression totale et de la pression locale	167
5.2.4	Modélisation physique de l'ébullition convective stationnaire	169
5.3	Résultats et discussion sur les transferts thermiques	174
5.3.1	Variations du titre vapeur en sortie du minicanal	174
5.3.2	Les transferts thermiques	176

Chapitre 6	
Analyse de l'ébullition convective instationnaire dans un minicanal	187

6.1	Description des différentes instationnarités observées	189
6.1.1	Instationnarités de couplage buffer-minicanal	189
6.1.2	Instationnarités de confinement pur	196
6.2	Analyses locales des instationnarités sur une période d'oscillation	199
6.2.1	Volume de stockage non connecté à la boucle	200
6.2.2	Volume de stockage connecté à la boucle	202
6.3	Modèle physique	204
6.3.1	Influence du confinement pur sur l'ébullition	204
6.4	Critère théorique de déstabilisation	210
6.4.1	Mise en place du modèle	210
6.4.2	Critère de déstabilisation théorique de l'écoulement	212
6.5	Stabilité de l'écoulement et loi d'échelle	213
6.5.1	Critère de déstabilisation expérimental	213
6.5.2	Loi d'échelle sur la perte de pression	214
6.5.3	Loi d'échelle sur les transferts thermiques	216
6.5.4	Loi d'échelle sur les fréquences d'oscillation	217

Conclusions & perspectives	223
---------------------------------------	------------

Conclusion générale	227
----------------------------	------------

Annexes

Annexe A Incertitudes de mesures	231
---	------------

A.1	Incetitudes sur les méthodes de traitement de la partie I	233
A.1.1	Incetitudes expérimentales pour la méthode stationnaire	233
A.1.2	Incetitudes expérimentales pour les méthodes transitoires	233
A.2	Incetitudes sur les résultats de la partie II	235
A.2.1	Incetitudes sur les grandeurs mesurées	235
A.2.2	Incetitudes sur les grandeurs calculées	235

Annexe B Propriétés des fluides utilisés	237
---	------------

B.1	Propriétés de l'eau [Pezzani, 1992]	239
B.1.1	Propriétés physiques	239
B.1.2	Propriétés électriques	239
B.2	Propriétés des solutions de KCl [Robinson and Stokes, 1959]	240
B.2.1	Propriétés physiques	240

B.2.2	Propriétés électriques	242
B.3	Propriétés du n-pentane	244
B.3.1	Propriétés du n-pentane liquide [KDB, 2003]	244
B.3.2	Propriétés du n-pentane vapeur à partir de 36 °C [KDB, 2003]	245
B.3.3	Donnée de saturation (données interne au laboratoire)	245
Annexe C Campagnes expérimentales sur les microtubes		247
C.1	Ecoulements d'eau de ville	249
C.2	Ecoulements d'eau distillée	250
C.3	Ecoulements avec les microtubes à surfaces désactivées	251
C.4	Ecoulements de solutions de KCl	252
Annexe D Écoulement et transfert de chaleur monophasique		255
D.1	Littérature sur la convection forcée en mini & microconduites	257
D.1.1	Généralités	257
D.1.2	Importance de l'interprétation des résultats expérimentaux	257
D.1.3	Justification des écarts observés	259
D.2	Écoulement liquide au sein du minicanal	259
D.2.1	Relations théoriques en géométrie rectangulaire	259
D.2.2	Loi de perte de pression du minicanal	261
Annexe E Modélisation de la perte de pression du minicanal		265
E.1	Présentation du modèle	267
E.1.1	Généralités	267
E.1.2	Équations par zones	267
E.1.3	Définitions	268
E.2	Pression de la zone liquide	270
E.3	Pression de la zone diphasique	270
E.4	Pression de la zone vapeur	273
E.5	Variation de la pression locale, de la perte de pression totale	274
E.6	Analyse du modèle	274
<hr/>		
Références		277

Introduction générale

C'est en 1944 qu'est apparu le premier ordinateur électromécanique : MARK 1 conçu à Harvard (USA) par le mathématicien et informaticien américain Howard H. Aiken et fabriqué par IBM. Les programmes étaient mis en oeuvre sur des bandes perforées. Ce n'est pourtant qu'en 1955 que le terme ordinateur est créé en France. En 1971, la société Intel (USA) crée le premier microprocesseur à circuit intégré qui permettra la construction des micro-ordinateurs dont le concept à ce jour est toujours le même. En 1972 apparaît l'Altair, le premier micro-ordinateur à base de microprocesseur Intel 8008. La miniaturisation en informatique a commencé dès 1944 pour atteindre une étape clé en 1972 grâce à la miniaturisation des transistors qui constituent le coeur des micro-processeurs. Cette réduction des dimensions en micro-informatique est toujours d'actualité avec la gravure des circuits intégrés (actuellement à $0.13 \mu\text{m}$ de largeur) sur des supports qui contiennent des densités de transistors toujours plus grandes.



FIG. 1 – En 1956, IBM[®] lance le 'IBM 305 RAMAC' : premier ordinateur avec disque dur d'une capacité de 4.4 Mo



FIG. 2 – Plus petit micro-ordinateur : le Sony[®] Vaio U3, 816 grammes, processeur à 933MHz, 20 Go de disque dur, 512 Mo de mémoire vive

En chimie et en biologie, la miniaturisation et la microfluidique sont des tendances qui ont généré un intérêt considérable ces 10 dernières années. La microfluidique est devenue récemment un sujet d'engouement doté de financements conséquents et faisant l'objet de congrès spécifiques. A part l'intérêt purement scientifique, il y a de nombreuses applications qui utiliseraient la réduction d'échelle. On peut citer les 'lab-on-chip' : laboratoires d'analyses médicales sur une puce de quelques centimètres carrés. Le principe est assez simple : être capable de réaliser des analyses médicales avec des échantillons de sang, d'ADN ou d'autres supports biologiques en quantité beaucoup plus faible. La miniaturisation des systèmes qui réalisent ces analyses et la diminution des quantités de fluide utilisées ont réduit d'autant les temps de

réactions. L'avantage est donc de pouvoir transporter partout et aisément sur une puce un dispositif compact permettant d'effectuer des contrôles ou des analyses médicales.

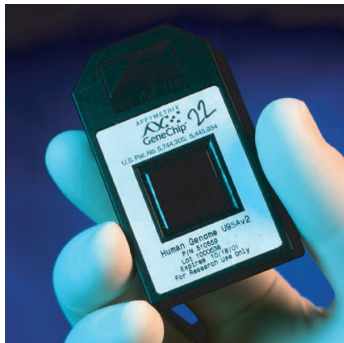


FIG. 3 – Puce à analyse d'ADN de Affymetrix®



FIG. 4 – Lab-on-chip sur puce pour l'amplification et la détection d'ADN fabriqué par ST Microelectronics®

La miniaturisation s'applique de nos jours à de nombreux domaines tels que la bureautique avec les imprimantes à jet d'encre où l'on cherche à projeter avec précision des gouttes de plus en plus petites dont le volume approche le pico-litre. Le meilleur exemple est celui des têtes d'impression des imprimantes dont on peut suivre le progrès continuellement avec des résolutions d'impression qui sont de plus en plus élevées. Actuellement les meilleures imprimantes (type Canon i850) possèdent plusieurs cartouches d'encre avec sur leurs têtes d'impressions en moyenne 300 buses qui délivrent des micro-gouttes d'encre de 2 pico-litres. La résolution atteint 4200 par 1200 ppi, c'est à dire une densité moyenne de 7800 micro-gouttes de $15.6 \mu\text{m}$ de diamètre projetées par millimètre carré.



FIG. 5 – Cartouches d'imprimantes à jet d'encre avec leur buse d'impression

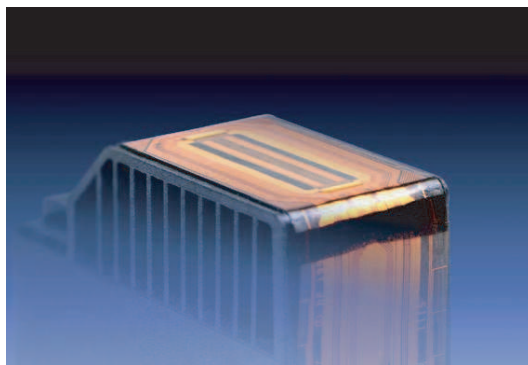


FIG. 6 – Tête d'impression de quelques centimètres carrés sur environ 1 mm d'épaisseur

Les écoulements de fluides en micro-quantités sont de plus en plus courants. Les microsystèmes sont déjà en train de révolutionner notre technologie alors que la connaissance et la maîtrise des phénomènes qui s'y déroulent font parfois défauts. Les transferts de chaleur au sein de ces systèmes sont également présents comme c'est le cas avec les buses des têtes d'impression à jet d'encre. Une méthode classique consiste à utiliser un piezo afin de comprimer une cavité et d'éjecter une micro-goutte d'encre ; cependant une nouvelle technologie beaucoup plus prometteuse consiste à former des micro-gouttes en chauffant

rapidement un support afin de provoquer l'expulsion de l'encre contenue dans la cavité. Les techniques nouvelles consistent également à provoquer un changement de phase violent afin d'expulser l'encre.

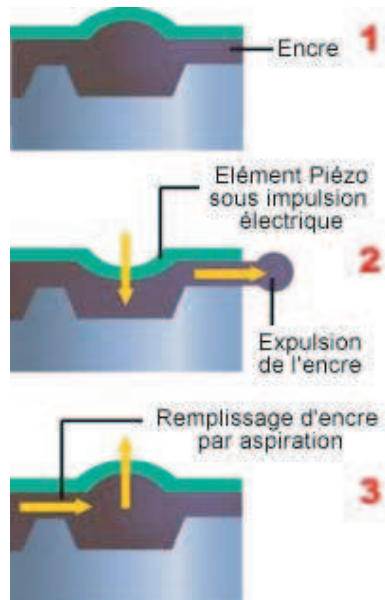


FIG. 7 – La technologie Piézo-électrique, exclusivement utilisée par Epson, repose sur un quartz piézo qui vibre sous l'effet d'une impulsion électrique [Cathelinais and Lheur, 2003].

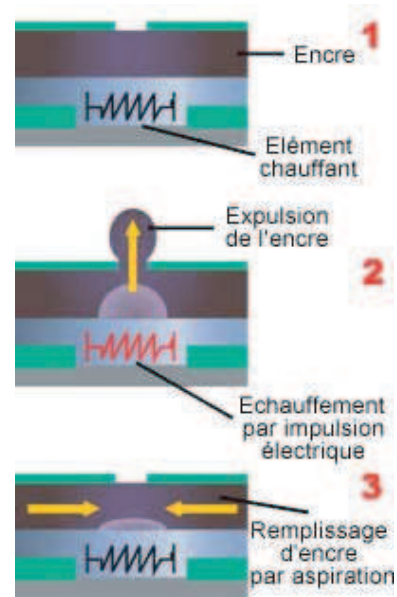


FIG. 8 – La technologie à bulle d'encre, utilisée par tous les constructeurs, sauf Epson, repose sur un principe d'échauffement de l'encre. La rapide production de chaleur vaporise une partie de l'encre [Cathelinais and Lheur, 2003].

Tout un domaine de la physique est à explorer aux dimensions micro et nanométriques sur les transferts de fluide avec ou sans échange de chaleur alors que l'échelle centimétrique commence à peine à être maîtrisée. La microfluidique pour ce qui nous concerne est la thématique de recherche qui étudie l'hydrodynamique aux échelles sub-millimétriques. La mécanique des fluides classique reste toujours valable à ces petites échelles; de plus les équations de la mécanique des fluides ne sont pas remises en cause à ces échelles mais simplement complétées soit par des forces qui ne sont plus négligeables à ces dimensions ou bien par des termes (second ordre) qui étaient généralement négligés.

Les transferts de fluide couplés avec des transferts thermiques se révèlent à ces échelles être un sujet délicat qui fait l'objet d'études de plus en plus nombreuses. Les transferts technologiques sont conséquents et ont déjà commencé; il s'agit maintenant de comprendre les comportements souvent observés expérimentalement, d'améliorer les rendements, d'effectuer les études nécessaires afin que les systèmes micrométriques deviennent aussi courants que ceux de tailles supérieures.

La recherche dans les domaines plus fondamentaux de la miniaturisation foisonnent et l'on a vu apparaître ces deux dernières années les premiers congrès sur la microfluidique, les minicanaux et microcanaux. En Décembre 2002, s'est tenu le 1^{er} Congrès de Microfluidique à Toulouse sous l'égide de la SHF (Société Hydrotechnique de France), il a réuni 110 participants autour de sujets divers comme la physique des micro-écoulements, la théorie et la simulation des micro-écoulements ou bien encore les micro-systèmes utilisant des fluides et a fait l'objet de 38 papiers publiés dans les actes du congrès. En avril 2003, le 1^{er}



FIG. 9 – Micro-chauffe fluide avec ses micro-cartouches chauffantes IMVT[®]



FIG. 10 – Micro-pompe liquide IMVT[®]

Congrès International sur les Minicanaux et Microcanaux s'est tenu à Rochester, NY, USA sous l'égide de l'ASME (American Society of Mechanical Engineering). Ce congrès a réuni 187 participants provenant de 18 pays et a fait l'objet de 121 papiers publiés dans les actes du congrès.

La littérature qui touche de près ou de loin aux MEMS (Micro Electro Mechanical Systems) commence à s'étoffer et l'on peut tirer les premières conclusions des études. Les problèmes métrologiques sont la principale source de difficultés rencontrées lors de la réalisation de mesures ; de plus les conditions d'expérimentations nécessitent de faire appel à des laboratoires ou organismes ayant accès au savoir et à la technologie nécessaire afin de réaliser proprement les microcanaux et microtubes étudiés. Bien souvent, les microcanaux doivent être réalisés par attaque chimique ou attaque au laser et le scellement de la géométrie avec un autre matériau se fait alors par soudure anodique entre du verre dopé au sodium et du silicium (Anodic Bonding). Ces technologies font l'objet d'un savoir-faire dont disposent quelques laboratoires en France (ex : LAAS de Toulouse).

L'étude qui est ici développée traite de deux aspects de la "microfluidique" : l'hydrodynamique d'écoulements liquides en microtubes et le changement de phase liquide-vapeur en minicanaux de sections droites rectangulaires. Ces deux aspects fondamentaux trouvent leurs applications directement dans l'industrie de la micro-électronique qui utilise des micro-systèmes et cherche à les améliorer ainsi qu'à comprendre les écoulements qui s'y développent. Aux échelles micrométriques la rugosité peut avoir des effets importants quand le diamètre hydraulique est inférieur à $100 \mu\text{m}$. Les phénomènes de nucléation sont également altérés par la présence proche des parois qui modifient l'écoulement en imposant l'évolution de bulles de vapeur au sein des micro-conduites. La nucléation classique en macroconduites n'est en rien affectée par la présence proche des parois.

Dans la première partie du mémoire, nous traitons l'étude d'écoulements liquides dans des microtubes de diamètres variant de 52 à $540 \mu\text{m}$. Dans un premier temps, l'étude bibliographique met en évidence que l'origine des écarts sur les résultats de la littérature peut trouver son explication avec les interactions électrostatiques fluide-paroi. En effet, il apparaît que ces études ont toutes utilisé des fluides ioniques et des matériaux isolants électriques tandis que les études qui obtiennent des résultats en accord avec

la théorie pour les macroconduites ont été effectuées avec des fluides non-ioniques et/ou des matériaux conducteurs électriques. Nous développons notre dispositif expérimental afin d'étudier les écoulements liquides au sein de microtubes et avec pour objectif la connaissance précise du nombre de Poiseuille qui caractérise le frottement d'un fluide au sein d'une conduite.

Dans un second temps, nous développons un modèle basé sur la théorie de la Double Couche Électrique (DCE) dont les premiers fondements sont apportés en 1879 avec Helmholtz puis les phénomènes électrostatiques qui interviennent entre fluide et solide sont décrits plus finement dès 1910 avec Gouy-Chapman. L'application de cette théorie en géométrie circulaire avec des potentiels de surfaces forts (> 25 mV) a été étudié par [Levine et al., 1975] qui ont traduit l'effet de la double couche électrique sur l'écoulement comme un phénomène électrovisqueux et en ont déduit des courbes de tendances qui permet de calculer le débit théorique d'un écoulement pour un gradient de pression appliqué en tenant compte de la DCE. Aucune validation quantitative du coefficient de frottement n'a cependant été effectuée en géométrie circulaire avec des matériaux isolants électriques et des fluides ioniques en géométrie circulaire. La détermination du nombre de Poiseuille n'a jamais été réalisée à cause des complications mathématiques associées. De plus aucune comparaison modèle-expérience sur le coefficient de frottement ou le nombre de Poiseuille n'est présente dans la littérature. Nous nous proposons donc dans le cas général de résoudre le problème complet avec les forts potentiels de surface et de rechercher le nombre de Poiseuille avec la prise en compte de la DCE.

Dans la seconde partie du mémoire, nous abordons l'ébullition en minicanaux verticaux de sections droites rectangulaires. La problématique de l'ébullition confinée est apparue au laboratoire avec les expériences d'ébullition en milieu poreux (empilement de billes ou de fibres) et les thèses de doctorat de [Cioulachtjian, 1989, Topin, 1995] et d'état de [Rahli, 1997]. Lors d'expériences d'ébullition au sein de ces milieux hétérogènes, des phénomènes instationnaires altèrent les écoulements et les transferts thermiques. C'est donc naturellement, qu'est venu l'idée de réduire l'échelle caractéristique de la conduite où se produit l'ébullition afin de caractériser plus finement l'influence du confinement pariétal sur l'ébullition.

La seconde partie du mémoire débute tout d'abord par une revue bibliographique des travaux des études effectuées dans la littérature sur l'ébullition en macroconduites ce qui nous permet de mettre en avant les différents axes privilégiés par les auteurs. Nous nous focalisons par la suite sur les études spécifiques à l'ébullition en mini & microconduites. Les études sont toutes très récentes en rapport avec les récents progrès technologiques ; de plus les auteurs se focalisent plus sur la quantification des transferts thermiques et des caractéristiques d'écoulements que sur les grandeurs locales telles que la pression et les mécanismes locaux à l'origine du déclenchement d'instationnarités hydrodynamiques. Le dispositif expérimental mis au point permet donc à la fois d'instrumenter la boucle et le minicanal afin d'accéder aux grandeurs locales de l'écoulement et aussi de visualiser l'écoulement diphasique à l'aide d'une caméra rapide. Les phénomènes d'instationnarités sont alors étudiés localement, à la fois leur déclenchement mais aussi leurs caractéristiques et conséquences sur l'écoulement et les transferts thermiques.

Première partie

Hydrodynamique des écoulements
liquides en microtubes

Nomenclature de la partie I

Lettres romaines

C	Concentration en sel de la solution (mol.L^{-1})
Cf	Coefficient de frottement (-)
D	Diamètre des microtubes (m)
E_Z	Potential électrique (V.m^{-1})
E_S	Champ électrique (V)
F	Force (N)
I_S	Courant de champ (A)
I_C	Courant de conduction (A)
K_H	Constante de Kohlrausch ($\Omega^{-1}.\text{m}^{7/2}.\text{mol}^{-3/2}$)
K_i	Constante d'intégration (-)
L	Longueur des microtubes (m)
\bar{L}	Libre parcours moyen (m)
L_C	Longueur caractéristique (m)
L_{fd}	Longueur d'établissement hydrodynamique (m)
M	Masse molaire (kg.mol^{-1})
m	Mobilité des ions ($\text{m}^2.\text{s}^{-1}.\text{V}^{-1}$) ou Masse (kg)
n_0	Nombre volumique d'ions (m^{-3})
n^i	Nombre volumique d'anions (n^-) ou de cations (n^+) (m^{-3})
Q_M	Débit-masse par unité de section de minicanal ($\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$)
q	Charge (C)
R	Rayon des microtubes (m)
r	Distance (m)
T	Température (K)
U	Vitesse (m.s^{-1})
z	Valence des ions (-)

Lettres grecques

α	Nombre de Poiseuille expérimental encore dénoté 'Po' (-)
β	Position dans le microtube telle que $y(\beta) = 1$ (-)
δ	Paramètre de Debye-Huckel (m^{-1})
ϵ_r	Permittivité relative du fluide (-)
κ	Distance électrocinétique adimensionnelle (-)

Nomenclature de la partie I

κ_E	Conductivité électrique ($\Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$)
λ	Facteur de frottement (-)
λ_0	Conductivité électrique ($\text{S} \cdot \text{m}^{-1}$)
Λ	Conductivité molaire ($\Omega^{-1} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{mol}^{-1}$)
μ	Viscosité dynamique du fluide (Pa.s)
μ_C^i	Potentiel chimique de l'espèce i (J)
ν	Viscosité cinématique ($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$)
ρ	Masse volumique ($\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$) ou Charge électrique volumique ($\text{C} \cdot \text{m}^{-3}$)
σ	Charge électrostatique de surface ($\text{C} \cdot \text{m}^{-2}$)
Σ_i	Intégrale numérique (-)
τ_W	Taux de contrainte pariétal (Pa)
ψ	Potentiel électrostatique (V)
ζ	Potentiel Zeta [$\zeta \sim \psi_0$] (V)

Constantes physiques

e	Charge d'un proton : 1.6021×10^{-19} C
k_B	Constante de Boltzmann : 1.3805×10^{-23} J.K ⁻¹
ϵ_0	Constante diélectrique du vide : 8.854×10^{-12} C.V ⁻¹ .m ⁻¹
N_a	Constante d'Avogadro : 6.0221×10^{23} molécules.mole ⁻¹

Nombres sans dimension

Kn	Nombre de Knudsen [$\frac{\bar{L}}{L_C}$] (Eq. 1.1 / p. 20)
Po	Nombre de Poiseuille [$\lambda \text{ Re}$] (Eq. 1.2 / p. 25)
Re	Nombre de Reynolds [$\frac{\rho U D}{\mu}$] (Eq. 2.2 / p. 48)

Indices & exposants

0	Initial, à vide, référence
C	Capillaire ou microtube
D	Débitant
ver	Vérin
W	Surface

Abréviations et sigles

AFM	Microscope à Forces Atomiques
circ.	Circulaire
DCE	Double Couche Electrique
HI	High potentiel (Fort potentiel)
id.	Identique
liq.	Liquide
LO	Low potentiel (Faible potentiel)
max.	Maximum

MEB	Microscope Electronique à Balayage
NF	Non fourni
rect.	Rectangulaire
sol.	Solution
tend.	Tendance (sur le facteur de frottement)
trap.	Trapezoidale
+	Augmentation
-	Diminution
=	Egalité
$\hat{=}$	Définition
\equiv	Equivalent

Introduction

Les micro-systèmes utilisent des fluides à transférer comme c'est le cas pour les buses des têtes d'impression, les lab-on-chip ... Ces fluides peuvent être des encres donc des liquides chargés de particules où comme c'est le cas pour les liquides organiques des solutions comprenant des particules, des ions ou des molécules. Ces fluides peuvent donc présenter des difficultés quant à leur caractérisation. Il se peut également que des interactions entre ces fluides et les matériaux utilisés provoquent des erreurs voir la dégradation des analyses. L'utilisation de gaz dans les micro-systèmes est également courante, cependant dans ce cas précis la problématique est totalement inverse car le confinement pariétal implique une réduction du frottement au travers de la vitesse de glissement à la paroi. Les études sur les micro-écoulements gazeux s'attachent donc à caractériser les débits et pertes de pression de ces écoulements raréfiés où les lois classiques des milieux continus (Navier-Stokes) atteignent leurs limites de validité.

Nous nous intéressons dans cette première partie au transfert de fluide dans les micro-systèmes et donc plus simplement au sein d'une microconduite ainsi qu'à la disparité des résultats obtenus dans la littérature. En effet, il sera abordé dans l'étude bibliographique de cette partie que les résultats expérimentaux sur les écoulements liquides en microconduites peuvent présenter des écarts et pour d'autres aucun écart par rapport aux lois de référence sur le coefficient de frottement. Une fois écartées les incertitudes de mesure, il semble donc bien qu'un phénomène physique soit à l'origine de cette disparité. Nous avons supposé que les effets électriques peuvent être à l'origine des écarts observés.

Afin d'étayer notre théorie sur la disparité des résultats de la littérature et pour mieux caractériser les écoulements de fluide en microtubes ; nous mettons en place un dispositif expérimental pour accéder au nombre de Poiseuille (produit du facteur de frottement par le nombre de Reynolds) avec une grande précision sur le résultat obtenu. La méthode permet de tester plusieurs types de microtubes sans considération de matériau, ni de longueur et de diamètre. Les expériences ont été effectuées pour plusieurs diamètres de microtubes en silice fondue, types de fluide et traitement chimique de surface. Les résultats expérimentaux mettent en évidence des écarts comme l'étude bibliographique l'avait annoncé. Ces écarts sont expliqués par un modèle basé sur la théorie de la Double Couche Electrique (DCE). Le modèle est développé en se basant sur la présence de forces de volumes dues aux interactions électrostatiques entre la surface chargée électrostatiquement et les ions du fluide. Le modèle utilise des propriétés du fluide constantes dans le microtube et met en évidence un bon accord qualitatif avec les résultats expérimentaux.

"La mathématique est une science dangereuse : elle dévoile les supercheries et les erreurs de calcul."

Galilée (1564-1642)

Revue bibliographique sur l'hydrodynamique des écoulements en microtubes

Sommaire

1.1	Écoulements liquides et gazeux en mini & microconduites	19
1.1.1	Écoulements gazeux	20
1.1.2	Écoulements liquides	22
1.2	Géométrie et état de surface des mini & microconduites	23
1.2.1	Sections d'étude	23
1.2.2	États de surface, matériaux et fluides étudiés	24
1.2.3	Précision sur les dimensions des microconduites & conséquences	25
1.3	Études théoriques	26
1.4	Dispersion des résultats de la littérature sur le nombre de Poiseuille	28
1.4.1	Analyse globale de la littérature	29
1.4.2	Analyse détaillée des études	30
1.4.3	Conclusion de l'analyse	38
1.5	Synthèse bibliographique	38

Introduction

La microfluidique est une branche récente de la mécanique des fluides. Elle a pris son envol avec les premiers soucis de miniaturisation, et est actuellement largement étudiée à la fois pour des écoulements stationnaires et instationnaires, liquides et gazeux. Ce chapitre porte sur une revue des travaux traitant de l'étude des écoulements en microconduites encore appelés par la suite micro-écoulements. L'étude bibliographique est divisée en quatre parties ceci pour mieux cerner l'ensemble des thèmes de recherche actuellement abordés en microfluidique. Nous concluons en analysant certains résultats expérimentaux :

- physique des mini & micro-écoulements gazeux et liquides,
- influence de la géométrie et de l'état de surface,
- études théoriques sur les écoulements liquides en microconduites,
- influence de la nature du couple fluide-paroi.

Cette revue nous permettra de mettre en évidence l'état des connaissances dans ce domaine, les différentes techniques de mesure et d'interpréter les résultats expérimentaux.

1.1 Écoulements liquides et gazeux en mini & microconduites

Les études sur les écoulements en mini & microconduites disponibles dans la littérature peuvent se diviser en deux catégories : celles qui traitent des écoulements de gaz et celles sur les écoulements de liquides (Fig. 1.1).

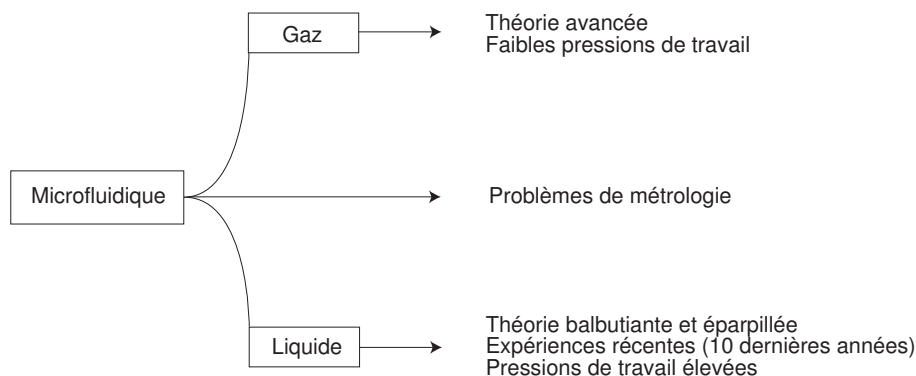


FIG. 1.1 – Les deux principales branches de la microfluidique et leurs problèmes communs

Dans le cas d'un écoulement en conduite classique, la perte de pression est physiquement acceptable alors que pour une microconduite il n'en est plus de même. En se basant sur un microtube de $25 \mu\text{m}$ de diamètre interne et de 1 cm de long, si l'on fait l'hypothèse que le coefficient de frottement est le même qu'en géométrie classique c'est à dire 64, alors pour avoir une vitesse débitante de 1 m.s^{-1} , il faut appliquer pour un écoulement d'air une différence de pression de 9420 Pa ce qui est aisément réalisable ; pour le même écoulement d'eau, il faut appliquer 46 fois plus soit 4.3 bar !

Une solution pour les écoulements liquides est de réduire la vitesse débitante afin de passer en micro-écoulement avec des vitesses de l'ordre du millimètre par seconde. Des problèmes surviennent pour des

débits-masse liquides très faibles (de l'ordre du microgramme par seconde); l'évaporation n'est plus négligeable et les éventuelles micro-fuites sont indésirables. Pour des conditions normales de température et de pression (25 °C, 1 atm, 50 % d'humidité), l'évaporation devient non négligeable, voire prépondérante, pour des écoulements en atmosphère libre. La mise en place de chambres de manipulations est donc de rigueur.

1.1.1 Écoulements gazeux

Dans le cas d'un écoulement gazeux, le confinement entraîne directement la raréfaction car le libre parcours moyen pour un gaz est bien plus grand que pour un liquide; il est de quelque μm pour les gaz et de quelques nm pour les liquides. Les interactions entre molécules au sein d'un écoulement gazeux en microconduite deviennent de moins en moins prépondérantes face aux collisions entre les molécules et la surface de la microconduite.

Les écoulements gazeux en microconduites s'apparentent donc à des écoulements raréfiés, la distinction entre un écoulement gazeux classique et un écoulement raréfié a été introduite par Knudsen. Le rapport entre le libre parcours moyen et le diamètre caractéristique de la microconduite est communément appelé nombre de Knudsen (Kn) Eq. 1.1 où \bar{L} est le libre parcours moyen et L_C la longueur caractéristique de l'écoulement (souvent le diamètre hydraulique). On peut alors définir différentes plages pour les régimes d'écoulement en fonction du nombre de Knudsen comme l'a fait [GadelHak, 1999] avec la figure 1.2. Le nombre de Knudsen traduit alors la raréfaction de l'écoulement à la paroi.

$$Kn \doteq \frac{\bar{L}}{L_C} \quad (1.1)$$

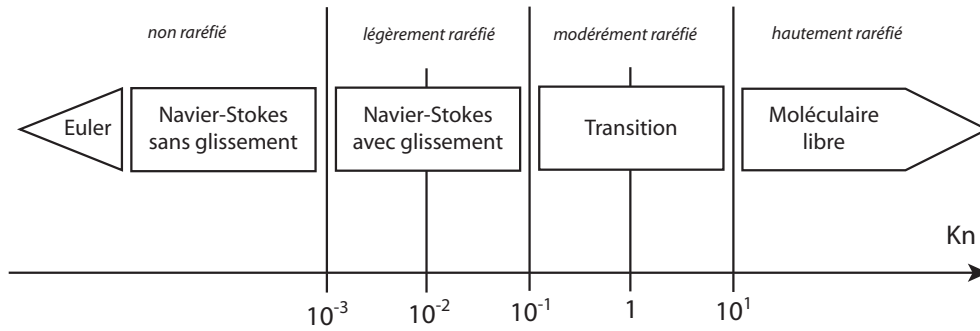


FIG. 1.2 – Différents régimes de Knudsen détaillés par [GadelHak, 1999] pour un écoulement gazeux

Quelques études sont ici détaillées dans le tableau 1.1 et les principaux résultats sont analysés ci-après.

[Choi et al., 1991] ont mis en évidence des coefficients de frottement plus faibles que ceux donnés par la loi de Poiseuille avec des écoulements gazeux d'azote aussi bien pour le régime laminaire que turbulent. Leur transition a été obtenue pour des nombres de Reynolds de 2500. En régime laminaire, les nombres de Poiseuille obtenus sont largement inférieurs à ceux de la loi de Poiseuille mais avec des écarts différents en fonction du diamètre (Tab. 1.2).

En régime turbulent, l'ensemble des résultats est résumé pour une plage de Reynolds allant de 4000 à 18000 par une loi de frottement du type $0.140 Re^{-0.182}$, l'écart à la loi de Blasius varie ici entre 10 et 30

TAB. 1.1 – Quelques études expérimentales sur les écoulements gazeux en microconduites

Auteur, année	Matériau	Forme	Gaz	D_H (μm)	Domaine
[Choi et al., 1991]	Verre fondu	Circulaire	N_2	3.0 à 81.2	Laminaire et turbulent
[Pfahler et al., 1991]	Verre fondu	Rect. et trap.	N_2 & He_2	0.5 à 50	Laminaire
[Yu et al., 1995]	Acier	Circulaire	N_2	19.6 à 102.0	Laminaire et turbulent
[Tison, 1993]	Acier	Circulaire	N_2 , He_2 , Ar	1.1	Laminaire
[Peiyi and Little, 1983]	Verre et Silicium	Rectangulaire	N_2 , He_2 , Ar	45.6 à 75.3	Laminaire et turbulent

TAB. 1.2 – Nombres de Poiseuille obtenus par [Choi et al., 1991] pour des diamètres de microtubes variant de 3.0 à 81.2 μm

Diamètre (μm)	Plage de Reynolds	Po	Écart
3.0	20 à 80	50.2	21.6 %
6.9	100 à 1000	53.8	15.9 %
9.7	100 à 2000	53.9	15.8 %
53.0	100 à 2500	53.3	16.7 %
81.2	100 à 2500	53.3	16.7 %

%. Les résultats de cette étude sont à assortir d’une erreur globale sur le coefficient de frottement de $\pm 12.7\%$ pour un écart moyen observé de 17.3% en régime laminaire, l’erreur sur le diamètre étant donné par l’auteur de $\pm 3\%$; il y aurait bien là une tendance mais l’erreur sur le résultat final est encore trop grande pour tirer des conclusions.

[Pfahler et al., 1991] ont étudié les écoulements d’azote et d’hydrogène dans des microcanaux de sections rectangulaires et trapézoïdales. Pour des microcanaux de section rectangulaire de $1.01\ \mu\text{m}$ de diamètre hydraulique avec les deux gaz étudiés, un coefficient de frottement de 19% plus faible pour des Reynolds de 10^{-2} et de 4% plus faible pour des Reynolds de 5.10^{-1} par rapport à la loi de Poiseuille ont été obtenus. Pour les microcanaux trapézoïdaux de $9\ \mu\text{m}$, le coefficient de frottement est 17.5% plus faible pour des Reynolds allant de 4 à 100. On peut regretter que l’auteur ne fournisse pas d’incertitude sur les diamètres hydrauliques sachant qu’en microfluidique, c’est la principale source d’erreur pour les microcanaux dont les dimensions sont de quelques microns.

[Yu et al., 1995] ont étudiés les transferts d’azote en microtubes pour des diamètres allant de 19 à 102 μm avec une plage de nombre de Reynolds allant de 250 à 20 000. Ils ont mis en évidence des coefficients de frottements inférieurs à ceux prédit par la loi de Poiseuille avec des nombres de Poiseuille de 49.35 pour des diamètres de $19.6\ \mu\text{m}$ et 51.56 pour $52.1\ \mu\text{m}$ au lieu de 64. Quant à la transition laminaire-turbulent, ils ont mis en évidence un léger décalage pour de plus faibles nombres de Reynolds. Pour le régime turbulent, ils ont obtenu une loi de type $\text{Re}^{1/4}$ mais avec un coefficient de 0.302 au lieu de 0.316 pour des Reynolds de 6 000 à 20 000 avec un diamètre de microtube de $52.1\ \mu\text{m}$, ce qui donne une réduction de 4.4% .

Les auteurs expliquent ce coefficient de frottement anormalement faible par rapport à la théorie de Poiseuille, en ne négligeant plus la composante radiale dans les équations de quantité de mouvement et

d'énergie. Ils indiquent que ces termes deviennent importants près de la paroi du microtube, en introduisant une interaction due au tourbillonnement en régime turbulent près de la paroi "turbulent eddy interacting with the walls". En effet, pour le régime laminaire une telle explication n'est plus valable et ne permet donc pas d'expliquer les mêmes écarts observés.

TAB. 1.3 – Nombres de Poiseuille obtenus par [Yu et al., 1995] pour des diamètres hydrauliques de 19.6 & 52.1 μm

Diamètre (μm)	Plage de Reynolds	Régime	Po	Écart
19.6	224 à 2358	Laminaire	49.35	22.9 %
52.1	255 à 2061	Laminaire	51.56	19.4 %
52.1	6155-17320	Turbulent	0.309	4.4 %

[Tison, 1993] a étudié des écoulements à très bas débits (10^{-8} à 10^{-14} mol.s $^{-1}$) d'azote, d'hélium et d'Argon dans des microtubes métalliques. Il a principalement comparé les modèles existants de prédiction de débits gazeux raréfiés à ses mesures expérimentales. L'auteur utilise une loi qui tient compte de la vitesse de glissement à la paroi et donc de l'effet de la raréfaction. Ses résultats expérimentaux pour des libres parcours moyens inférieurs à 1 μm sont en très bon accord quel que soit le gaz utilisé alors que pour des libres parcours plus grands jusqu'à 100 μm , le modèle basé sur la vitesse de glissement fait apparaître un écart notable.

[Peiyi and Little, 1983] ont effectué leurs expériences pour deux types d'état de surface en utilisant des microcanaux gravés dans le verre et dans le silicium. Ils attribuent leurs écarts à l'influence de la rugosité asymétrique de paroi même en régime laminaire. Pour des microcanaux de diamètres hydrauliques allant de 45.6 à 75.3 avec des écoulements d'azote et d'hélium, un nombre de Poiseuille de 110 ± 8 pour des nombres de Reynolds inférieurs à 900 a été obtenu. La loi expérimentale obtenue en régime turbulent diffère également des corrélations classiques. L'analyse de l'état de surface met en évidence une rugosité de paroi de 20 μm ; ce qui est énorme pour des microcanaux d'une telle dimension. Une rugosité relative de 20 à 30 % ne peut donc pas permettre de tirer des conclusions sur les lois de frottement obtenues en régime turbulent. En régime laminaire, une forte incertitude persiste car l'influence de la rugosité de paroi n'a fait l'objet d'aucune étude pour des micro-écoulements.

1.1.2 Écoulements liquides

En ce qui concerne le coefficient de frottement pour des écoulements liquides, la littérature fait apparaître de nombreuses contradictions. Des études expérimentales annoncent des coefficients de frottement supérieurs à la théorie de Poiseuille; quand d'autres études affirment des coefficients moins importants; d'autres encore obtiennent les mêmes résultats qu'en canaux classiques. Globalement des études existent mais font apparaître une grande dispersion des résultats, ceci fera l'objet d'une analyse spécifique (§1.4). Nous détaillons ici quelques études dans ce domaine : l'étude de l'influence du fluide (concentration en ions, polarité, viscosité); l'influence des dimensions, du rapport d'aspect, de l'état de surface, de la charge électrostatique de surface...

[Mala and Li, 1999] ont obtenu des coefficients de frottement jusqu'à 15 % supérieurs avec des microtubes en verre fondu et en acier de 50 μm . [Peng et al., 1994] ont étudié les caractéristiques d'écoulements

d'eau en microcanaux rectangulaires dont les diamètres hydrauliques varient de 133 à 367 μm et pour des rapports d'aspects de 0.333 à 1. La conclusion de leur étude est que la transition laminaire turbulent apparaît pour des nombres de Reynolds bien inférieurs à 2000. De plus, ils avancent que le diamètre hydraulique et le rapport d'aspect ont un effet critique sur le comportement de l'écoulement liquide et plus précisément sur le coefficient de frottement qui est plus important que celui de l'écoulement de Poiseuille. [Xu et al., 2000] ont réalisé des expériences en microcanaux rectangulaires de diamètres hydrauliques de 30 à 344 μm . Ils ont trouvé des résultats en accord avec la loi de Poiseuille jusqu'à des diamètres de 30 μm . Cependant, l'incertitude sur leurs résultats est principalement due à la précision sur le diamètre hydraulique. [Ren et al., 2001] ont utilisés des fluides polaires de différentes concentrations et ont mis en évidence une forte influence de la concentration sur la perte de pression.

La plupart des auteurs qui ont traité des écoulements liquides ont étudié les écoulements d'eau en microcanaux rectangulaires. La principale explication avancée pour élucider ces coefficients de frottement supérieurs à ceux prédits théoriquement se trouverait dans les effets électrovisqueux. Par suite de l'interaction solide-liquide, des charges ioniques en solution se trouvent attirées près de la paroi solide et forment ainsi une couche appelée : double couche électrique (DCE). Cette interaction ions-paroi génère un profil de concentration positif et négatif qui tend à diminuer en s'éloignant de la paroi soit à plusieurs microns de la paroi. [Ren et al., 2001] ont montré que pour de l'eau distillée et des corps organiques purs liquides, l'épaisseur de la double couche électrique pouvait atteindre plusieurs micromètres. A ces échelles micro-métriques les forces surfaciques prennent de l'importance face aux forces volumiques alors que pour des canaux de plus grandes dimensions ($> 1 \text{ mm}$), l'effet électro-visqueux peut être négligé en toute sécurité.

Selon les études de [Rice and Whitehead, 1965, Mala et al., 1997, Ren et al., 2001], l'épaisseur de la DCE peut atteindre plusieurs micromètres pour de l'eau distillée et pour des liquides organiques. Toutes les méthodes de calcul du coefficient de frottement se basent sur des écoulements stationnaires en mesurant, pour différents débits-masse, la perte de pression pour différentes longueurs de microtubes. Puis la différence entre en deux longueurs est réalisée afin de s'affranchir des effets d'entrée et de sortie. Des études sont encore nécessaires aussi bien sur le plan théorique qu'expérimental afin d'acquérir une bien meilleure connaissance des écoulements liquides. La mise en place de protocoles opératoires rigoureux associés à des mesures fiables est fondamental pour obtenir des résultats précis sur le sujet et des analyses plus fines.

1.2 Géométrie et état de surface des mini & microconduites

1.2.1 Sections d'étude

A cause des difficultés liées à l'instrumentation locale, la majeure partie des études traite des écoulements en mini et microcanaux rectangulaires. L'utilisation d'une instrumentation classique : thermocouples et capteurs de pressions n'est pas possible localement pour des raisons d'encombrement. L'instrumentation altère les transferts de masse et ne permet donc pas d'effectuer des mesures fiables et reproductibles. Une instrumentation en dehors de la microconduites est donc toujours réalisée afin d'accéder aux grandeurs telle que la vitesse débitante et la perte de pression totale. Les sections utilisées dans la littérature expérimentale compulsée sont résumées dans le tableau 1.4. Il apparaît que la géométrie rectangulaire est la plus utilisée, car elle est beaucoup plus facile à réaliser aux dimensions voulues alors

que les microtubes sont eux souvent fabriqués à des dimensions standards.

La géométrie trapézoïdale est obtenue généralement par attaque chimique, il en résulte des plans d'attaque du réactif sur le substrat : le plus souvent du silicium. Les dispositifs de gravure chimique existants peuvent donc être adaptés pour la réalisation de microcanaux jusqu'à des dimensions atteignant la dizaine de microns. Les microtubes, sont le plus souvent réalisés par extrusion. Les matériaux sont le plus souvent métalliques (aluminium, acier ...) ou en silice fondue (SiO_2).

TAB. 1.4 – Principales sections droites des microconduites utilisées dans les études expérimentales

Forme de la section	Nombre d'études	Auteurs, années
Rectangulaire	9	[Meinhart et al., 1999], [Pfund et al., 2000], [Hanks and Ruo, 1966], [Xu et al., 2000], [Reinecke and Mewes, 1999], [Ren et al., 2001], [Peng et al., 1994], [Pfahler et al., 1990], [Kulinsky et al., 1999]
Circulaire	3	[Caen et al., 1996], [Mala and Li, 1999], [Kolpashchikov et al., 1983]
Trapézoïdale	1	[Qu et al., 2000b]

1.2.2 États de surface, matériaux et fluides étudiés

La rugosité de paroi influence l'écoulement d'un fluide dans une conduite pour des écoulements turbulents [Moody and Princeton, 1944]. Cependant, pour le régime laminaire en conduites circulaires macrométriques la loi d'écoulement est la loi de Poiseuille ($\lambda = 64/\text{Re}$) et il est acquis que le coefficient de frottement n'est pas modifié par la rugosité. Or, il se trouve que nombre de résultats expérimentaux remettent en cause cette interaction fluide-paroi en régime laminaire [Xu et al., 2000, Pfund et al., 2000, Mala and Li, 1999]. Des études spécifiques sur l'influence de l'état de surface sont donc réalisées. Si la surface utilisée s'y prête alors l'état de surface peut-être volontairement altéré par attaque chimique par exemple. Néanmoins, le plus souvent l'état de surface final dépend de la surface du matériau avant fabrication de la conduite, ainsi pour l'étirement de minitubes en verre fondu, l'état de surface initial détermine la rugosité finale.

Des méthodes le plus souvent destructrices, permettent de mesurer cette rugosité (AFM, MEB). Avec ces mêmes dispositifs, il est possible de vérifier les dimensions des sections d'étude. Il apparaît même dans certains cas que les sections ont des formes bien différentes de ce à quoi on s'attendait. C'est le cas par exemple, pour des sections qui étaient voulues carrés avec des coins arrondis : la section et le diamètre hydraulique se trouvent alors modifiés et le nombre de Reynolds déduit est alors erroné. La vérification, au MEB, des dimensions et des formes de ces microconduites utilisées est capitale en microfluidique car les erreurs de mesures sur ces paramètres fondamentaux sont souvent à l'origine de résultats divergents de la théorie en macroconduites.

Dans le tableau 1.5 sont regroupés pour plusieurs études, les caractéristiques des microconduites (matériaux, diamètres hydrauliques, géométries) et les fluides utilisés. Le fluide le plus utilisé est sans aucun doute l'eau pour ses nombreux avantages dont la distillation est aisément réalisable et peu coûteuse. De

plus, c'est le fluide le mieux connu d'un point de vue des propriétés physiques. Il présente cependant des comportements parfois exotiques et sa composition chimique réelle évolue très rapidement en fonction des conditions ambiantes (voir Annexe B).

Les fluides les plus utilisés après l'eau sont le n-propanol, l'éthanol ou des solutions salines pour des études spécifiques sur l'influence fluide-paroi. Un inconvénient dans l'étude de l'hydrodynamique en microtubes avec l'eau est l'écart des propriétés physiques telle que, entre autre, sa viscosité et sa tension de surface élevées par rapport à d'autres fluides (Annexe B.1).

TAB. 1.5 – Littérature expérimentale sur le coefficient de frottement d'écoulements liquides en microconduites

Auteur, année	Matériau	Forme	Fluide	D_H (μm)
[Kolpashchikov et al., 1983]	Quartz	Circ.	Eau	0.5 à 2
[Migun and Prokhorenko, 1987]	Verre, Quartz	Circ.	Eau, ethanol...	0.4 à 2
[Pfahler et al., 1990]	Silicium	Rect.	n-propanol	1.6 & 3.3
[Peng et al., 1994]	Acier	Rect.	Eau	133 à 367
[Kulinsky et al., 1999]	Silicium	Rect.	Eau, ethanol...	4 à 100
[Mala and Li, 1999]	Verre, Acier	Circ.	Eau	50 à 254
[Papautsky et al., 1999a]	Nickel	Rect.	Eau	1 -20
[Anduze, 2000]	Silicium, Quartz	Trap., circ.	n-propanol	13 à 258
[Pfund et al., 2000]	Polycarbonate®	Rect.	Eau	128 à 521
[Qu et al., 2000b]	Silicium	Trap.	Eau	51 à 169
[Xu et al., 2000]	Aluminium, Silicium	Rect.	Eau	30 à 344
[Ren et al., 2001]	Silicium	Rect.	Eau, sol. de KCl	28 à 80
[Gao et al., 2002]	Bronze	Rect.	Eau	200 à 1923
[Celata et al., 2002]	Acier inoxydable	Circ.	R114	130
[Steinke and Kandlikar, 2003]	Cuivre	Rect.	Eau	207

1.2.3 Précision sur les dimensions des microconduites & conséquences

La dispersion des résultats expérimentaux de la littérature a plusieurs origines dont les erreurs de métrologie. Le nombre de Poiseuille est le produit entre le facteur de frottement (λ) et le nombre de Reynolds (Re) (Eq. 1.2). Une analyse de cette définition met en évidence que pour un écoulement et une conduite circulaire, ce nombre dépend du diamètre à la puissance 4 et des autres paramètres physiques (Eq. 1.3).

$$Po \hat{=} \lambda Re \quad (1.2)$$

$$Po = \frac{\pi \Delta P D^4}{2 \nu L Q_M} \quad (1.3)$$

La précision sur le nombre de Poiseuille va donc dépendre fortement de l'erreur sur le diamètre hydraulique et à un degré moindre de la longueur de la microconduite. Le maintien d'une température d'expérimentation constante est également indispensable afin d'avoir des propriétés physiques qui ne varient pas : ceci est impératif pour la viscosité de l'eau qui diminue énormément entre 20 et 25 °C de 11.1 %.

La valeur la plus difficile d'accès est le débit-masse qui pour des écoulements en microconduite varie entre 10^{-7} et $10^{-13} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$. Des systèmes de mesure sont mis en place afin de répondre au besoin de précision sur les micro-débits liquides et gazeux. En figure 1.3 est représentée sur un axe logarithmique la plage des débits mesurés et annoncés par des auteurs. Les débits les plus faibles atteints sont de l'ordre $3 \cdot 10^{-13} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ [Richter et al., 1997]. [Colin, 2001] annoncent des débits de 10^{-7} à $10^{-12} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ avec une précision sur le débit inférieure à 1 % grâce à un système de double mesure par déplacement de bulle en pipette calibrée. A de si faibles débits, la maîtrise du dispositif expérimental est primordiale pour éviter toute fuite.

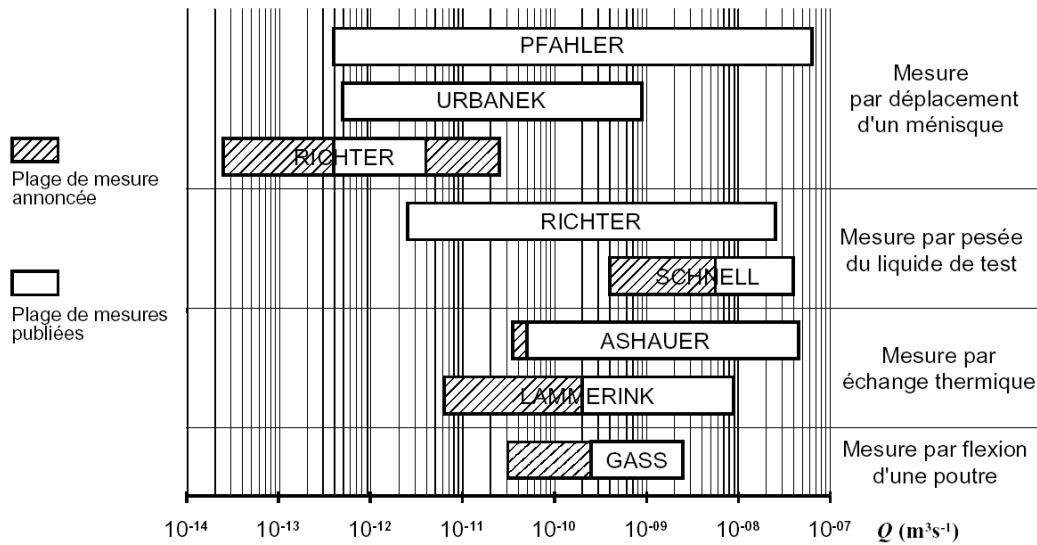


FIG. 1.3 – Plage d'utilisation de plusieurs débitmètres [Colin, 2001]

L'erreur totale sur le nombre de Poiseuille est donc fonction du diamètre hydraulique de la conduite et de la température d'expérimentation. Dans le tableau 1.6 sont regroupés les résultats obtenus par différents auteurs en termes d'écart par rapport à la théorie classique pour leur géométrie et de précision des mesures.

Au fil des années, les méthodes et matériels de mesures étant de plus en plus performants, les mesures sont devenues plus fiables ; mais c'est surtout la prise de précautions expérimentales dans un souci de précision qui est à l'origine de la forte diminution des incertitudes expérimentales en microfluidique. Cette réduction des erreurs est nécessaire avant toute tentative d'interprétation des résultats. Au vu de la littérature, il est nécessaire de vérifier la pertinence et la précision des expériences réalisées ; ce n'est qu'avec des écarts expérimentaux assortis d'une faible incertitude que l'on pourra tirer des conclusions justes.

1.3 Études théoriques

Les études que l'on peut trouver dans la littérature sont dédiées à la résolution des équations de la mécanique des fluides classique avec des termes qui tentent de prendre en compte des forces de surface jusqu'à présent négligées. C'est le cas par exemple pour toutes les études qui traitent des forces électrostatiques. En microfluidique, la recherche de forces qui ne sont plus négligeables ouvre des axes au

TAB. 1.6 – Incertitudes et écarts des résultats de la littérature sur le coefficient de frottement d'écoulements liquides en microtubes

Auteur, année	D_H (μm)	Tend.	Incertitude (\pm)
[Pfahler et al., 1990]	1.6, 3.3	id. et +	16 %
[Peng et al., 1994]	133 - 367	+ et -	10 %
[Mala and Li, 1999]	50 - 254	+	9.2 %
[Kulinsky et al., 1999]	4 - 100	+	NF
[Anduze, 2000]	13 à 258	id.	5.3 %
[Pfund et al., 2000]	128 - 521	+	8.8 %
[Qu et al., 2000b]	51 - 169	+	7.6 %
[Xu et al., 2000]	30 - 344	id.	12 %
[Ren et al., 2001]	28 - 80	+	NF
[Gao et al., 2002]	200 à 1923	id.	N.F.
[Celata et al., 2002]	130	id.	7 %
[Steinke and Kandlikar, 2003]	207	id.	7.2 %

sein desquels les méthodes numériques peuvent trouver leur place face à la complexité des équations qui gouvernent les écoulements à ces échelles.

[Rice and Whitehead, 1965] ont été les premiers dans la littérature à étudier l'interaction entre un fluide chargé ioniquement et la paroi d'un capillaire. Leur conclusion assez sommaire est qu'il est possible théoriquement d'observer un accroissement de la viscosité apparente d'un écoulement liquide au sein d'un capillaire. Ils proposent une loi de prédiction de la viscosité apparente assez simple. Il n'est alors possible d'observer des modifications de la viscosité apparente que pour des diamètres de capillaires inférieurs à 1 μm . Les auteurs concluent que tout ceci est établi pour des potentiels électrostatiques faibles et appliqués numériquement pour des potentiels forts. Il serait alors judicieux de résoudre numériquement l'équation pour de forts potentiels et de comparer ensuite à une solution analytique approchée.

[Eringen, 1966] a étudié l'influence d'effets micro-polaires sur l'écoulement en intégrant dans les équations de Navier-Stokes des micro-gradations du fluide et donc de très faibles taux de déformations pour rester dans le domaine d'approximation linéaire. Il obtient ainsi des équations différentielles partielles d'un système linéaire qu'il tente de résoudre. L'auteur conclut que les effets micro-polaires sur l'écoulement peuvent théoriquement apparaître.

[Mala et al., 1997] ont tenté d'intégrer la théorie de double couche électrique (DCE) dans les équations de Navier-Stokes afin de prendre en compte le couplage électrostatique entre les ions du fluide et la paroi. Leur étude principalement théorique est basée sur un écoulement plan d'une solution ionique, la distance entre les deux plaques étant le paramètre de confinement. Ils résolvent l'équation de Navier-Stokes en régime stationnaire pour des fluides incompressibles avec une force volumique supplémentaire due aux ions. Ils concluent que la DCE peut altérer le coefficient de frottement pour des microcanaux de quelques dizaines de microns.

[Tardu, 2002] étudie l'effet de la double couche électrique (DCE) sur la transition dans un écoulement liquide en microcanal en analysant la stabilité hydrodynamique de l'écoulement. La conclusion de l'étude

est que le nombre de Reynolds critique de l'écoulement peut-être sensiblement affecté par la DCE et ce pour des microcanaux plans de faibles hauteurs.

[Yang and Kwok, 2003] intègrent un glissement à la paroi avec des écoulements liquides en se basant sur les études de [Watanabe et al., 1999, Schweiss et al., 2001] qui mettent en évidence un glissement à la paroi pour des surfaces spécifiques. Ces effets de glissement ne sont observés que pour des diamètres hydrauliques de l'ordre du micron. Ils expliquent ainsi que dans certaines études comme celle de [Pfahler et al., 1990] où les auteurs obtiennent des coefficients de frottement inférieurs à la loi de référence, le glissement à la paroi domine les effets de la DCE et donc globalement le coefficient de frottement est réduit.

TAB. 1.7 – Littérature théorique sur le facteur de frottement d'écoulements liquides en microtubes

Auteur, année	Sujet
[Rice and Whitehead, 1965]	Effets électrocinétiques d'écoulement au sein de microtubes
[Eringen, 1966]	Théorie des fluides micro-polaires
[Mala et al., 1997]	Influence de la DCE sur le coefficient de frottement
[Ma and Peterson, 1997]	CF d'écoulements laminaire en microcanaux à sections carrées et triangulaires
[Vandevan, 2001]	Phénomènes électro-visqueux
[Yang et al., 2001]	Introduction des équations de Poisson-Boltzman et Laplace dans Navier-Stokes
[Tardu, 2002]	Introduction de la DCE dans les équations de Navier-Stokes
[Yang and Kwok, 2003]	Introduction du glissement à la paroi avec la théorie de la DCE

1.4 Dispersion des résultats de la littérature sur le nombre de Poiseuille

L'intégralité de l'analyse des résultats de la littérature qui va suivre concerne uniquement le régime laminaire. La dispersion des résultats obtenus dans la littérature expérimentale peut être illustrée avec la figure 1.4 de [Papautsky et al., 1999b] qui regroupe les coefficients de frottement expérimentaux adimensionnalisés par leur valeur théorique pour 8 études différentes. Des sections circulaires, rectangulaires et trapézoïdales sont ainsi regroupées.

La dispersion des résultats est d'autant plus grande que les nombres de Reynolds sont élevés (1 à 1000) ; pour les faibles nombres de Reynolds (0.005 à 1), l'ensemble des résultats regroupés présente des facteurs de frottement adimensionnés inférieurs à 1 jusqu'à - 25 % pour les résultats de l'étude de [Pfahler et al., 1991].

Il ressort de cette étude que les écarts sont obtenus pour des géométries et des fluides tous différents. Il apparaît en analysant la littérature que l'on peut regrouper d'un côté les études qui utilisent des micro-conduites métalliques et des fluides non-ioniques et de l'autre les études effectuées avec microconduites peu ou pas conducteur électrique avec des fluides ioniques. Les trois types de surface solide rencontrés sont détaillés dans le tableau 1.8 avec leur conductivité électrique : les surfaces métalliques à forte conductivité électrique, les surfaces à très mauvaise conductivité électrique tels que les verres et plastique et

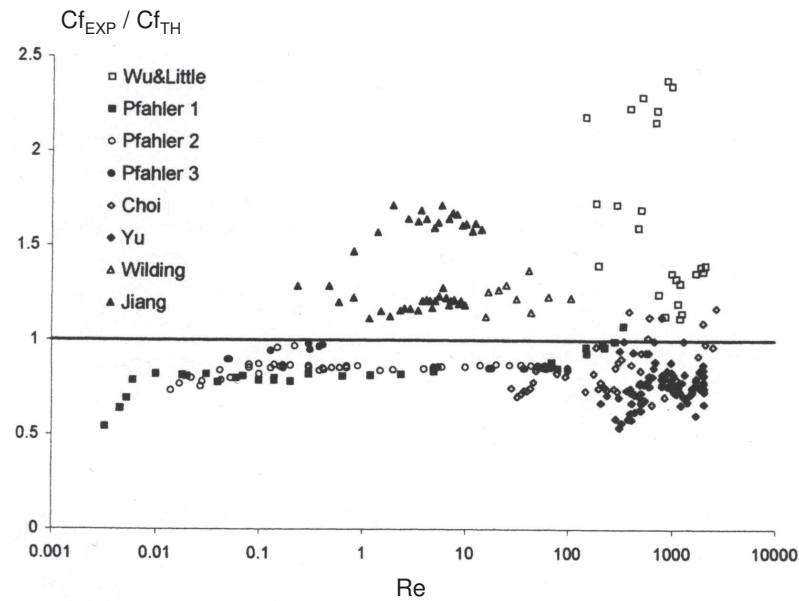


FIG. 1.4 – Coefficient de frottement en fonction du nombre de Reynolds : dispersion des résultats expérimentaux pour les écoulements liquides [Papautsky et al., 1999b]

les semi-conducteurs tel que le silicium. Les fluides rencontrés sont soit des solutions donc des fluides ioniques par nature soit des fluides purs comme l’octane, le n-propanol...

Les études expérimentales de la littérature sont regroupées dans la section suivante et classées entre celles qui mettent en évidence des écarts par rapport à la théorie et les études qui sont en accord avec la théorie en macroconduites.

TAB. 1.8 – Conductivité électrique de matériaux utilisés pour réaliser des microcanaux et des microtubes

Matériau	$\kappa_E (\Omega^{-1}.m^{-1})$
Cuivre	5.88×10^7
Aluminium	3.55×10^7
Nickel	1.45×10^7
Fer	1×10^7
Silicium	1.56×10^{-3}
Verre	de 10^{-10} à 10^{-14}
Quartz	1.33×10^{-18}

1.4.1 Analyse globale de la littérature

L’ensemble des données de la littérature est résumé dans les tableaux 1.9 & 1.10 pour des microcanaux et microtubes de diamètres hydrauliques allant de 10 à 500 μm . Les études basées sur des microtubes de diamètres inférieurs à 5 μm présentent trop d’incertitudes sur le résultat final pour en tirer un comportement original.

L'ensemble des résultats du tableau 1.9 met en évidence des écarts par rapport à la loi de référence. Les écarts montrent toujours des augmentations du coefficient de frottement. Les études de la littérature pour lesquelles les coefficients de frottement sont inférieurs à la loi de référence ont été effectuées pour des diamètres hydrauliques de l'ordre du micron comme pour [Pfahler et al., 1990]. Ces études peuvent alors faire également intervenir le glissement à la paroi, un phénomène déjà observé expérimentalement [Watanabe et al., 1999]. Le tableau 1.10 regroupe les études qui obtiennent des résultats en accord avec la loi de référence pour la géométrie d'étude. Dans le tableau 1.11 sont regroupés les études expérimentales dont les résultats sont assortis d'une incertitude importante; ou dont les auteurs ont apparemment négligé de prendre en compte une incertitude, le plus souvent celle sur le diamètre hydraulique de la microconduite.

TAB. 1.9 – Liste des études expérimentales de la littérature qui mettent en évidence des écarts sur le coefficient de frottement par rapport à la loi de référence

Auteur, année	Matériau	Forme	Fluide	D_H min & max (μm)	Incertitude (\pm)	Écart
[Kulinsky et al., 1999]	Silicium	Rect.	Eau	90 à 100	N.F.	+ 6 %
[Mala and Li, 1999]	Silice	Circ.	Eau	50 à 205	9.2 %	+ 22 %
[Pfund et al., 2000]	Polycarbonate	Rect.	Eau	128 à 521	8.8 %	+ 16 %
[Qu et al., 2000b]	Silicium	Trap.	Eau	51 à 169	7.6 %	+ 20 %
[Xu et al., 2000]	Silicium	Rect.	Eau	30 à 79	12 %	+ 25 %
[Ren et al., 2001]	Silicium	Rect.	Eau, sol. de KCl	28 à 81	N.F.	+ 10 %

TAB. 1.10 – Liste des études expérimentales de la littérature qui obtiennent des résultats sur le coefficient de frottement en accord avec la loi de référence

Auteur, année	Matériau	Forme	Fluide	D_H min & max (μm)	Incertitude (\pm)
[Kulinsky et al., 1999]	Silicium	Rect.	Octane	90 à 100	N.F.
[Mala and Li, 1999]	Acier inoxydable	Circ.	Eau	63.5 à 254	9.2 %
[Xu et al., 2000]	Aluminium	Rect.	Eau	46 à 344	12 %
[Anduze, 2000]	Silicium, Silice	Trap., Circ.	n-propanol	13 à 258	5.3 %
[Celata et al., 2002]	Acier inoxydable	Circ.	R-114	130	7 %
[Gao et al., 2002]	Bronze	Rect.	Eau	200 à 1923	N.F.
[Steinke and Kandlikar, 2003]	Cuivre	Rect.	Eau	207	7.2 %

1.4.2 Analyse détaillée des études

Etude de [Peng et al., 1994]

[Peng et al., 1994] ont réalisé leur étude avec des microtubes en acier inoxydable pour des diamètres hydrauliques allant de 133 à 367 μm . Cependant les longueurs de toutes les sections d'essais valent 50 mm et pour toute l'étude aucune estimation des pertes de pression singulières n'est effectuée. De plus, les résultats obtenus pour des nombres de Reynolds de 100 à 3000 comme par exemple sur la figure

TAB. 1.11 – Liste des études expérimentales de la littérature présentant des manques d’information sur les incertitudes ou citant des conclusions hâtives

Auteur, année	Matériau	Forme	Fluide	D_H min & max (μm)	Incertitude (\pm)
[Peng et al., 1994]	Acier	Rect.	Eau	133 à 367	18 %
[Papautsky et al., 1999b]	Nickel	Rect.	Eau	44.82 à 47.35	9.3 %

1.5 mettent en évidence des mesures dispersées qui présentent les mêmes lois de variation du laminaire au turbulent. Enfin l’auteur fournit une incertitude sur le coefficient de frottement de $\pm 10\%$ et sur le nombre de Reynolds de $\pm 8\%$, ce qui donne une incertitude totale de $\pm 18\%$ sur le nombre de Poiseuille.

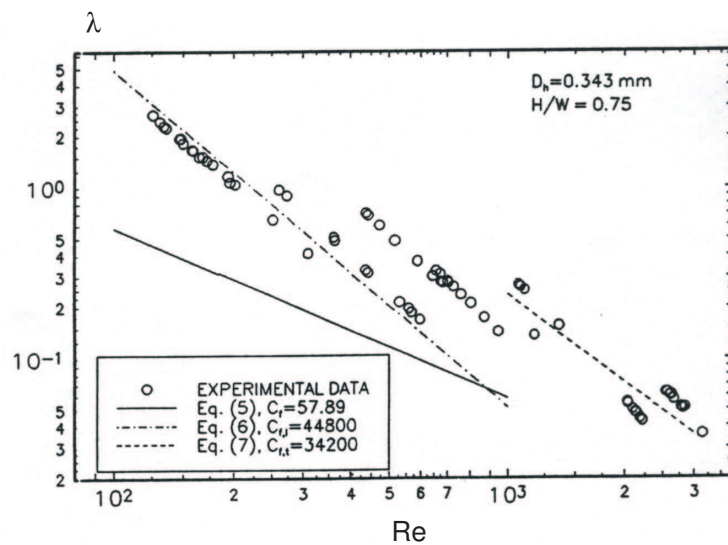


FIG. 1.5 – Variation du facteur de frottement en fonction du nombre de Reynolds : résultats de l’étude de [Peng et al., 1994] avec des microtubes en acier inoxydable et silice fondue

Etude de [Kulinsky et al., 1999]

[Kulinsky et al., 1999] ont étudié des écoulements d’eau distillée, d’alcool éthylique et d’octane au sein de réseau de microcanaux en parallèles de diamètres hydrauliques allant de 90 à 100 μm . Ils mettent en évidence que les écoulements d’eau et d’alcool présentent des écarts par rapport à la loi de Poiseuille sans pour autant les quantifier précisément. De plus les auteurs ne donnent pas les incertitudes associées à leurs mesures. Les écoulements d’octane ne présentent pas d’écart par rapport à la loi de référence.

Etude de [Papautsky et al., 1999b]

Dans leur étude, [Papautsky et al., 1999b] ont réalisé leurs microcanaux par des dépôts successifs de Nickel sur un substrat de silicium. Les profondeurs des microcanaux varient de 22.71 à 26.35 μm pour des largeurs de 600 à 150 μm . Les dimensions ont été mesurées selon les auteurs après la réalisation à $\pm 1\text{nm}$ ce qui paraît extrêmement faible compte tenu de l’utilisation d’un profilomètre optique. En plus

de cette omission, ils observent eux-mêmes que les parois de Nickel de $10 \mu\text{m}$ d'épaisseur se déforment mécaniquement sous la pression et provoquent une modification des dimensions du microcanal. Selon leur calcul le diamètre augmenterait de 4.6 %. L'incertitude avancée par les auteurs est de 7.77 % pour le coefficient de frottement est de 1.51 % pour le nombre de Reynolds. Les auteurs évoquent également la dilatation des microcanaux métalliques de faible épaisseur de paroi qui pourrait être à l'origine des écarts observés et qui constituerait donc un biais de mesure.

Etude de [Mala and Li, 1999]

[Mala and Li, 1999] ont étudié des écoulements liquides au sein de microtubes de deux natures : en acier inoxydable et en silice fondue. La méthode utilisée consiste à extraire la perte de pression régulière en effectuant les expériences pour deux longueurs de microtubes. Les résultats obtenus avec le même fluide, de l'eau déionisée, ont mis en évidence avec les microtubes en acier inoxydable un bon accord avec la théorie de Poiseuille pour les nombres de Reynolds inférieurs à 1000. Au delà pour tous les diamètres hydrauliques une rupture de pente apparaît et est interprétée comme une transition précoce vers la turbulence. Pour les résultats obtenus avec les microtubes en silice fondue, un écart constant est présent de même jusqu'aux nombres de Reynolds de 1000. Cette transition précoce vers la turbulence ne semblerait donc pas être fonction du type de matériau utilisé. La figure 1.6 est extraite de leur étude et présente les résultats obtenus pour tous les microtubes qu'ils soient en acier inoxydable ou en silice fondue.

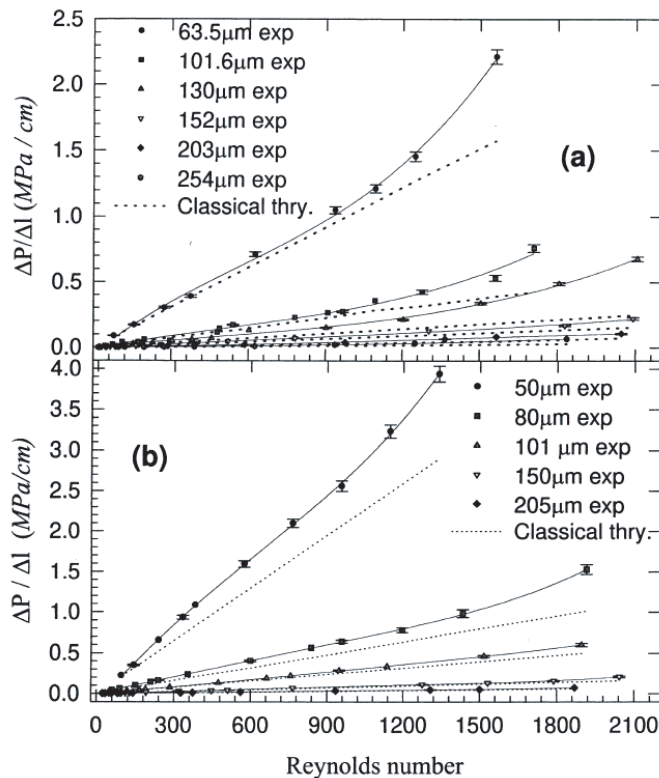


FIG. 1.6 – Perte de charge en fonction du nombre de Reynolds : résultats de l'étude de [Mala and Li, 1999] avec des microtubes en acier inoxydable (a) et silice fondue (b)

Etude de [Pfund et al., 2000]

[Pfund et al., 2000] ont réalisé des microcanaux rectangulaires en assemblant des plaques de Polycarbonate entre deux lamelles d'épaisseur donnée. Le matériau a été choisi dans le but de pouvoir effectuer une visualisation de l'écoulement d'eau déionisée. La détection de la transition vers la turbulence se fait par un ensemencement en particules fluorescentes. Les résultats obtenus avec des microcanaux dont les diamètres varient entre 128 et 521 μm sont résumés avec la figure 1.7 que fournissent les auteurs. Pour tous les diamètres hydrauliques testés les résultats mettent en évidence un nombre de Poiseuille plus important que celui prédit par la littérature et ce quelle que soit la rugosité.

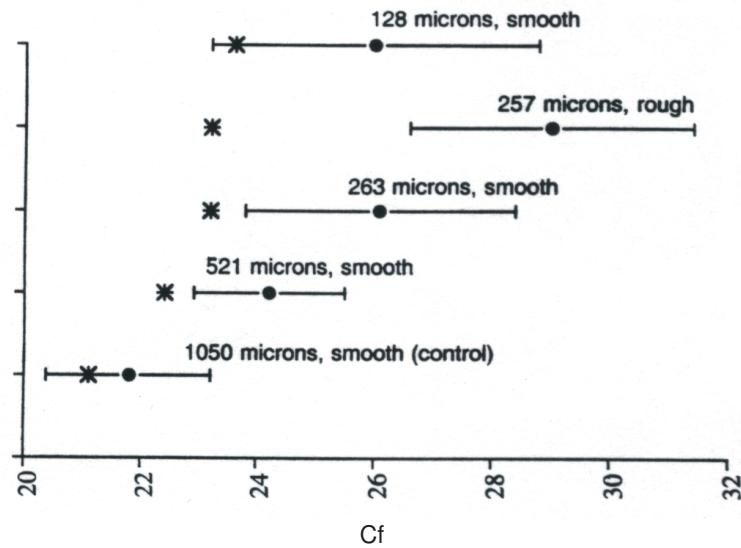


FIG. 1.7 – Coefficients de frottement obtenus pour différents diamètres hydrauliques et états de microcanaux : résultats de l'étude de [Pfund et al., 2000] avec des microcanaux en Polycarbonate

Etude de [Qu et al., 2000b]

[Qu et al., 2000b] dans leur étude ont mis en évidence des coefficients de frottement supérieurs à ceux prédits par la littérature pour des microcanaux en silicium de 51.3 à 168.9 μm avec comme fluide de l'eau distillée. Le graphique qui résume l'ensemble de leurs résultats est en figure 1.8. On y remarque que les coefficients de frottement sont environ 25 % plus importants par rapport à la loi de référence avec une incertitude de 7.6 %. Les auteurs tentent d'expliquer ces écarts par un modèle de viscosité modifié par la rugosité de paroi.

Etude de [Xu et al., 2000]

[Xu et al., 2000] ont réalisé des expériences avec deux types de microcanaux, gravé dans l'aluminium et dans le silicium avec une face avant en plexiglass. Le même fluide a été utilisé, de l'eau déionisée. La figure 1.9 donne les résultats pour les 6 diamètres hydrauliques testés de 46.8 à 344.3 μm avec l'aluminium et la figure 1.10 les résultats pour les 6 autres diamètres hydrauliques testés de 29.59 à 79.08 μm avec le silicium. Il apparaît pour les essais réalisés avec l'aluminium (Fig. 1.9) que les résultats en régime

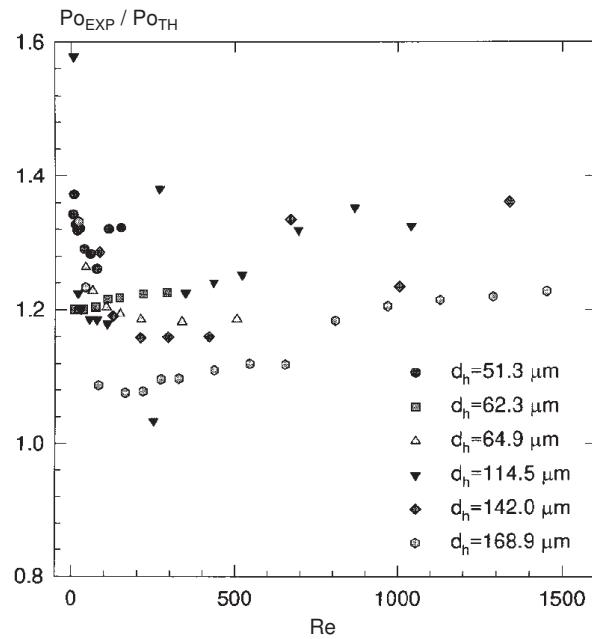


FIG. 1.8 – Nombre de Poiseuille expérimental adimensionné par sa valeur théorique en fonction du nombre de Reynolds : résultats de l'étude de [Qu et al., 2000b] avec des microcanaux en silicium

laminaire concordent avec la loi de Poiseuille. Pour la figure 1.10 et les essais dans le silicium, tous les résultats montrent un coefficient de frottement plus important que celui de la loi de Poiseuille.

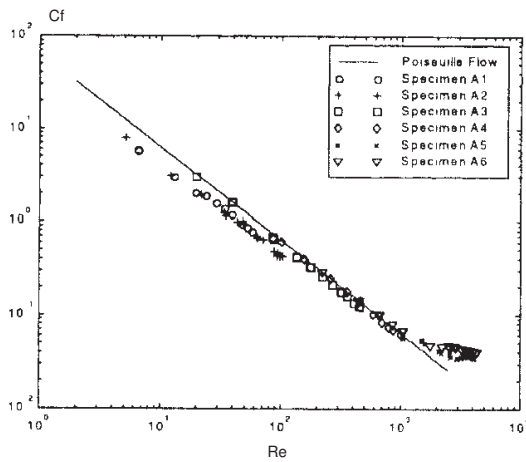


FIG. 1.9 – Coefficient de frottement en fonction du nombre de Reynolds pour des microcanaux en aluminium [Xu et al., 2000]

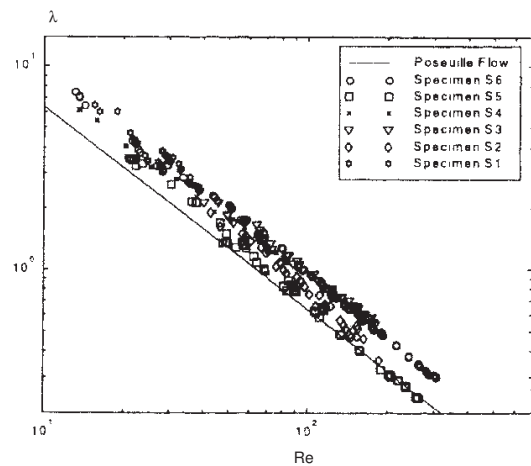


FIG. 1.10 – Coefficient de frottement en fonction du nombre de Reynolds pour des microcanaux en silicium [Xu et al., 2000]

Etude de [Anduze, 2000]

L'auteur a effectué son étude avec des microcanaux en silicium et des microtubes en silice. Il a utilisé comme fluide commun du propanol-2. Les résultats avec les microcanaux en silicium sont présentés sur la figure 1.11. L'auteur met en évidence des problèmes liés à la mesure du diamètre réel selon la technique utilisée (Tencor ou MEB). Pour les résultats concernant les mesures effectuées sur les microtubes de la figure 1.12, les résultats avancés mettent certes en évidence un accroissement du nombre de Poiseuille adimensionnel pour les diamètres décroissants, mais l'incertitude globale est cependant trop grande pour conclure.

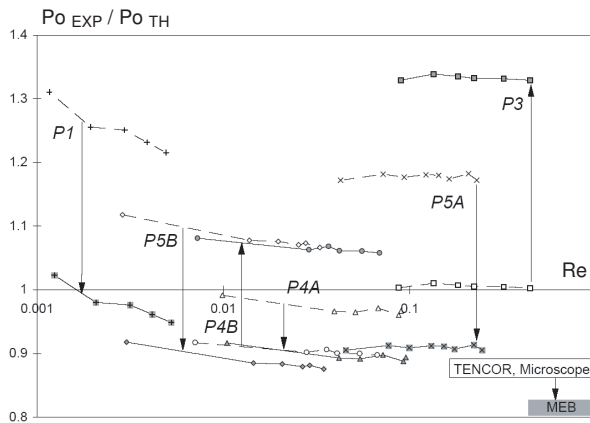


FIG. 1.11 – Nombre de Poiseuille réduit obtenu pour les microcanaux en fonction du nombre de Reynolds [Anduze, 2000]

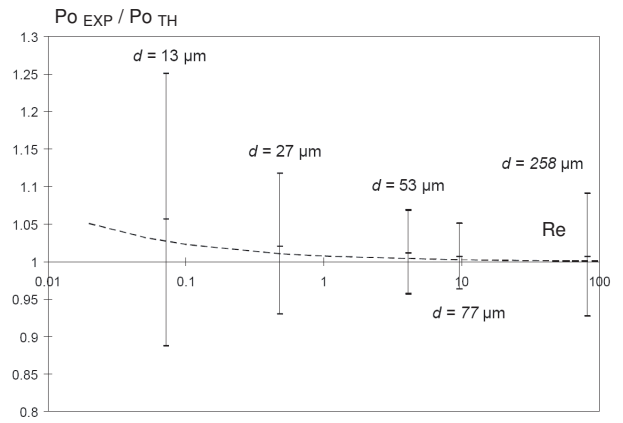


FIG. 1.12 – Nombre de Poiseuille réduit obtenu pour les microtubes en fonction du nombre de Reynolds [Anduze, 2000]

Etude de [Ren et al., 2001]

Dans l'étude de [Ren et al., 2001], les auteurs ont utilisé des surfaces en silicium pour faire leurs mesures. Ils ont utilisé comme fluide de l'eau déionisée et deux solutions de KCl à 10^{-2} et 10^{-4} mole.L⁻¹. La figure 1.13 fournit la variation du nombre de Poiseuille pour plusieurs nombres de Reynolds avec l'eau pure et la solution de KCl à 10^{-4} mole.L⁻¹. Malgré l'échelle un peu trop grande (de 50 à 150), l'auteur confirme que le nombre de Poiseuille est 20 % plus important.

Etude de [Celata et al., 2002]

[Celata et al., 2002] ont obtenu avec des microtubes en acier inoxydable et comme fluide du R-114 des résultats en accord avec la loi de Poiseuille pour les nombres de Reynolds inférieurs à 600 comme on peut l'observer sur la figure 1.14 pour des expériences menées à deux températures différentes afin d'écartier toute erreur sur les paramètres physiques. Une légère déviation est observée dès 600 et un écart sensible apparaît pour les nombres de Reynolds supérieurs à 1000.

Etude de [Gao et al., 2002]

[Gao et al., 2002] ont réalisé un microcanal à partir de deux blocs de bronze dont l'espacement peut-être fixé grâce à des cales de précision d'épaisseur comprise entre 0.1 et 1 mm. Les auteurs pour ces

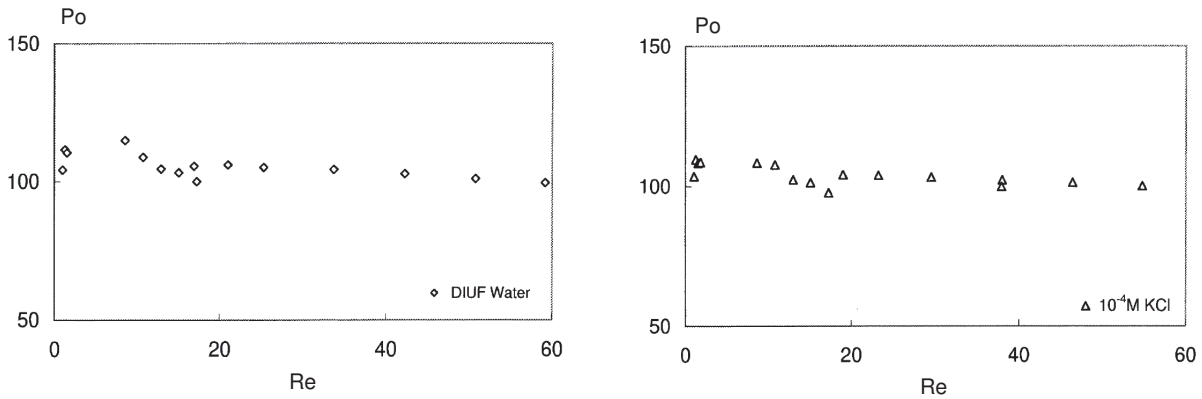


FIG. 1.13 – Nombre de Poiseuille expérimental en fonction du nombre de Reynolds : résultats de l'étude de [Ren et al., 2001] avec des microcanaux en silicium

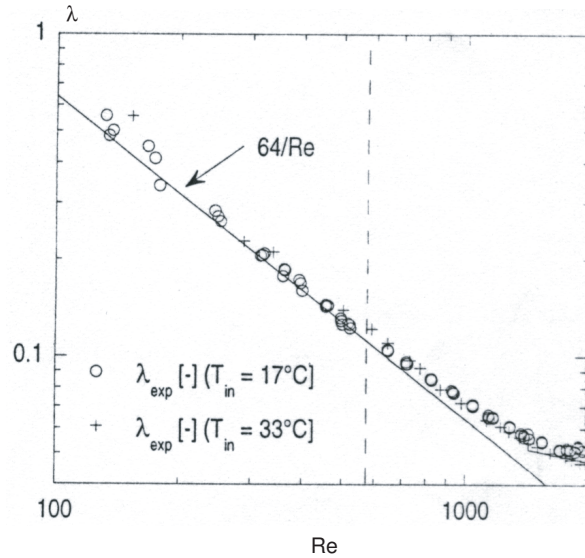


FIG. 1.14 – Facteur de frottement en fonction du nombre de Reynolds : résultats de l'étude de [Celata et al., 2002] avec des microtubes en acier inoxydable.

conditions ont utilisé de l'eau déminéralisée et ont obtenu des résultats en accord avec la loi de référence pour des nombres de Reynolds inférieurs à 1000. Ils mettent en évidence que des écarts par rapport à la loi de référence peuvent apparaître si l'on ne prend pas en compte la longueur d'établissement hydrodynamique.

Etude de [Steinke and Kandlikar, 2003]

[Steinke and Kandlikar, 2003] ont étudié l'ébullition au sein d'un réseau de 6 microcanaux rectangulaires en parallèle gravés dans un bloc de cuivre. Le diamètre hydraulique de chaque microcanal est de 207 μm . L'étude a été menée avec comme fluide de l'eau. Les conclusions des auteurs concernant le coefficient de frottement sont, pour la plage des nombres de Reynolds allant de 20 à 200, qu'ils retrouvent la loi de

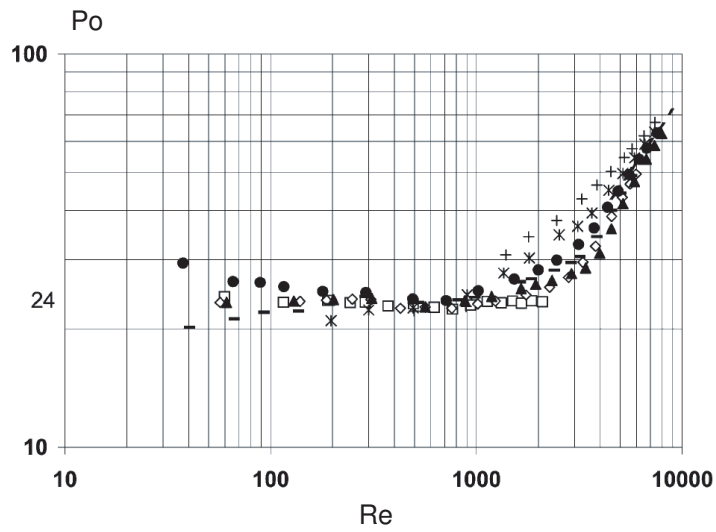


FIG. 1.15 – Nombre de Poiseuille en fonction du nombre de Reynolds : résultats de l'étude de [Gao et al., 2002] pour des microcanaux rectangulaires de diamètres hydrauliques variant de 200 à 1923 μm

référence, comme l'indique la figure 1.16.

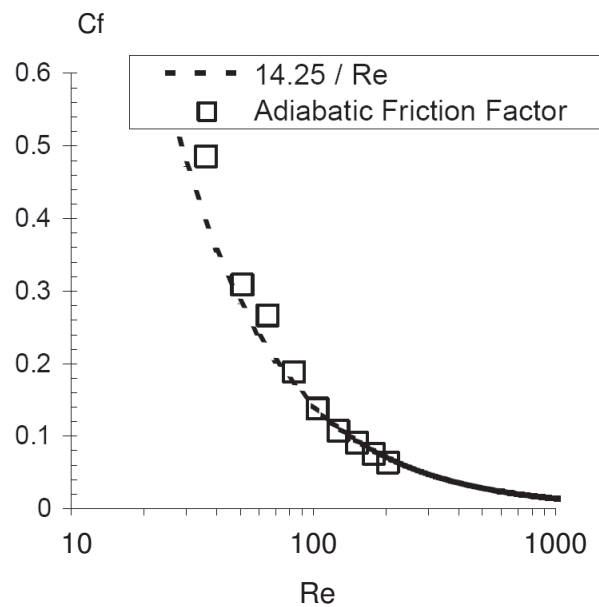


FIG. 1.16 – Coefficient de frottement en fonction du nombre de Reynolds : résultats de l'étude de [Steinke and Kandlikar, 2003] avec des microcanaux en cuivre

1.4.3 Conclusion de l'analyse

On peut tirer de l'analyse qui vient d'être effectuée les conclusions suivantes :

- les écoulements de fluides quelles que soient leurs natures en microconduites métalliques ne présentent pas de comportements originaux par rapport à leur loi de référence,
- les écoulements de fluides non-ioniques dans des microconduites quels que soient leurs natures ne présentent pas d'écart par rapport à leur loi de référence,
- les écoulements de fluides ioniques comme l'eau en microconduites à faible conductivité électrique comme le silicium ou le verre présentent des écarts par rapport à leur loi de référence.

On peut ainsi attribuer ces écarts à une interaction entre un fluide ionique et une paroi faiblement conducteur électrique. La théorie de la DCE qui consiste en une interaction électrostatique entre les ions du fluide et la paroi interne du microcanal ou du microtube chargé peut ainsi expliquer de tels écarts. Si l'on considère que la DCE peut-être à l'origine des effets observés, alors on peut considérer les hypothèses suivantes :

- toute étude menée avec des microtubes métalliques et/ou des fluides non-ioniques ne doit pas présenter d'écart par rapport à la loi de Poiseuille,
- une étude menée avec des microtubes non-métalliques et un fluide ionique peut présenter un écart par rapport à la loi de référence.

1.5 Synthèse bibliographique

En conclusion, les études réalisées en microconduites avec des écoulements de gaz disposent d'une théorie un peu plus avancée (Théorie de Knudsen). Dans le cas des microconduites, les écoulements sont raréfiés non pas par la réduction de la pression mais par la réduction de la dimension de la conduite qui approche alors le libre parcours moyen. Les modifications apparaissent alors au niveau des conditions aux limites : il n'y a plus d'adhérence, ni continuité de la température à la paroi. Ces modifications sont connues et font toujours l'objet de travaux de recherche [Colin, 2001] . Les études en microfluidique liquide disposent d'une théorie un peu moins avancée car les études expérimentales sont, elles aussi, relativement récentes. Les plus anciennes études avancent des résultats originaux mais avec des incertitudes du même ordre. Ce n'est que depuis environ 10 ans que des études expérimentales sérieuses alimentent la littérature. Il apparaît au sien des études analysées une grande disparité. Quelles que soient les sections étudiées et les fluides utilisés, les auteurs fournissent des résultats dispersés.

La littérature théorique commence quant à elle dès 1965 avec l'étude de [Rice and Whitehead, 1965] mais cependant les prédictions ne sont pas pour l'époque vérifiable expérimentalement. Les études théoriques tentent alors d'introduire au sein des équations de Navier-Stokes des forces supplémentaires pouvant expliquer des comportements originaux. La présence de moments micro-polaires par [Eringen, 1966] ou l'interaction avec une double couche électrique par [Rice and Whitehead, 1965] alimente la littérature théorique. Il faut attendre 30 ans avant que l'engouement pour ces théories ne réapparaisse. En fait, le perfectionnement des moyens expérimentaux relance l'activité de la microfluidique et des études sérieuses commencent à sortir ainsi que de nouvelles études théoriques se basant sur les mêmes phénomènes proposés 30 ans auparavant.

Les études qui sont actuellement menées privilégient la géométrie rectangulaire et comme fluide l'eau déminéralisée. La géométrie rectangulaire est aisément réalisable et l'eau déminéralisée se fabrique assez facilement avec une colonne à distiller. L'obtention de microtubes par extrusion commence à faire son apparition dans le domaine de la recherche en microfluidique car il est possible de fabriquer des microconduites avec un bon état de surface interne et une bonne circularité. La connaissance du diamètre exact doit malgré tout se faire par des mesures successives au MEB.

Suite à l'analyse détaillée des différents travaux et résultats de la littérature expérimentale, nous mettons en évidence deux types de comportements résumés dans le tableau 1.12 : dans un premier cas, identique à la loi de Poiseuille comme pour les écoulements en macroconduites et dans un second cas présentant des écarts à la loi de Poiseuille. Ce dernier comportement est observé pour des fluides non-ioniques et des matériaux isolant électrique. La disparité des résultats expérimentaux et le nombre limité de travaux relatifs à la détermination du nombre de Poiseuille pour des écoulements liquides nous ont amené à concevoir et réaliser un dispositif expérimental pour la mesure de ce nombre avec précision. Face au nombre limité de matériaux et de fluides nous avons mené des expériences avec microtubes en silice fondue utilisés en chromatographie gazeuse avec des solutions ioniques.

TAB. 1.12 – Conditions nécessaires au couplage électrostatique fluide-paroi

Couple	Isolant électrique	Conducteur électrique
Ionique	Couplage	Aucun couplage
Non-ionique	Aucun couplage	Aucun couplage

"La théorie c'est quand rien ne marche et qu'on comprend tout, la pratique c'est quand tout fonctionne et que l'on ne sait pas pourquoi."

Albert Einstein (1879-1955)

2

Moyens et résultats expérimentaux

Sommaire

2.1 Moyens expérimentaux et méthodes	45
2.1.1 Dispositif expérimental	45
2.1.2 Procédures de mesure et de calcul	49
2.1.3 Méthodes de traitement	51
2.2 Résultats expérimentaux et discussions	59
2.2.1 Caractéristiques physiques et couplage chimique fluide-paroi	59
2.2.2 Influence du diamètre des microtubes sur l'hydrodynamique	61
2.2.3 Influence de la concentration ionique	65

Introduction

Nous avons élaboré un dispositif expérimental à été élaboré ainsi qu'une méthode de détermination pour l'obtention avec précision du nombre de Poiseuille d'écoulement liquide en microtubes. Cette méthode est ici utilisée uniquement en régime laminaire. Elle permet d'éviter les problèmes de discrétisation des débits à réaliser. Les résultats obtenus pour des microtubes de diamètres de 320 et 540 μm mettent en évidence un écart par rapport à la théorie de Poiseuille.

2.1 Moyens expérimentaux et méthodes

2.1.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental de la figure 2.1 est composé d'un système d'acquisition de données, d'une balance, d'un capteur de pression et d'un système d'injection. Ce dispositif permet d'effectuer des mesures précises même pour de très faibles débits. L'évaporation est limitée par un dispositif qui recouvre la balance au niveau de la sortie du microtube.

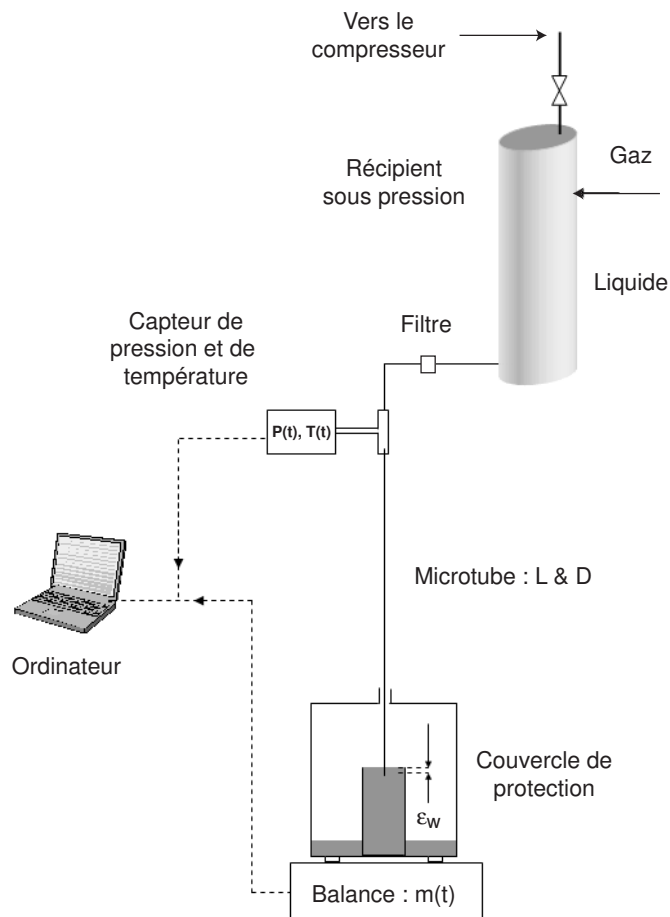


FIG. 2.1 – Schéma de principe du dispositif expérimental où sont présentés les principaux composants : le microtube, la balance, le système d'acquisition et le système d'injection

Un autre avantage de ce dispositif réside dans la condition de pression constante de sortie. La pression atmosphérique est suivie et relevée avant chaque expérience grâce à une station météorologique. Cela permet de n'utiliser qu'un seul et unique capteur différentiel réduisant ainsi l'erreur sur la différence de pression aux bornes du microtube. Le système mis en place est ainsi simple et peu encombrant. La vitesse moyenne du fluide est obtenue grâce à la pesée de la masse de fluide qui passe à travers le microtube. Du traitement de ce signal va dépendre la précision sur le résultat final.

Les différents systèmes d'injection

Afin de réaliser l'écoulement de fluide à travers les microtubes, il est possible d'utiliser plusieurs systèmes en fonction des conditions expérimentales. Pour les premières expériences réalisées avec les microtubes de $320.7 \mu\text{m}$ de diamètres, les pertes de pressions ne dépassant jamais 100 kPa , un tube réservoir à été utilisé afin d'injecter le fluide. La pression joue le rôle de moteur de l'écoulement. Pour les expériences avec des diamètres hydrauliques plus faibles, les pertes de pression étant plus importantes, il est nécessaire d'utiliser un système d'injection à plus haute pression.

Un récipient pressurisé pour les diamètres les plus faibles a été construit et est utilisé pour tous les diamètres de microtubes. Le principe est de pressuriser le fluide à l'intérieur en fonction du diamètre du microtube. Pour les expériences à réaliser en régime stationnaire, un chariot surmonté d'un vérin d'hydraulique est utilisé (Fig. 2.2). L'utilisation d'un vérin hydraulique implique de discrétiser les débits à étudier alors que la récipient pressurisé permet d'effectuer des expériences en continu.

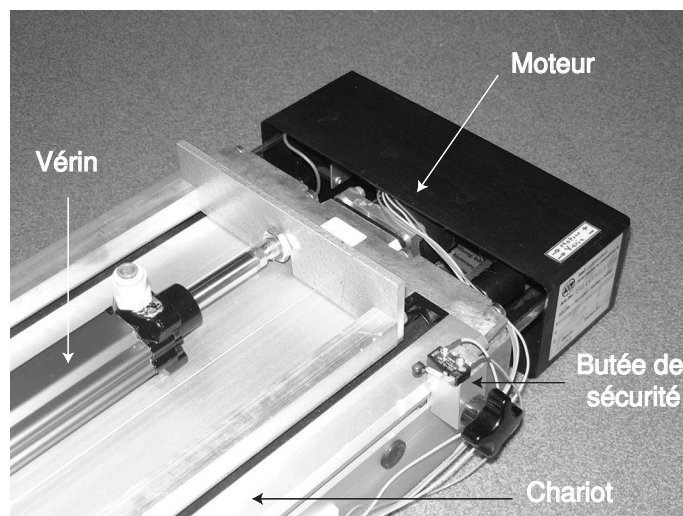


FIG. 2.2 – Photographie du vérin hydraulique utilisé afin d'injecter le fluide à vitesse débitante constante dans le microtube

Les microtubes

Des microtubes en verre fondu (SiO_2) non traités de la société Restek® ont été utilisés. Ces microtubes sont couramment utilisés en chromatographie gazeuse et ont l'avantage d'avoir un diamètre interne constant. L'état de surface de la paroi interne est d'assez faible rugosité relative (§2.2.1) pour négliger l'influence de la rugosité de surface sur un écoulement turbulent et donc également sur un écoulement

laminaire. Le diamètre interne des microtubes a été mesuré afin de vérifier la valeur du fournisseur et pour s'assurer de leur circularité (Tableau 2.1).

TAB. 2.1 – Mesure du diamètre des microtubes

$D_{constructeur}$ (μm)	Microscope	D_{mesure} (μm)	Fluctuation (\pm)	Erreur de mesure (\pm)
50	Électronique	52.81	0.46 %	1.96 %
100	Électronique	107.45	0.91 %	3.20 %
150	Électronique	152.28	0.46 %	2.26 %
250	Optique	262.00	0.35 %	1.46 %
320	Optique	320.70	0.66 %	1.18 %
530	Optique	539.69	0.68 %	1.17 %

Cette dernière est nécessaire pour se baser sur un profil de vitesse de référence simple qui est ici celui de Poiseuille. On mesure le diamètre interne à différentes côtes du microtube en utilisant un microscope optique couplé avec une caméra CCD ou un microscope électronique à balayage (MEB) (Fig.2.3).

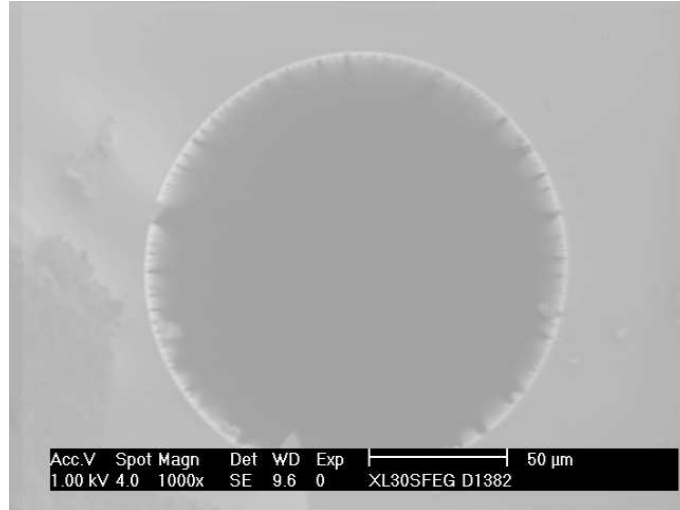


FIG. 2.3 – Section droite d'un microtube de 152 μm de diamètre au MEB (la couronne blanche est due à l'accumulation de charges électrostatiques)

Le diamètre des microtubes est déterminé pour environ 20 sections de microtubes. On obtient la fluctuation sur le diamètre qui représente l'erreur. Elle sera utilisée pour les calculs des incertitudes au sein d'un même diamètre hydraulique. Pour être sûr de mesurer la perte de pression d'un écoulement hydrodynamiquement établi, on estime la longueur d'établissement (L_{fd}) (Tab. 2.2) en utilisant en première approximation l'équation 2.1 [Shah and London, 1978] qui s'applique pour une écoulement laminaire où Re_D est le nombre de Reynolds (Eq. 2.2). On peut exprimer le nombre de Reynolds avec les grandeurs suivantes : ρ la masse volumique, U la vitesse débitante, D le diamètre hydraulique de la conduite et μ la viscosité dynamique. La viscosité dynamique est reliée à la viscosité cinématique et la masse volumique par la relation 2.3.

$$(L_{fd}/D)_{lam} = 0.029 Re_D \quad (2.1)$$

$$Re_D \triangleq \frac{\rho U D}{\mu} \triangleq \frac{U D}{\nu} \quad (2.2)$$

$$\nu \triangleq \frac{\mu}{\rho} \quad (2.3)$$

TAB. 2.2 – Longueur physique et d'établissement hydrodynamique des microtubes étudiés

D_{reel} (μm)	L (mm)	$L_{etablissement}$ (% de L)	D_{reel} (μm)	L (mm)	$L_{etablissement}$ (% de L)
52.81	19.9	0.80 %	262.00	239.9	0.80 %
	26.0	0.50 %		361.7	0.36 %
	29.8	0.32 %		486.2	0.20 %
	33.4	0.24 %		609.0	0.13 %
107.45	18.7	5.76 %	320.70	297.0	1.21 %
	36.7	2.07 %		412.0	0.64 %
	57.6	0.70 %		499.0	0.44 %
	81.1	0.40 %		1018.0	0.11 %
152.28	43.3	2.56 %	539.69	546.0	2.85 %
	87.1	0.65 %		1092.0	0.75 %
	130.5	0.29 %		1647.0	0.33 %
	174.5	0.17 %		2206.0	0.19 %
	221.5	0.10 %		2348.0	0.17 %

Pour des nombres de Reynolds élevés (i.e. 1000) la longueur d'établissement est environ 29 fois le diamètre interne du microtube. La longueur du microtube le plus court est calculée afin de toujours satisfaire ce critère; c'est à dire en ayant des microtubes de longueur supérieurs à 500 diamètres. Ainsi, la longueur d'établissement n'excédera pas 6 % de la longueur du microtube ce qui est assez faible pour négliger l'influence de la longueur d'établissement sur la mesure de la perte de pression.

L'entrée du microtube est collée dans un connecteur fileté pour permettre sa jonction avec le dispositif d'injection et le capteur de pression (Fig. 2.1). Une longueur d'environ 10 fois le diamètre hydraulique est gardée hors du connecteur afin de négliger l'influence des parois lors de l'entrée du fluide dans le microtube. La pression est prise à l'entrée du microtube (P_{in}) à une distance constante connue tandis que la pression en sortie (P_{out}) est constante car sous une hauteur connue d'eau (ϵ_w).

$$P_{out} = P_{atm} + \rho g \epsilon_w \quad (2.4)$$

Différentes longueurs de microtubes sont réalisées. Les conditions d'entrée et de sortie sont toutes fabriquées à l'identique pour permettre des comparaisons entre les différentes expériences. La longueur des microtubes est mesurée à 0.2 mm près.

L'acquisition des données et les capteurs

La mesure de pression est prise juste avant l'entrée du fluide dans le microtube avec un capteur de pression Sensym® SCX100DN sur une plage de pression de 0 à 7 bar avec une sensibilité 7 Pa/ μV . La précision de ce dispositif électrique est de 40 μV à cause du signal de la balance de plus forte tension soit une précision d'environ 300 Pa sur la pression. Les capteurs de pression sont étalonnés avec un étalonneur Druck DPI605 20 bars entre 0 et 7 bar. Simultanément la masse qui s'écoule au travers du microtube est

pesée à la même fréquence en utilisant une balance Sartorius® interfacée au système d'acquisition. La résolution de la pesée pour la plage [0 V - 5 V] est de $76.29 \mu\text{V}$ soit donc une précision de 10 mg sur la masse. Nous utilisons une carte PCI 6033E de National Instrument® pour le système d'acquisition de données.

2.1.2 Procédures de mesure et de calcul

Protocole opératoire

Un diamètre de microtube est choisi ; pour toutes les longueurs sont effectuées l'acquisition de la masse et de la pression à 20 Hz. L'injection se fait soit en utilisant un vérin hydraulique soit un réservoir pressurisé. Le réservoir est complètement rempli de fluide puis pressurisé à une pression donnée et mesurée à l'aide d'un manomètre. On utilise des tubes rigides ($P_{max} = 10 \text{ bar}$) pour les connections du dispositif.

La masse qui s'écoule au travers du microtube est pesée par la balance. Tout comme la masse, la pression avant l'entrée du microtube décroît ; on effectue les mesures donc pour une plage donnée de nombres de Reynolds jusqu'à la 'vidange' totale du récipient. La procédure est appliquée pour chaque longueur et pour tous les diamètres de microtubes. On peut alors appliquer la procédure de calcul du coefficient de frottement pour chacune des expériences réalisées pour une longueur et un diamètre donnés.

La durée des expériences varie d'un quart d'heure pour un microtube de 546 mm de long et de $530 \mu\text{m}$ de diamètre à environ 21 heures pour un microtube de 33.4 mm de long et de $50 \mu\text{m}$ de diamètre. Pour de si longues expériences, nous nous assurons que le débit-masse d'évaporation est faible par rapport à la masse qui s'écoule au travers du microtube en faisant une expérience de référence. Un couvercle de protection recouvre l'expérience pour éviter l'évaporation (voir Fig. 2.1).

En utilisant le dispositif dans son ensemble mais sans écoulement de fluide, on mesure ce débit-masse sur un temps long (plusieurs heures) ; et l'on obtient $5.1 \cdot 10^{-8} \text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$ soit $0.18 \text{ g}\cdot\text{h}^{-1}$. Néanmoins nous effectuons une correction sur la masse réellement pesée en ajoutant la masse évaporée qui atteint au maximum 3.8 g (moins de 1 %) pour l'expérience la plus longue qui dure 21 heures.

Les paramètres physiques tels que la masse volumique et la viscosité sont pris comme étant fonction de la température en utilisant les équations B.1 & B.2 entre 10 et $30 \text{ }^\circ\text{C}$ (Annexe B).

Equations de base

On définit ici les quantités qui seront utilisées dans la suite de l'étude : perte de pression, débit-masse, vitesse débitante, facteur de frottement. L'équation de bilan de quantité de mouvement moyennée sur une section droite de microtube qui sera utilisée par la suite est :

$$-\frac{dP_r}{dz} = \rho \left(-g + \frac{\lambda}{D_c} \frac{U_c^2(t)}{2} \right) \quad (2.5)$$

La perte de pression mesurée expérimentalement est la somme de deux contributions : la perte de pression régulière le long du microtube et les pertes de pression singulières dues au changement de section en entrée et en sortie du microtube :

$$\Delta P(t)_{\text{mesure}(m)} = \Delta P(t)_{\text{reguliere}(r)} + \Delta P(t)_{\text{singuliere}(s)} \quad (2.6)$$

Si l'on considère des expériences d'une durée supérieure à quelques secondes et des nombres de Reynolds faibles ; alors on peut négliger en toute sécurité l'accélération du fluide devant l'accélération de la pesanteur.

Deux données sont alors nécessaires pour extraire le coefficient de frottement : la perte de pression et le débit-masse du fluide. Les pertes de pression singulières (d'entrée et de sortie du microtube) peuvent être modélisées en utilisant l'équation 2.7. Le microtube en entrée et en sortie débouche sur une conduite de diamètre bien plus grand, le rapport des sections est bien inférieur 0.01.

La littérature [Idel'cik, 1969] donne pour des nombres de Reynolds compris entre 10 et 10^4 une corrélation variant entre 0.5 et 5. Comme nous travaillons en régime d'écoulement laminaire, la forme du facteur de frottement singulier peut être écrite avec une contribution dominante aux faibles Reynolds (< 10) β et une deuxième contribution dominante pour les nombres de Reynolds plus grands ($10 < Re < 10^3$) γ [Idel'cik, 1969].

$$\Delta P(t)_s = 2k \frac{\rho U_c^2(t)}{2} \quad k \doteq \frac{\beta}{Re_c} + \gamma \quad (2.7)$$

Pour la perte de pression régulière, une intégration spatiale du début à la fin du microtube est réalisée en faisant l'hypothèse d'un écoulement établi (Eq.2.8).

$$\Delta P(t)_r = \int_0^{L_c} -\frac{\partial P}{\partial z} dz = \rho L_c \left(-g + \frac{\lambda}{D_c} \frac{U_c^2(t)}{2} \right) \quad (2.8)$$

Ainsi, la perte de pression totale mesurée (Eq.2.9) est donnée par la somme des pertes de pression singulière (Eq.2.7) et régulière (Eq.2.8).

$$\Delta P(t)_m = \rho L_c \left(-g + \frac{\lambda}{D_c} \frac{U_c^2(t)}{2} \right) + 2k \frac{\rho U_c^2(t)}{2} \quad (2.9)$$

La littérature [Idel'cik, 1969] donne $\beta = 27$ et $\gamma = 0.5$ pour un écoulement laminaire. En posant l'expression λ (Eq. 2.10), il vient 2.11.

$$\lambda = \frac{\alpha}{Re_c} \quad (2.10)$$

$$\Delta P(t)_m = -\rho L_c g + \frac{\rho \nu}{2 D_c} U_c(t) \left[\alpha \frac{L_c}{D_c} + 54 \right] + \frac{\rho}{2} U_c^2(t) \quad (2.11)$$

On peut estimer la valeur maximale de certains termes afin d'effectuer des simplifications. Ainsi, à partir du tableau 2.2 on peut dire que le plus petit rapport L/D est de 625. On s'attend à trouver α de l'ordre de 64. Un calcul d'ordre de grandeur montre ainsi que le terme en U^2 est négligeable devant le terme en U. De plus 54 est bien négligeable devant $\alpha L/D$ qui vaut au minimum 40000. La relation qui lie donc la perte de pression totale et la vitesse débitante est donnée par :

$$\Delta P(t)_m = -\rho L_c g + \frac{\rho \nu \alpha L_c}{2 D_c^2} U_c(t) \quad (2.12)$$

Le coefficient de frottement est donc obtenu à partir de l'équation 2.12 en utilisant la perte de pression et la vitesse débitante. Dans les paragraphes qui vont suivre différentes méthodes d'extraction vont être analysées afin d'obtenir le résultat assorti de l'incertitude la plus faible.

2.1.3 Méthodes de traitement

Les différentes méthodes de traitement détaillées ci-dessous ont pour objectif d'obtenir un résultat précis. La connaissance et la maîtrise des erreurs et biais de mesure ainsi que la précision sur les modèles mathématiques (obtenus avec le logiciel Microcal Origin®) est un soucis constant.

Méthode directe stationnaire

Les mesures de pression et les pesées sont prises pour toutes les longueurs de microtubes et pour tous les débits étudiés dès l'état stationnaire atteint. La fréquence d'acquisition est prise habituellement à 100 Hz. L'acquisition des données à une telle fréquence génère des fichiers de tailles importantes, il est ainsi nécessaire de moyennner mathématiquement les fichiers d'acquisition afin d'éliminer les éventuelles erreurs systématiques. Le moteur pas à pas déplace la tige du vérin hydraulique à une vitesse constante connue avec précision ; le volume d'eau déplacé est donc constant. En utilisant des tuyaux rigides qui ne peuvent pas stocker de fluide, on fournit un débit-masse constant au microtube.

La masse fluide, qui traverse le microtube, est pesée en utilisant la balance. La procédure est appliquée pour chaque longueur de microtube. Les expériences sont réalisées afin obtenir la perte de pression et la masse injectée à travers le microtube. Puis, une procédure de détermination du coefficient de frottement est appliquée et dépend de la méthode de traitement des données.

Pour la présente section l'équation 2.9 écrite en stationnaire donne :

$$\frac{\Delta P_m}{L_c} = -\rho g + \frac{\rho \nu \alpha}{2D_c^2} U_c \quad (2.13)$$

On peut extraire de cette dernière le terme de friction. Le terme de gravité est aisément calculable et est par la suite soustrait. Ainsi on peut extraire α en traçant $\frac{\Delta P_m}{L_c}$ en fonction de U_c pour toutes les longueurs de microtube. Les résultats obtenus pour le diamètre de $320.7 \mu m$ avec les longueurs #1 #4 #5 sont présentés sur la figure 2.4. En choisissant la perte de pression par unité de longueur en fonction de la vitesse débitante comme axes pour présenter les résultats expérimentaux, on peut extraire par la méthode des moindres carrés la pente qui est proportionnelle à α . Le coefficient de frottement ainsi calculé est 10 % plus élevé que celui donné par la loi de Poiseuille : 64. Le coefficient de frottement ainsi obtenu :

$$\lambda = \frac{70.5 \pm 3.6}{Re} \quad (2.14)$$

Méthode instationnaire par dérivation directe

Un premier dispositif d'injection est réalisé pour les faibles pressions de travail. Ainsi, un tube réservoir est rempli d'eau afin de réaliser une alimentation gravitaire. La pression ainsi générée est appliquée à l'entrée du microtube. L'acquisition de la pression et de la masse est lancée tandis que l'eau s'écoule à travers le microtube à une vitesse fonction de la hauteur d'eau (Figs. 2.5 & 2.6).

La méthode de traitement consiste à extraire le coefficient de frottement à partir des mesures expérimentales. Il est pour cela nécessaire d'accéder à la vitesse débitante instantanée. Une première méthode consiste à dériver le signal expérimental de la masse pesée. Il apparaît que la dérivation n'est pas précise même si le signal est moyenné afin de lisser les fluctuations dues au bruit de mesure comme on peut

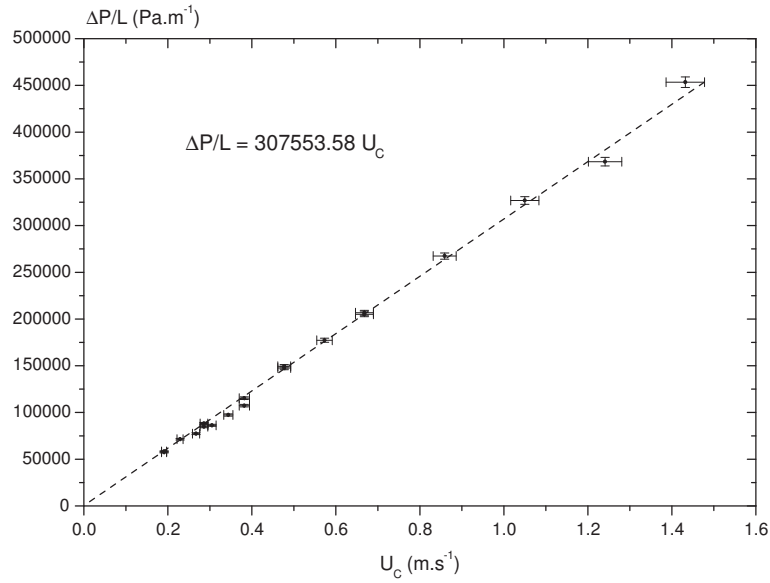


FIG. 2.4 – Variation du gradient de la perte de pression linéique en fonction de la vitesse débitante pour trois longueurs d'un microtubule de 320.7 μm de diamètre

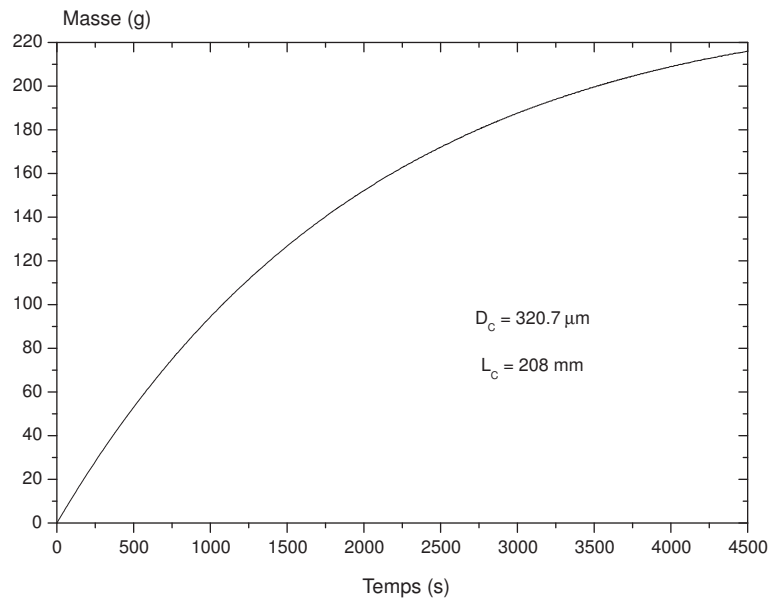


FIG. 2.5 – Exemple d'évolution de la masse de fluide pesée

le constater sur la figure 2.7. Une telle méthode peut juste donner une tendance mais pas de résultats exploitables.

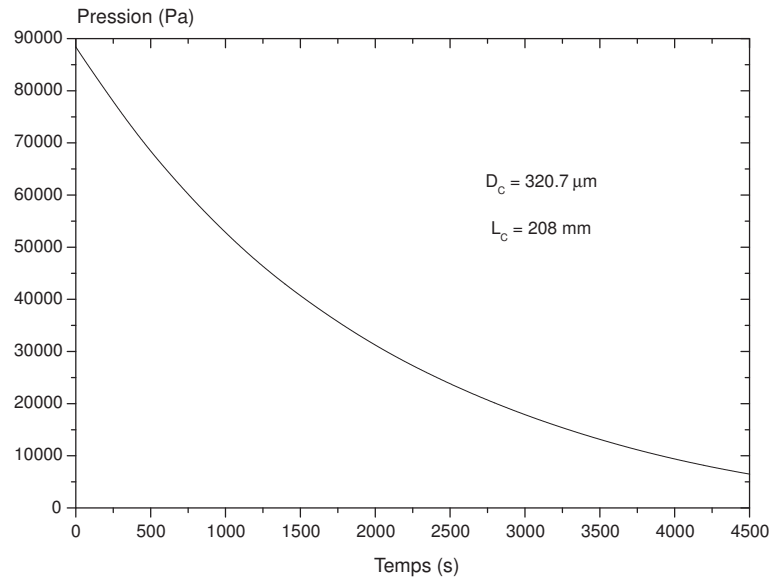


FIG. 2.6 – Exemple de signal de pression mesuré

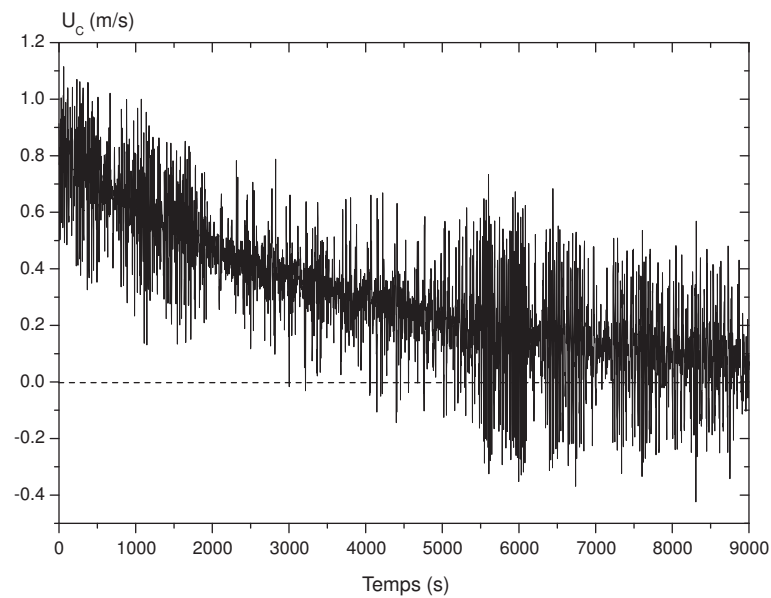


FIG. 2.7 – Évolution de la vitesse débitante du fluide obtenue par dérivation du signal de masse de fluide pesée

Méthode instationnaire par identification puis dérivation

Une autre méthode afin consiste à utiliser une solution analytique issue du bilan de quantité de mouvement (Eq. 2.5) ; puis de la dériver. Ainsi, par une méthode des moindres carrés et par identification des constantes, on peut en déduire l'évolution de la vitesse débitante et donc en déduire le coefficient de frottement.

La méthode de traitement génère des erreurs sur chaque constante issue de l'identification. La dérivation implique la multiplication des constantes et donc l'amplification des erreurs sur le résultat final. L'équation de quantité de mouvement est appliquée au tube réservoir et met en évidence que l'accélération du fluide est négligeable comme le terme de frottement comparé au poids du fluide. En effet le tube est choisi assez petit pour contenir une quantité raisonnable de fluide sans être trop petit pour engendrer une perte de pression par frottement importante. Ainsi l'équation de bilan de quantité de mouvement donne :

$$\int_0^z \left(\frac{dP_r}{dz} \right) dz = \int_0^z \rho g dz \quad \Delta P_r^z = \rho g z \quad (2.15)$$

et donc

$$U_t(t) = \frac{dz}{dt} = \frac{-1}{\rho g} \frac{\partial \Delta P(t)_m}{\partial t} \quad (2.16)$$

En utilisant la conservation de la masse entre le tube réservoir et le microtube, on obtient :

$$U_c(t) = r^2 U_t(t) \quad r = \frac{D_t}{D_c} \quad (2.17)$$

il est alors possible de combiner les équations 2.12 et 2.16 afin d'obtenir l'équation différentielle qui donne la vitesse débitante du fluide dans le microtube (Eq. 2.18).

$$\left(\frac{\rho \nu \alpha L_c}{2D_c^2} \right) \frac{dU_c}{dt} + \frac{g}{r^2 L_c} U_c = 0 \quad (2.18)$$

La solution de cette équation différentielle est une forme exponentielle avec deux constantes d'intégration comme indiqué par l'équation 2.18.

$$U_c(t) = A e^{-Ct} \quad (2.19)$$

La perte de pression est obtenue par intégration de l'équation 2.16. Notons que la forme de la solution de pression est aussi la forme de l'évolution de la masse de fluide qui traverse le microtube.

$$\Delta P_m(t) = B_1(1 - e^{-Ct}) + B_2 \quad (a) \quad m(t) = D_1(1 - e^{-Ct}) + D_2 \quad (b) \quad (2.20)$$

Il est maintenant possible de calculer la perte de pression en fonction de la vitesse débitante et donc d'en déduire Δ_1 . Les constantes de l'équation 2.20a et 2.20b sont alors identifiées en utilisant une méthode des moindres carrés. La perte de pression en fonction de la vitesse débitante peut alors être tracée comme sur la figure 2.8 pour déduire Δ_1 pour chaque longueur de microtube à partir de l'équation 2.21.

$$\Delta P(t)_m = \Delta_1 \frac{\rho \nu}{2D_c} U_c \quad (2.21)$$

Les résultats sont alors tracés comme sur la figure 2.9 en fonction de L/D . On déduit alors la pente qui est α .

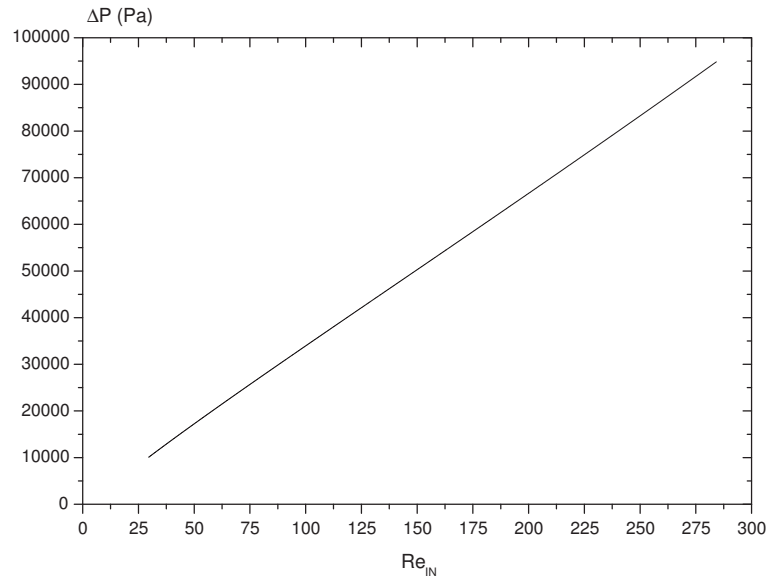


FIG. 2.8 – Variation de la perte de pression en fonction du nombre de Reynolds pour un microtube de $320.7 \mu\text{m}$.

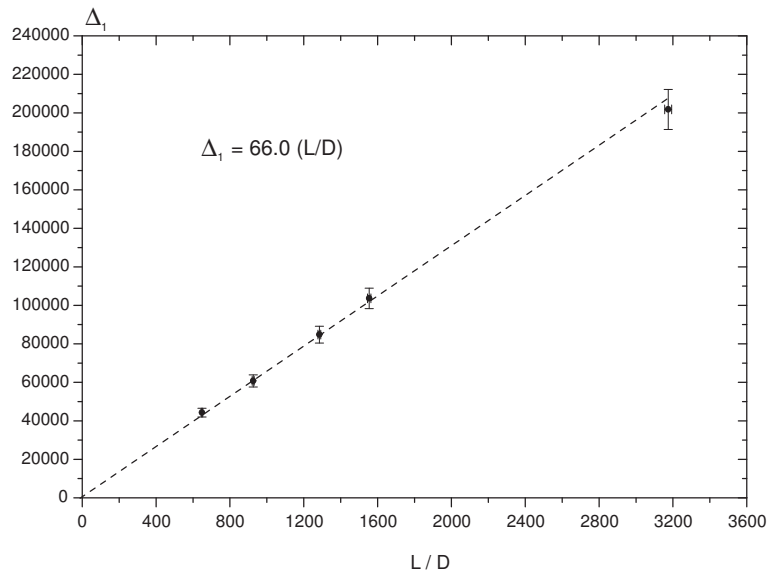


FIG. 2.9 – Variation de la constante Δ_1 en fonction de L/D pour la méthode instationnaire par identification puis dérivation.

Le coefficient de frottement obtenu est légèrement plus grand (+ 3.1 %) que celui donné par la loi de Poiseuille (64). Cependant l'incertitude est assez élevée et ne permet pas de confirmer l'écart à la loi de Poiseuille (Eq. 2.22).

$$\lambda = \frac{66.0 \pm 3.8}{Re} \quad (2.22)$$

Méthode instationnaire intégrale

La méthode qui est présentée est appelée méthode instationnaire intégrale car elle utilise l'intégration numérique des données instationnaires expérimentales. Une intégration temporelle de l'équation 2.12 est réalisée de 0 à l'instant 't'.

$$\int_0^t \Delta P(t)_m dt = \int_0^t \left[-\rho L_c g + \frac{\rho \nu \alpha L_c}{2D_c^2} U_c(t) \right] dt \quad (2.23)$$

La relation entre la masse de fluide et la vitesse débitante de l'équation 2.24 permet de remplacer l'intégrale sur la vitesse par la mesure expérimentale de la masse,

$$m(t) = \int_0^t \rho A_c U_c(t) dt \quad (2.24)$$

ainsi on obtient :

$$\int_0^t \Delta P(t)_m dt = -\rho L_c g t + \frac{2\nu F_1(t)}{\pi D_c^3} m(t) \quad (2.25)$$

$F_1(t)$ est alors extrait de l'équation 2.25 et donne l'équation suivante :

$$F_1(t) = \alpha \frac{L}{D} = \frac{\int_0^t \Delta P(t)_m dt + \rho L_c g t}{\frac{2\nu}{\pi D_c^3} m(t)} \quad (2.26)$$

$$\Delta_1 = \lim_{t \rightarrow \infty} F_1(t) \quad (2.27)$$

$F_1(t)$ utilise la masse et la pression en fonction temps ; or $F_1(t)$ est le produit entre α et le rapport L/D , la représentation de $F_1(t)$ doit donc rapidement converger. Le temps de convergence vers la valeur finale : Δ_1 dépend essentiellement de cette valeur et du pas de temps choisi lors de l'intégration. On peut constater sur le figure 2.10 que $F_1(t)$ converge effectivement rapidement. Ainsi Δ_1 est tracé en fonction de L/D et la pente donne le coefficient de frottement α comme sur la figure 2.11.

Pour les deux diamètres de microtubes utilisés afin de valider la méthode intégrale : 320.7 et 539.7 μm , les coefficients de frottement respectivement obtenus sont $\alpha = 67.5 \pm 1.7 \%$ et $66.7 \pm 2.3 \%$.

$$\lambda_{320.7} = \frac{67.5 \pm 1.1}{Re} \quad \lambda_{539.7} = \frac{66.7 \pm 1.5}{Re} \quad (2.28)$$

Comparaison et validation de la méthode

Pour valider le choix de la méthode qui sera utilisée par la suite, nous avons effectué une comparaison entre les différents résultats. Ainsi on représente sur la figure 2.12, les résultats obtenus avec de l'eau de ville pour les trois méthodes comparées du tableau 2.3. La plus faible incertitude sur α est obtenue par la méthode intégrale avec 1.7 % comparé aux 5.1 % de la méthode stationnaire et aux 5.7 % de la méthode par identification et dérivation. Les incertitudes varient entre chaque méthode, cependant une contribution intervient toujours, celle du diamètre hydraulique. Pour la méthode intégrale choisie pour la suite de l'étude, l'incertitude sur le diamètre hydraulique est l'incertitude dominante car elle intervient

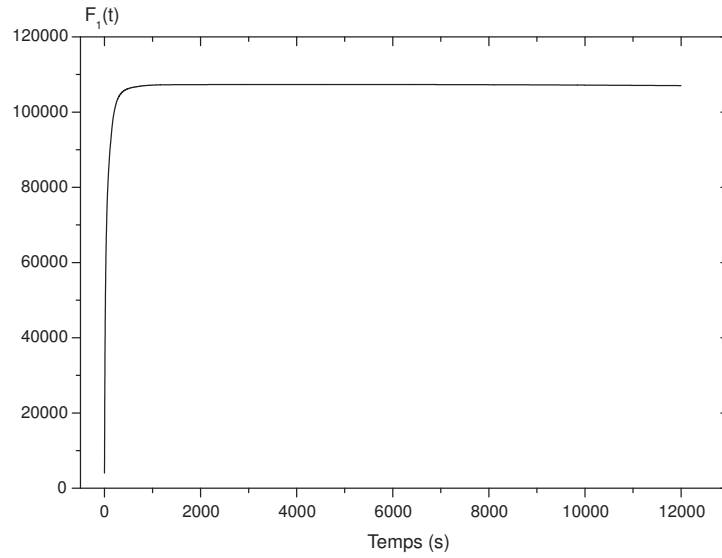


FIG. 2.10 – Évolution de la fonction $F_1(t)$ pour un microtube de $320 \mu\text{m}$ de diamètre et de 499 mm de long

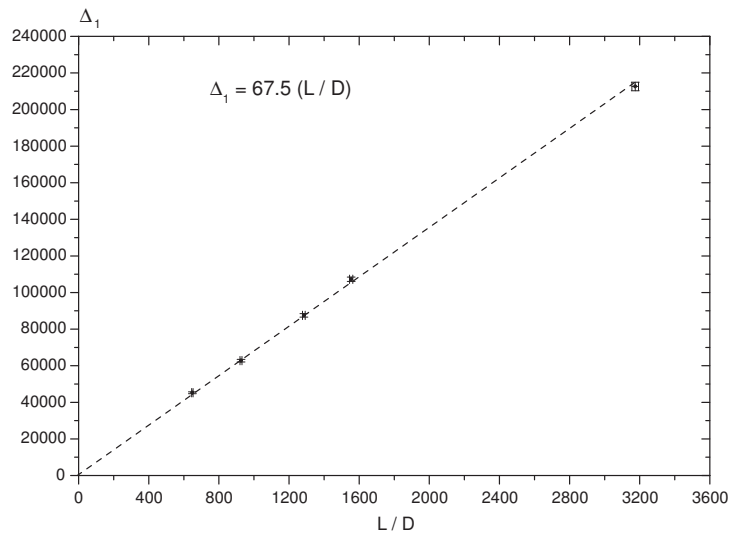


FIG. 2.11 – Variation de Δ_1 en fonction des rapports L/D pour les microtubes de $320 \mu\text{m}$ de diamètre

à l'ordre 4 devant l'incertitude de base sur la méthode (Annexe A). Il est donc nécessaire de réduire au mieux l'incertitude sur les paramètres physiques des microtubes pour affirmer les tendances des résultats et afin de pouvoir en tirer des tendances crédibles.

Toutes les méthodes mettent en évidence un coefficient de frottement plus important. La méthode par intégration présente des avantages significatifs : le dispositif expérimental est simple à réaliser et l'instrumentation légère. La méthode instationnaire valide au passage que la loi en α/Re est toujours valable quelle que soit le nombre de Reynolds de l'écoulement. Associé à une méthode de traitement

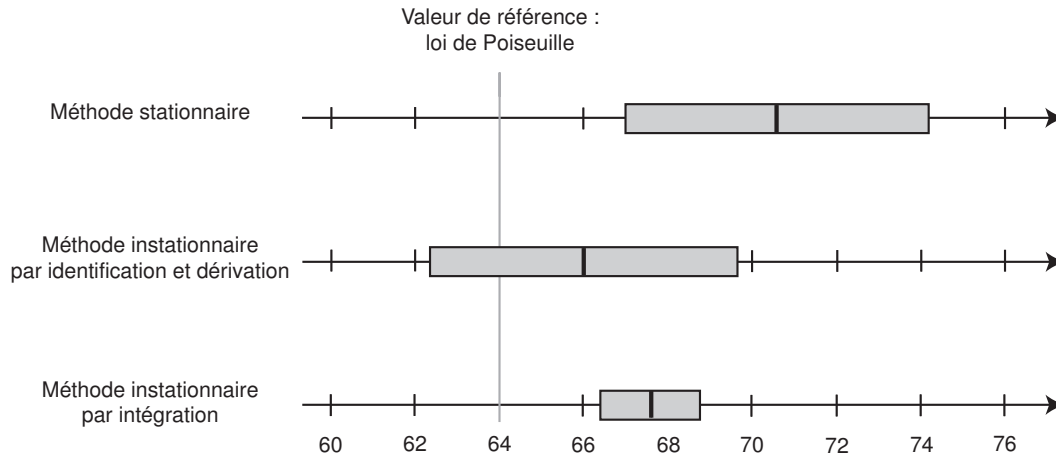


FIG. 2.12 – Nombre de Poiseuille obtenus par les trois méthodes pour les microtubes de $320 \mu\text{m}$ de diamètre avec l'incertitude associée à chacune des méthodes

TAB. 2.3 – Synthèse des résultats pour les microtubes de $320 \mu\text{m}$ de diamètre

Méthode	Descriptif	α	Incertitude (\pm)
Stationnaire	Mesures du débit-masse et de la perte de pression	70.5	3.6
Instationnaire	Identification et dérivation des données expérimentales	66.0	3.8
Instationnaire	Intégration des données expérimentales	67.5	1.1

efficace, il est alors possible d'obtenir avec précision (~ 2 à 3%) une valeur du coefficient de frottement. Comparée aux autres méthodes de la littérature comme indiqué sur le tableau 2.4, notre méthode permet d'avoir une meilleure confiance dans notre résultat.

TAB. 2.4 – Incertitudes et tendances des résultats de la littérature sur le coefficient de frottement pour des écoulements liquides en microtubes (N.F : Non Fourni)

Auteur, année	D_H (μm)	Tend.	Incertitude (\pm)
[Pfahler et al., 1990]	1.6, 3.3	id. et +	16 %
[Peng et al., 1994]	133 - 367	+ et -	10 %
[Mala and Li, 1999]	50 - 254	+	9.2 %
[Kulinsky et al., 1999]	4 - 100	+	N.F
[Anduze, 2000]	13 à 258	id.	5.3 %
[Pfund et al., 2000]	128 - 521	+	8.8 %
[Qu et al., 2000b]	51 - 169	+	7.6 %
[Xu et al., 2000]	30 - 344	id.	12 %
[Ren et al., 2001]	28 - 80	+	N.F
[Gao et al., 2002]	200 à 1923	id.	N.F
[Celata et al., 2002]	130	id.	7 %
[Steinke and Kandlikar, 2003]	207	+	7.2 %
[Brutin et al., 2003b]	320.7, 539.7	+	2.3 %

2.2 Résultats expérimentaux et discussions

La méthode instationnaire mise au point utilise l'intégration de signaux expérimentaux. Elle est ici appliquée afin d'effectuer une étude sur l'hydrodynamique des écoulements liquides au sein de microtubes. Dans un premier temps, il s'agit de mettre en évidence que les microtubes étudiés sont bien circulaires et ont un état de surface de faible rugosité (§2.2.1, p.65). Puis une série d'études sur l'influence du fluide (§2.2.3, p.65) et l'influence du diamètre interne (§2.2.2, p.61) des microtubes permet de mettre en avant un comportement original du coefficient de frottement.

2.2.1 Caractéristiques physiques et couplage chimique fluide-paroi

Influence de l'état de surface

Une première analyse de la rugosité de surface a été effectuée sous un MEB en observant une coupe de microtube de $152 \mu\text{m}$ de diamètre interne comme sur la figure 2.13. Il est possible à partir de cette figure de déterminer grâce à la résolution de l'image (1 pixel = $0.4 \mu\text{m}$) que la rugosité de surface est inférieure à $2 \mu\text{m}$. L'utilité de ces coupes est de permettre une évaluation précise du diamètre interne par méthode statistique.

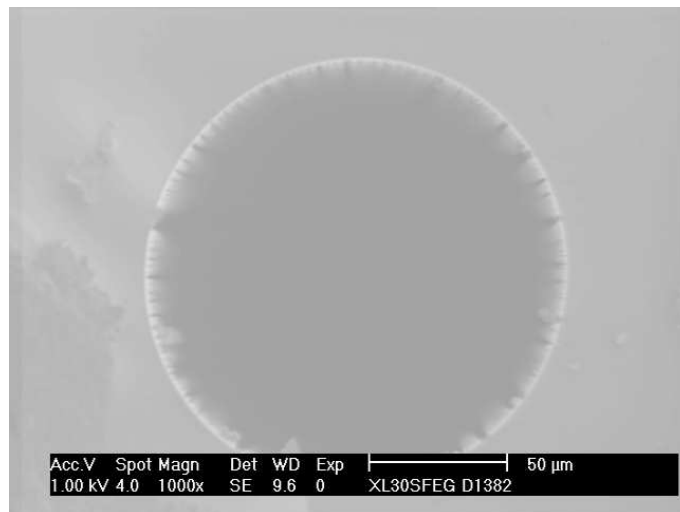


FIG. 2.13 – Photographie d'un microtube de $152 \mu\text{m}$ de diamètre prise avec un MEB (la couronne blanche est due à l'accumulation de charges électrostatiques)

Une analyse plus précise de l'état de surface de l'intérieur du microtube a été conduite à l'aide d'un microscope à force atomiques¹(AFM). Le profil de l'état de surface est obtenu et présenté en figure 2.14. L'échantillon de quelques millimètres de dimension totale a été scanné sur plusieurs zones et finalement une zone de $1 \mu\text{m}$ par $1 \mu\text{m}$ a été prise pour l'analyse finale plus lente à réaliser mais plus précise. Ce profil met en évidence une rugosité de deux ordres : une première rugosité de base inférieure à 2 nm , ce qui correspond à la résolution de l'AFM, et une plus élevée qui est déterminée par une moyenne mathématique sur les profils. Cette moyenne donne une rugosité absolue (ϵ) de 10 nm . Ainsi, pour le plus petit microtube étudié, on peut en déduire la rugosité relative maximale ($\frac{\epsilon}{D}$) qui pour $50 \mu\text{m}$ vaudra donc 2×10^{-4} .

¹Un grand merci à M^{me} Marie Papini pour sa dextérité lors de la réalisation de ces états de surface

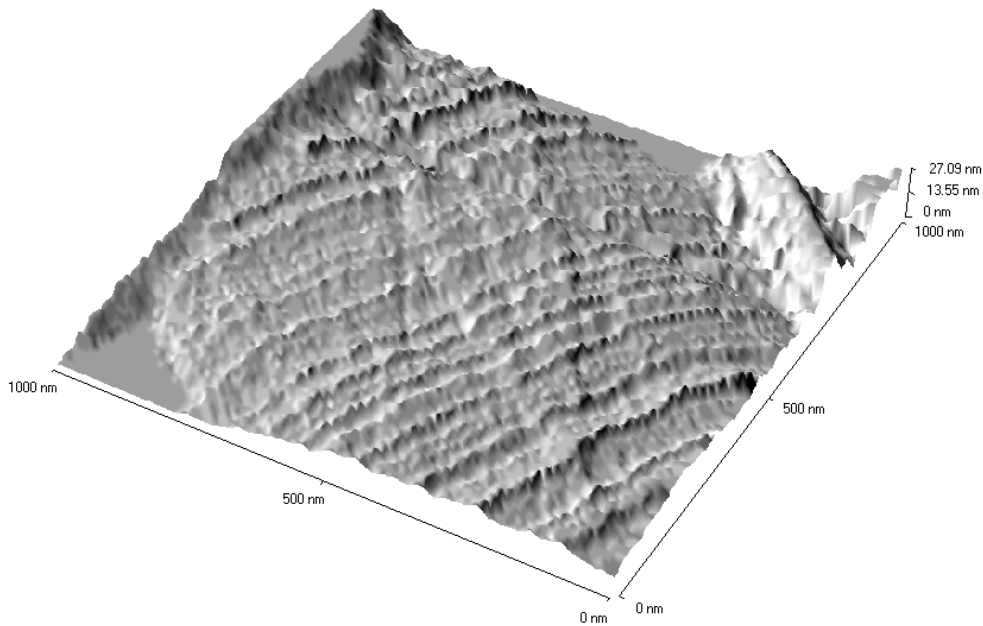


FIG. 2.14 – Etat de surface interne d'un microtube en verre fondu (SiO_2) observé sous un A.F.M

En conclusion, on peut avancer qu'une si faible rugosité relative avec des nombres de Reynolds restant toujours inférieurs à 1000 ne devrait donc avoir aucune influence sur les écoulements.

Interaction chimique fluide-paroi

Afin de mettre en évidence l'importance du couplage fluide-paroi, des écoulements d'eau distillée et d'eau classique ont été réalisés au sein de microtubes de $262 \mu\text{m}$ de diamètre en utilisant des microtubes traités chimiquement. Ces microtubes vendus sous la dénomination "Deactivated, Untreated Fused Silica Tubing" ont subi un traitement de surface par dépôt chimique d'un composé qualifié de "semi-hydrophyle" dont la fonction est d'augmenter la mouillabilité afin d'éviter les phénomènes de piégeage. Le nombre de Poiseuille est ainsi recherché avec comme fluide de l'eau distillée et de l'eau classique pour deux types de surfaces : traitée chimiquement ou non. Les résultats pour les deux fluides et les deux types de surfaces sont présentés avec la figure 2.15.

Les résultats numériques et leurs incertitudes sont résumés dans le tableau 2.5. Pour l'eau distillée, quelle que soit le type de traitement de surface, les nombres de Poiseuille obtenus sont proches de 64 avec 64.7 pour une surface non désactivée et 64.4 pour une surface désactivée. Cependant pour les expériences réalisées avec l'eau de ville, quel que soit le type de traitement de surface les résultats mettent en évidence des nombres de Poiseuille bien supérieurs de 69.7 (+ 8.9 %) pour une surface désactivée à 71.2 (+ 11.3 %) pour une surface non désactivée.

Pour les expériences réalisées avec l'eau distillée et la surface désactivée les résultats obtenus sont

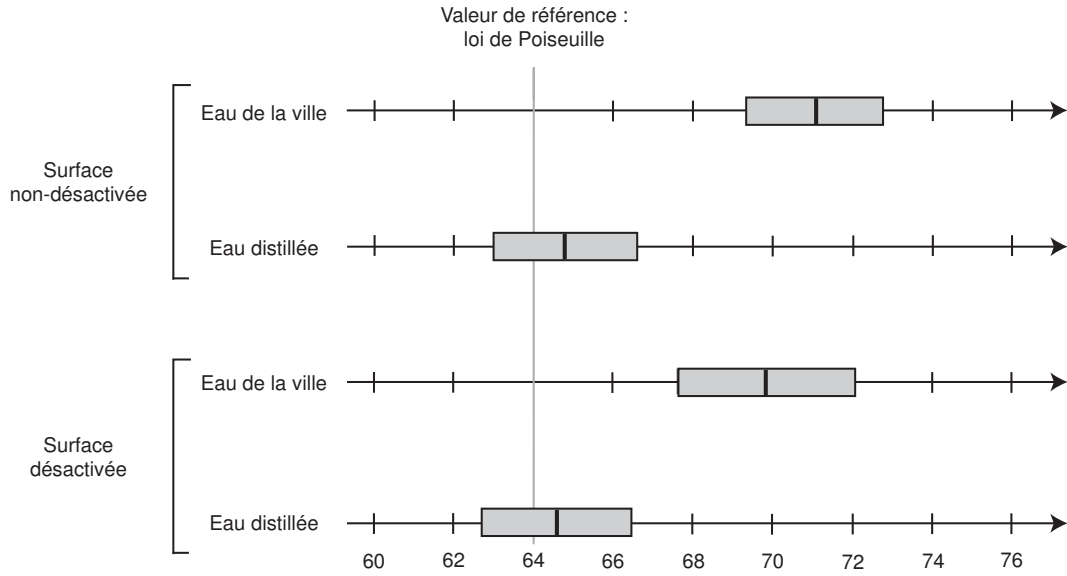


FIG. 2.15 – Nombre de Poiseuille obtenus pour l’eau de ville et l’eau distillée avec les surfaces non désactivées et désactivées

TAB. 2.5 – Nombre de Poiseuille et incertitudes associées pour l’étude sur l’influence de la mouillabilité avec un diamètre de microtube de $262 \mu\text{m}$

Surface	Eau de ville	Eau distillée
Non-désactivée	71.2 ± 1.9	64.7 ± 2.1
Désactivée	69.7 ± 2.3	64.4 ± 2.1

quasiment ceux de la loi de Poiseuille tandis qu’avec de l’eau de ville dont la seule différence est la composition ionique, on obtient un nombre de Poiseuille plus élevé (69.7 pour la surface désactivée et 71.2 pour la surface non-désactivée au lieu de 64). La composition ionique du fluide semble donc avoir une forte influence sur le coefficient de frottement d’écoulement laminaire au sein de microtubes, et ce quel que soit le traitement chimique de surface. Ce serait donc une interaction autre que chimique qui impliquerait le comportement observé.

2.2.2 Influence du diamètre des microtubes sur l’hydrodynamique

Avant d’étudier l’influence du diamètre sur le nombre de Poiseuille, il est nécessaire de connaître précisément les propriétés du fluide.

Paramètres physiques du fluide

L’eau de ville utilisée pour les expériences a sa composition chimique bien déterminée. Nous connaissons la densité totale d’ions grâce à une analyse réalisée par la société des Eaux de Marseille (Tableau 2.6). L’analyse met en évidence une concentration totale en ions de $C_0 = 7.13 \times 10^{-3} \text{ mol.L}^{-1}$, soit une densité totale d’ions (n_0) donnée par l’équation 2.29 où N_a est la constante d’Avogadro.

$$n_0 = C_0 N_a 10^3 = 4.3 \times 10^{24} \text{ m}^{-3} \quad (2.29)$$

TAB. 2.6 – Composition chimique de l’eau de ville de Marseille au 15 Avril 2002 (les concentrations sont en mol.L⁻¹)

Ions	Concentrations (Mole.L ⁻¹)	Ions	Concentrations (Mole.L ⁻¹)
HCO_3^-	2.810^{-3}	K^+	3.310^{-5}
Ca^{2+}	1.810^{-3}	F^-	4.210^{-6}
SO_4^{2-}	8.510^{-4}	OH^-	1.310^{-6}
Cl^-	5.810^{-4}	Fe^{2+}	5.410^{-7}
Na^+	5.410^{-4}	Al^{3+}	2.610^{-7}
Mg^{2+}	4.910^{-4}	H_3O^+	7.910^{-9}
NO_3^-	3.410^{-5}		

Obtention du nombre de Poiseuille expérimental

Après avoir effectué des expériences préliminaires sur l’influence de la chimie de surface des microtubes et son interaction avec le fluide, nous avons testé pour un fluide donné, l’influence du diamètre interne du microtube sur le nombre de Poiseuille. Pour mémoire le nombre de Poiseuille est défini comme étant le rapport entre les forces de pression et les forces visqueuses (Eq. 2.30).

$$Po = \frac{-D^2}{\mu U} \left[\frac{\partial U}{\partial r} \right]_{\text{paroi}} \quad (2.30)$$

La procédure expérimentale est celle décrite à la section 2.1.3. Les diamètres balayés ont été choisis parmi ceux vendus par la société Restek®. En se basant sur la méthode instationnaire précédemment décrite, le nombre de Poiseuille est déterminé à partir de plusieurs expériences pour un même diamètre de microtube. Les diamètres et longueurs utilisés pour les expériences sont présentés dans le tableau 2.7.

TAB. 2.7 – Longueurs (mm) et diamètres internes (μm) des microtubes utilisés pour les expériences avec l’eau de ville et l’eau distillée

Diamètre	L ₁	L ₂	L ₃	L ₄	L ₅
52.81	19.9	26.0	29.8	33.4	-
107.45	18.7	36.7	57.6	81.1	-
152.28	43.3	87.1	130.5	174.5	221.5
262.00	121.3	239.9	361.7	486.2	609.0
320.7	297.0	412.0	499.0	1018.0	-
539.69	546.0	1092.0	1647.0	2206.0	2348.0

Les expériences réalisées pour chaque diamètre de microtube donnent une valeur de $Po(L/D)$ qui est représentée en fonction de L/D . Les pentes des graphiques donnent le nombre de Poiseuille pour chaque diamètre. On peut retrouver en Annexe C, un tableau récapitulatif des résultats obtenus après chaque expérience.

Résultats pour l'eau de ville

Le graphique de la figure 2.16 et le tableau 2.8 regroupent l'ensemble de ces résultats et mettent en évidence une variation croissante pour les diamètres de microtubes décroissants. Cette tendance commence à partir de la loi de référence (Loi de Poiseuille : 64). Les faibles incertitudes expérimentales associées au protocole et à la méthode de traitement permettent d'écarter toute erreur de mesure et mettent en évidence un écart notable qui peut atteindre + 27.3 % pour le microtube de 52.81 μm de diamètre.

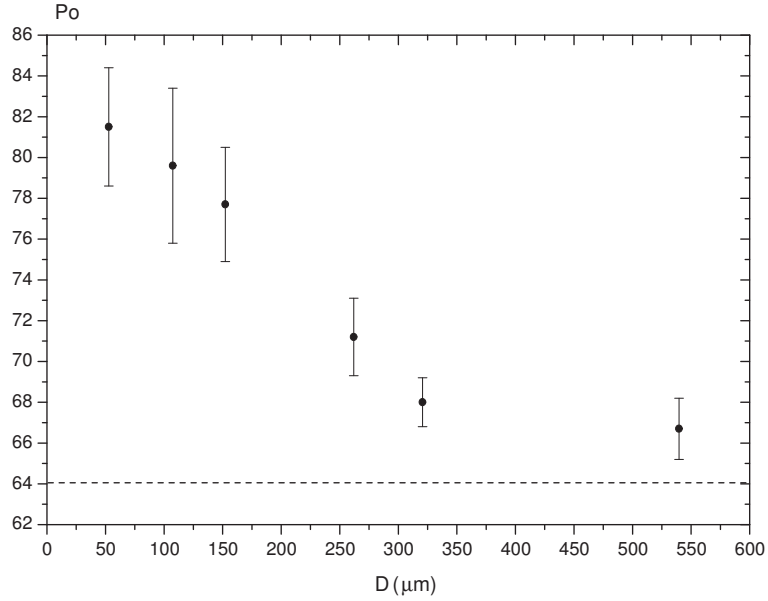


FIG. 2.16 – Variation du nombre de Poiseuille pour plusieurs diamètres internes de microtubes avec l'eau de ville

TAB. 2.8 – Nombres de Poiseuille et incertitudes obtenus pour les diamètres étudiés avec l'eau de ville

D_H (μm)	52.81	107.45	152.28	262.00	320.70	539.69
ΔD_H (\pm %)	1.96 %	3.20 %	2.26 %	1.46 %	1.18 %	1.17 %
Po	81.5	79.6	77.7	71.2	68.0	66.7
ΔP_o (\pm %)	3.56 %	4.83 %	3.59 %	2.64 %	1.70 %	2.29 %

Résultats pour l'eau distillée

Le graphe de la figure 2.17 et le tableau 2.9 regroupent l'ensemble des résultats pour l'eau distillée et mettent en évidence une variation croissante pour les diamètres de microtubes décroissants à partir de 200 μm de diamètre. Cette tendance apparaît à partir de la loi de référence (Loi de Poiseuille : 64). Les faibles incertitudes expérimentales associées au protocole et à la méthode de traitement permettent d'écarter toute erreur de mesure et mettent en évidence un écart notable qui peut atteindre + 24 % pour le microtube de 52.81 μm de diamètre.

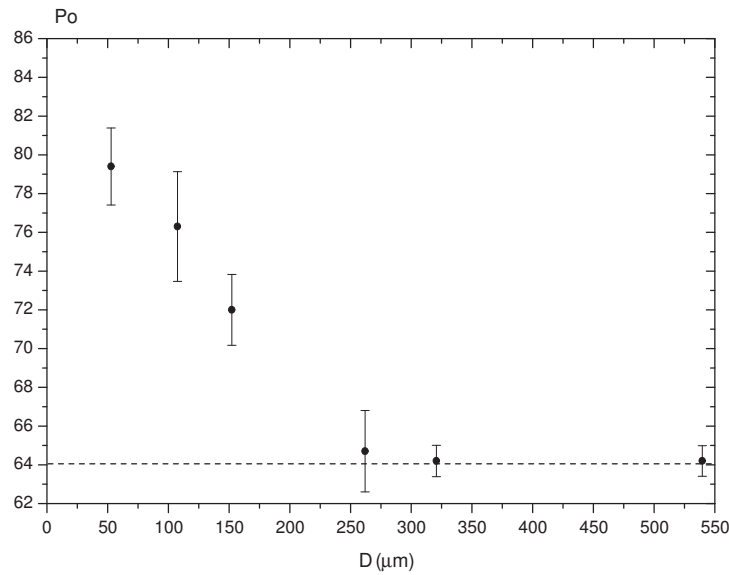


FIG. 2.17 – Variation du nombre de Poiseuille pour plusieurs diamètres internes de microtubes avec l'eau distillée

TAB. 2.9 – Nombres de Poiseuille et incertitudes obtenus pour les diamètres étudiés avec l'eau distillée

D_H (μm)	52.81	107.45	152.28	262.00	320.70	539.69
ΔD_H (\pm %)	1.96 %	3.20 %	2.26 %	1.46 %	1.18 %	1.17 %
Po	79.4	76.3	72.0	64.7	64.2	64.2
ΔPo (\pm %)	2.50 %	3.71 %	2.55 %	3.25 %	1.46 %	1.22 %

Tentative d'explication physique du comportement observé

Afin de tenter d'expliquer ces comportements originaux, la rugosité de paroi peut-être en toute sécurité négligée. En effet, la rugosité pour les macro-écoulements intervient pour les écoulements de transition voire des écoulements turbulents, or les nombres de Reynolds étudiés sont bien inférieurs à 1000 et avec une rugosité relative maximale de 2×10^{-4} , il semble bien peu probable que de surcroît en régime laminaire une si faible rugosité soit à l'origine des écarts importants observés. La parfaite circularité vérifiée expérimentalement ne peut être également à l'origine des écarts. En effet, la forme circulaire est celle qui minimise le nombre de Poiseuille. Si la forme réelle du microtube est ellipsoïdale alors le diamètre hydraulique s'en trouve modifié et donc par conséquent le nombre de Poiseuille aussi.

Une autre explication pourrait être une interaction ionique fluide-paroi comme l'avancent certains auteurs [Mala and Li, 1999, Kulinsky et al., 1999]. L'élaboration d'un modèle théorique validé par des résultats expérimentaux précis n'existe cependant pas encore dans la littérature.

2.2.3 Influence de la concentration ionique

Comparaison préliminaire entre l'eau de ville et l'eau distillée

L'étape préliminaire avant d'effectuer une étude sur l'influence de la concentration en ions est de comparer les écoulements d'eau de ville et ceux d'eau distillée. Les expériences ont été réalisées pour deux diamètres hydrauliques 152.28 et 262.00 μm avec deux fluides de compositions ioniques bien identifiés (Tab. 2.10).

Compositions chimiques Pour déterminer correctement la composition de l'eau distillée, il faut prendre en compte également la dissolution du CO_2 de l'air ambiant dans l'eau et la formation d'ions HCO_3^- et CO_3^{2-} (Eq. 2.32). Lors du contact eau-gaz carbonique celui-ci se dissout pour donner du CO_2 aqueux. La dissolution est régie par la loi de Henry si le temps de contact est suffisamment long. Le CO_2 aqueux réagit avec l'eau et on peut représenter cette réaction par la formation de l'acide carbonique (H_2CO_3) qui lui-même réagit pour former l'ion carbonate CO_3^{2-} et l'ion hydrogencarbonate (ou encore bicarbonate) HCO_3^- .



Le $\text{CO}_2^{\text{total}}$ est aussi appelé carbone minéral total (en mole ou millimole par litre). On définit le $\text{CO}_2^{\text{total}}$ par l'équation 2.32. Pour une concentration donnée en $\text{CO}_2^{\text{total}}$, la répartition des différentes espèces est fonction du pH.

$$[\text{CO}_2^{\text{total}}] = [\text{H}_2\text{CO}_3] + [\text{HCO}_3^-] + [\text{CO}_3^{2-}] \quad (2.32)$$

Il faut donc connaître à la fois la concentration en CO_2 dans l'air ambiant et le pH de l'eau distillée pour déterminer la concentration exacte des ions en solution. Une recherche dans la littérature met en évidence des concentrations en CO_2 dans l'air variable en fonction de la zone géographique ; cependant une moyenne de 0.6 mg/L de CO_2 (1.35×10^{-5} mol/L) dans l'air ressort d'articles disponibles sur internet. La mesure du pH permet de calculer par un bilan ionique la valeur de la concentration en CO_2 réellement dissout.

Mesure du pH Le pH est mesuré expérimentalement en laboratoire avec un pH-mètre LPH230T MeterLab® est pour l'eau distillée utilisée un pH de 4.99 ± 0.02 est obtenu ; nous utiliserons par la suite la valeur de 5.0 pour le pH de l'eau distillée.

L'application des équations d'équilibre chimique donne pour une température de 25 °C, la figure 2.18. On peut ainsi déterminer pour un pH de 5.0, la concentrations en ions $\text{H}_3\text{O}^+ = 10^{-5}$ et en $\text{OH}^- = 10^{\text{pH}-14} = 10^{-9}$ mol/L et donc par un bilan ionique les concentrations respectives en ions HCO_3^- et CO_3^{2-} . [somme des anions (A^i) = somme des cations (C^{-k}) (Eq. 2.33)]. Il apparaît immédiatement que la concentration en CO_3^{2-} pour les pH < 7 est négligeable face à la concentration en HCO_3^- . On la négligera donc de suite. Ainsi donc on obtient que $\text{CO}_3^{2-} \sim 0$ et que $\text{HCO}_3^- \sim 10^{-5}$ mole.L⁻¹.

$$\sum_j iA_j^i = \sum_l kC_l^{-k} \quad (2.33)$$

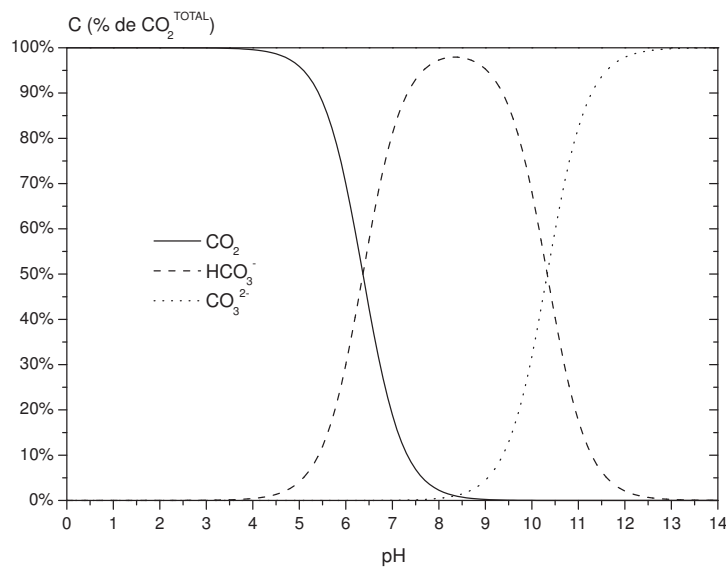


FIG. 2.18 – Proportion de CO_2^{aqueux} , HCO_3^- et CO_3^{2-} en solution en fonction du pH

On peut ainsi en déduire que la concentration totale en ions de l'eau distillée vaut $2 \times 10^{-5} \text{ mol.L}^{-1}$ contre $7.13 \times 10^{-3} \text{ mol.L}^{-1}$ pour l'eau de ville.

TAB. 2.10 – Comparaison des compositions ioniques de l'eau de ville au 15 Avril 2002 et de l'eau distillée (les concentrations sont en mole.L^{-1})

Ions	eau de ville	Eau distillée	Ions	eau de ville	Eau distillée
HCO_3^-	2.8×10^{-3}	10^{-5}	K^+	3.3×10^{-5}	-
Ca^{2+}	1.8×10^{-3}	-	F^-	4.2×10^{-6}	-
SO_4^{2-}	8.5×10^{-4}	-	OH^-	1.3×10^{-6}	10^{-9}
Cl^-	5.8×10^{-4}	-	Fe^{2+}	5.4×10^{-7}	-
Na^+	5.4×10^{-4}	-	Al^{3+}	2.6×10^{-7}	-
Mg^{2+}	4.9×10^{-4}	-	H_3O^+	7.9×10^{-9}	10^{-5}
NO_3^-	3.4×10^{-5}				

Mesure de la conductivité électrique La mesure de la conductivité électrique est réalisée en laboratoire avec un conductimètre CDM 210 de MeterLab®. La plage de mesure de la conductivité est de $0.01 \mu\text{S.cm}^{-1}$ à 400 mS.cm^{-1} . La précision est donnée comme étant égale à 0.2 % de la lecture sur 3 chiffres après la virgule.

Après avoir étalonné le conductimètre avec une solution tampon de KCl à 0.1 mole.L^{-1} ; les mesures sont réalisées et donnent le tableau des résultats 2.11. Plusieurs mesures sont effectuées avec et sans agitation de l'eau distillée utilisée pour les expériences de cette étude. Une autre eau distillée fournie par le laboratoire d'analyse est également testée. Les mesures sont également réalisées pour l'eau de ville utilisée dans la présente étude. Deux échantillons sont analysés : un pris sur le lieu de la présente étude (site de l'étude) et un autre sur le site où ont été effectuées les mesures en laboratoire (site de mesure).

Les deux sites sont fournis par la société des Eaux de Marseille qui assure fournir les deux sites à partir de la même source.

TAB. 2.11 – Mesures expérimentales de la conductivité électrique des eaux utilisées

Type d'eau	Site	Sans agitation	Avec agitation	Moyenne	Unité
Eau distillée	Mesure	2.28	2.23	$2.25 \pm 2.2 \%$	$\mu\text{S.cm}^{-1}$
Eau distillée	Etude	1.98	1.85	$1.91 \pm 7.0 \%$	$\mu\text{S.cm}^{-1}$
Eau de ville	Mesure	0.483	0.488	$0.485 \pm 1.2 \%$	mS.cm^{-1}
Eau de ville	Etude	0.410	0.409	$0.409 \pm 0.4 \%$	mS.cm^{-1}

Il apparaît un écart entre les mesures sans et avec agitation due à l'accumulation près des électrodes de charges qui faussent les mesures. De plus la faible conductivité électrique à mesurer implique que la moindre dissolution de CO_2 altère sensiblement la conductivité. Les valeurs prises pour la suite de l'étude seront ainsi les valeurs avec agitation en considérant cependant que l'erreur est calculée à partir de l'écart entre les deux mesures plus l'erreur de mesure.

Commentaires des analyses chimiques Il apparaît des écarts importants entre les mesures expérimentales effectuées sur plusieurs échantillons de différentes sources et les valeurs théoriques couramment utilisées dans la littérature. Ainsi pour la conductivité électrique que l'on détaillera par la suite, la littérature fait souvent état pour l'eau pure d'une conductivité minimale de $0.04 \mu\text{S.cm}^{-1}$ mais le plus souvent cette conductivité pour l'eau distillée vaut de 0.06 à $0.1 \mu\text{S.cm}^{-1}$ à cause de la dissolution du CO_2 de l'air. Or avec les mesures effectuées il s'agit en fait de 10 fois plus comme pour la concentration en CO_2 dissout qui est 67.5% plus élevée que la valeur théorique. Des précautions sont ainsi plus que nécessaires afin d'effectuer des prédictions basées sur des paramètres physiques corrects.

Analyse des résultats préliminaires Les nombres de Poiseuille mesurés avec leurs incertitudes sont présentés dans la figure 2.19 et récapitulés dans le tableau 2.12. L'eau de ville contient beaucoup plus d'ions que l'eau distillée tels que Ca^{2+} , Mg^{2+} qui sont présents à des concentrations de 100 à 10 000 fois plus grandes que H_3O^+ ou OH^- . L'interaction des anions et des cations avec une surface chargée électrostatiquement pourrait donc modifier le coefficient de frottement. Le développement de cette théorie ainsi que son application seront traités à la section 3.

TAB. 2.12 – Nombre de Poiseuille et incertitudes associées sur l'étude l'influence de la composition ionique de l'eau utilisée.

Diamètre des microtubes	Eau de ville	Eau distillée
$152.28 \mu\text{m} \pm 2.26 \%$	$77.7 \pm 3.60 \%$	$72.0 \pm 2.50 \%$
$262.00 \mu\text{m} \pm 1.46\%$	$71.2 \pm 2.67 \%$	$64.7 \pm 3.25 \%$

Conclusion Les résultats préliminaires ont mis en évidence l'influence de la composition ionique de la solution sur le coefficient de frottement. Afin de confirmer cette influence, des solutions ioniques sont réalisées pour quantifier l'influence de la concentrations en ions sur le coefficient de frottement. Le sel de

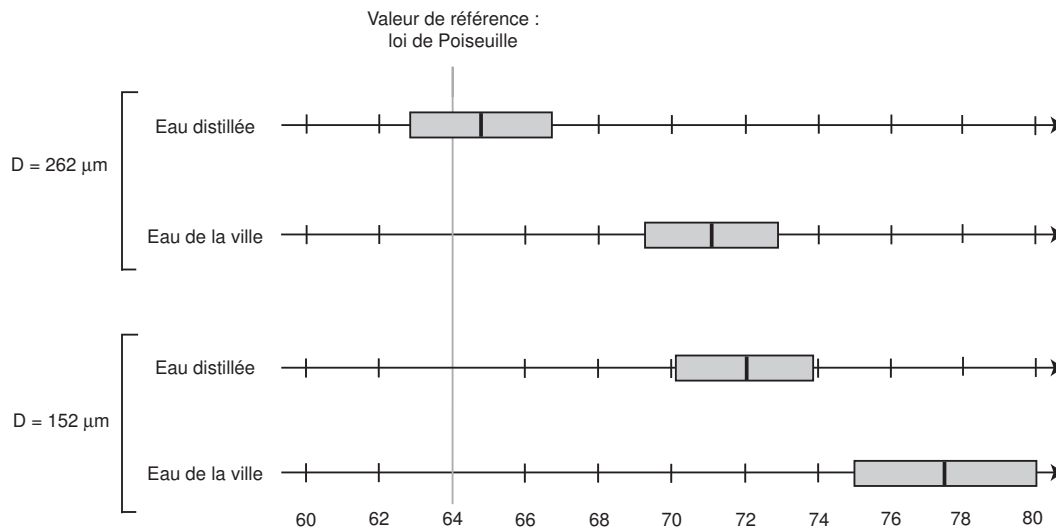


FIG. 2.19 – Nombres de Poiseuille et incertitudes sur l'étude de l'influence de la composition ionique de l'eau utilisée

KCl est choisi car il permet d'avoir des masses volumiques d'anions (K^+) et de cations (Cl^-) proches (respectivement 39.098 et 35.453 $g.mole.^{-1}$). Ce sel ne présente pas de danger à la manipulation. Il est peu onéreux à l'achat et facilement disponible pour des puretés supérieures à 99 %.

Propriétés physiques d'une solution de KCl

Dans le tableau 2.13 sont reportées les valeurs des différentes propriétés détaillées en Annexe B.2. Il est également mentionné pour indication la distance qui sépare deux ions en nombre de molécules d'eau. Cette information permet de mieux concevoir la concentration pour laquelle la présence en trop grand nombre d'ions va altérer les différentes propriétés listées. Les valeurs de références pour calculer les écarts sont prises à 25 °C (Eq. B.1 & Eq. B.2). Les effets cumulés sur l'ensemble de ces paramètres peuvent atteindre quelques pourcents.

TAB. 2.13 – Ecart des propriétés physiques des solutions de KCl (Valeur de référence : eau de ville à 25 °C)

Concentration de la solution ($mole.L^{-1}$)	10^{-3}	3.10^{-3}	10^{-2}	3.10^{-2}	10^{-1}
Concentration totale en ions ($mole.L^{-1}$)	2.10^{-3}	6.10^{-3}	2.10^{-2}	6.10^{-2}	2.10^{-1}
Distance entre ions en nombre de molécules H_2O	48	34	22	16	10
Masse volumique du fluide	0.01 %	0.02 %	0.07 %	0.22 %	0.75 %
Permittivité diélectrique	-0.01 %	-0.04 %	-0.13 %	-0.38 %	-1.28 %
Viscosité cinématique	0.014 %	0.023 %	0.036 %	0.045 %	0.018 %
Conductivité électrique	- 62 %	5 %	240 %	897 %	3045 %

La modification principale est celle de la conductivité électrique de la solution. En effet comme ce sont les ions qui transportent le courant au sein d'un liquide, le calcul de la nouvelle conductivité électrique en fonction de la concentration en sel de KCl est nécessaire pour la modélisation. On remarque que la

conductivité électrique augmente de plus de 3000 % cela ne signifie pas pour autant que les phénomènes vont être amplifiés ou atténués car en fait c'est le couple : quantité d'ions (n_0) et conductivité électrique (λ_0) qui intervient. Les changements sur les autres paramètres tels que la masse volumique et la viscosité sont également importants et doivent être pris en compte.

Protocole opératoire

Afin de mettre en évidence une influence du couplage ionique fluide-paroi, des expériences complémentaires sont réalisées avec des solutions de KCl à différentes concentrations. Le choix des concentrations étudiées s'explique par le fait que la présence même infime d'ions permet une interaction électrostatique avec la paroi ; une loi de variation logarithmique s'impose donc. Les microtubes utilisés sont ceux de diamètre interne de $152.28 \mu\text{m}$. Quatre longueurs sont judicieusement choisies afin d'effectuer les expériences pour des rapport L/D réguliers : 46.8, 88.4, 133.5 & 176.9 mm. Le but est de mettre en évidence une influence de la concentration en ions sans pour cela modifier la viscosité de la solution. Le sel de KCl utilisé est fourni par Baker® avec une pureté de 99.5 %.

Les solutions sont préparées en pesant une quantité pré-déterminée de KCl à ± 1 mg. Cette quantité est dissoute à température ambiante dans 2 litres d'eau "fraîchement" distillée. La précision sur le volume de la fiole jaugée de 2000 ml est de ± 0.6 ml soit ± 0.03 %. La précision sur la masse de sel pesée associée à celle sur le volume d'eau permet d'obtenir la concentration avec une grande précision (voir Tab. 2.14).

TAB. 2.14 – Préparations des solutions de KCl (référence à 25 °C)

m (g)	Δm (\pm)	ρ (kg.m^{-3})	ρ/ρ_0 (%)	C (mole.L^{-1})	ΔC (\pm)
0.149	0.67 %	997.67	+ 0.007 %	1.00E-03	0.70 %
0.447	0.22 %	997.82	+ 0.022 %	3.00E-03	0.25 %
1.489	0.07 %	998.34	+ 0.075 %	1.00E-02	0.10 %
4.469	0.02 %	999.83	+ 0.224 %	3.00E-02	0.05 %
14.895	0.01 %	1005.05	+ 0.747 %	1.00E-01	0.04 %

L'ajout du sel de KCl dans le volume d'eau entraîne pour les masses de 4.469 g et 14.895 g une augmentation de volume global qui peut-être estimée en mesurant l'augmentation du niveau d'eau dans le col de cygne de 30 mm de diamètre de la fiole jaugée. Pour les masses pré-citées les augmentations de niveau dans le col ont été respectivement de 2 mm et 8 mm soit donc des augmentations de volume de 0.002 % et 0.009 %. Ces augmentations sont donc négligeables. Par contre l'ajout d'une masse finie de sel modifie sensiblement la masse volumique et sera pris en compte par la suite (voir Tableau 2.14).

Les solutions sont préparées peu avant d'être utilisées afin de limiter les risques de "pollution" ou de détérioration de la qualité de l'eau. Les solutions sont conservées dans l'erien de fabrication à l'abri de l'air ambiant. Les expériences sont réalisées des concentrations les plus faibles jusqu'aux concentrations les plus élevées afin de limiter tout risque de pollution par une solution de plus forte concentration.

Résultats expérimentaux

Les résultats obtenus pour les 5 concentrations en ions sont donnés dans le tableau 2.15 et représentés sur la figure 2.20 en échelle semi-log. Les nombres de Poiseuille obtenus sont bien plus importants (entre

15.8 % et 24.2 %) que ceux prédits par la loi de Poiseuille. Le peu de concentrations étudiées ne permet pas de conclure sur les variations pour le moment sans une étude plus approfondie.

TAB. 2.15 – Nombres de Poiseuille et incertitudes obtenus avec les solutions de KCl

C (mole.L ⁻¹)	Po
1.0E-03 ± 0.70 %	75.6 ± 2.34 %
3.0E-03 ± 0.25 %	79.5 ± 2.33 %
1.0E-02 ± 0.10 %	76.4 ± 2.34 %
3.0E-02 ± 0.05 %	74.1 ± 2.51 %
1.0E-01 ± 0.04 %	76.0 ± 2.50 %

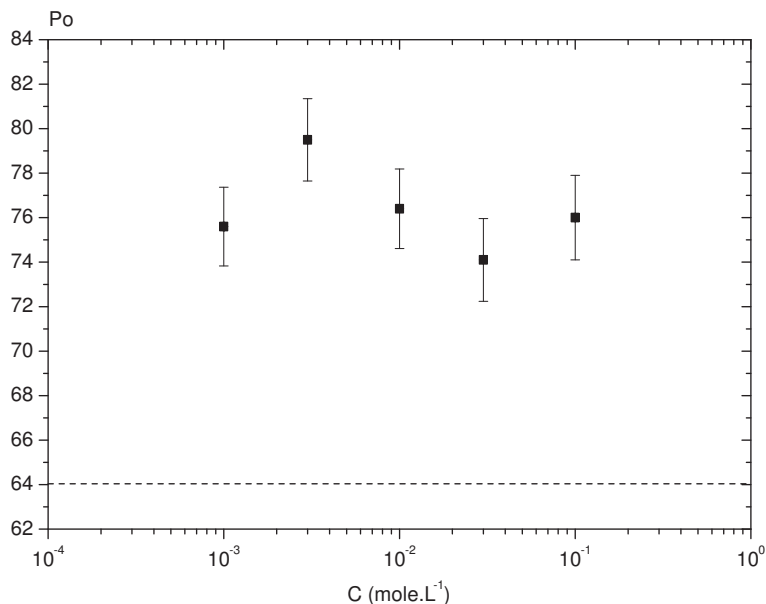


FIG. 2.20 – Nombres de Poiseuille et incertitudes pour les différentes concentrations en sel de KCl et un diamètre de microtubule de 152.28 μm

Cependant, il est possible d'ajouter les résultats obtenus pour l'eau de ville et l'eau distillée comme c'est le cas sur la figure 2.21. Il apparaît que pour le cas de l'eau de ville avec l'hypothèse d'ions monovalents, le positionnement du nombre de Poiseuille est correct et s'insère au sein de la variation. Pour l'eau distillée qui correspond à une solution contenant peu d'ions, la plage d'incertitude est plus grande mais il est également possible de positionner la valeur.

Discussion

Il semble tout d'abord que la concentration en ions n'ait pas un effet conséquent sur le nombre de Poiseuille. Les résultats montrent une variation non monotone devant les incertitudes expérimentales. Ce qui est le plus évident, c'est que le nombre de Poiseuille obtenu est bien supérieur à la valeur théorique que ce soit avec des ions provenant de l'eau de ville ou avec ceux de la solution de KCl. L'influence de la

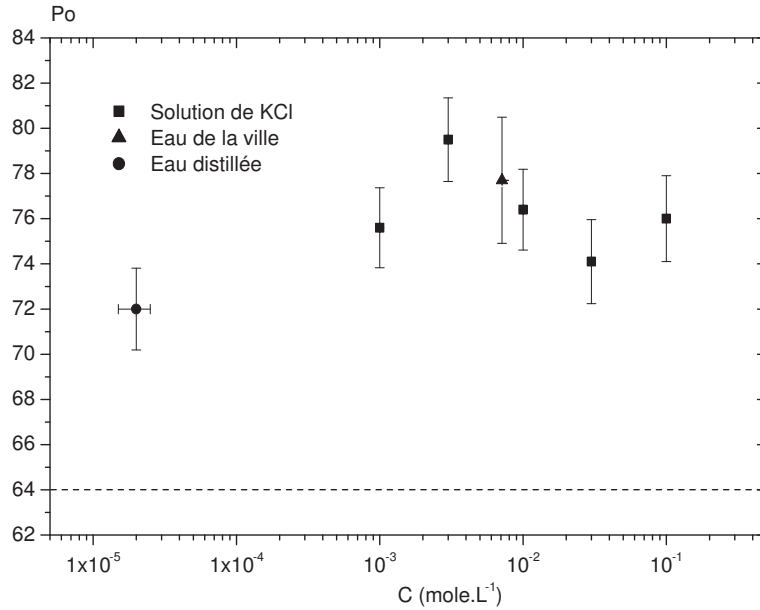


FIG. 2.21 – Nombres de Poiseuille et incertitudes obtenus pour toutes les solutions étudiées et un diamètre de microtube de $152.28 \mu\text{m}$

valence des ions semblerait donc ne pas modifier sensiblement le nombre de Poiseuille.

A la vue de ces résultats, il reste des expériences à réaliser pour des concentrations plus faibles en ions entre 2×10^{-7} et 10^{-3} mole.L⁻¹ environ. La borne inférieure est la limite d'équilibre électro-chimique de l'eau décrite par l'équation 2.34.



La concentration minimale en ions H_3O^+ ou OH^- est de 10^{-7} mole.L⁻¹. Pour la borne supérieure, il s'agit de connaître avec précision la concentration de la solution réalisée et sa composition chimique. En effet, il faudrait avec le même protocole dissoudre une masse de 15 mg de KCl pour obtenir par exemple une solution à 10^{-4} mole.L⁻¹, mais l'incertitude sur la concentration serait alors de $\pm 7\%$. L'utilisation de solutions tampons disponibles en grandes quantités ne peut-être envisagé pour des raisons de coût. Il faut alors procéder à la "coupe" d'une solution existante de concentration connue avec une quantité d'eau distillée donnée.

Il reste maintenant à déterminer de quelle manière la présence des ions affecte le nombre de Poiseuille, puis à valider les résultats expérimentaux obtenus à la fois pour les différents diamètres et pour les différentes concentrations en ions.

Conclusion

Une méthode de détermination du nombre de Poiseuille, donc du coefficient de frottement, a été mise en place. Pour cela nous avons vérifié au préalable la validité de la méthode et déterminé les paramètres

caractéristiques des microtubes (circularité, état de surface). Nous avons réalisé une étude systématique du nombre de Poiseuille en fonction du diamètre hydraulique et de la composition chimique du fluide ainsi que l'hydrophobicité de la surface du microtube. Le dispositif expérimental et la méthode associée fournissent le nombre de Poiseuille assorti d'une faible incertitude [Brutin et al., 2003b]. Les résultats expérimentaux mettent en évidence qu'avec de l'eau de ville la réduction du diamètre hydraulique entraîne l'augmentation du coefficient de frottement. Cette augmentation atteint + 27 % pour le diamètre de $52.81 \mu\text{m}$ avec une incertitude de $\pm 3.56 \%$. Il semble donc que la loi de référence ne soit pas vérifiée dans ce cas de figure.

Les expériences ont été réalisées avec d'autres types de surface traitées et les mêmes diamètres internes. Des traitements chimiques de surface permettent d'augmenter la mouillabilité en déposant un composé chimique hydrophyle. L'étude a mis en évidence que cette modification de la composition chimique de surface ne modifie pas sensiblement le nombre de Poiseuille que ce soit en utilisant de l'eau de ville ou de l'eau distillée [Brutin and Tadrist, 2003a]. Nous avons réalisé des expériences complémentaires en utilisant des solutions de KCl à différentes concentrations. Les résultats montrent une augmentation du nombre de Poiseuille. Le nombre limité d'expériences n'a pas permis d'analyser finement l'influence de la concentration. Des expériences complémentaires sont nécessaires pour préciser la loi de variation.

"Lorsqu'il s'agit d'observation, la chance favorise seulement l'esprit qui y est préparé."

Louis Pasteur (1822-1895)

Tentative d'interprétation des résultats expérimentaux

Sommaire

3.1	Mise en place du phénomène physique	79
3.1.1	Principe de la théorie de la DCE avec le fluide statique	79
3.1.2	DCE et mise en mouvement du fluide	83
3.1.3	Origines du chargement électrostatique d'une surface solide	86
3.1.4	Hypothèses de travail	87
3.1.5	Potentiel et charge de surface	89
3.1.6	Résolution de l'équation de Poisson-Boltzmann	90
3.2	Couplage avec les équations de Navier-Stokes	92
3.2.1	Equation de bilan de quantité de mouvement	92
3.2.2	Potentiel électrostatique	93
3.2.3	Expression du champ électrostatique	95
3.2.4	Expression du nombre de Poiseuille	96
3.2.5	Discussion sur l'expression du nombre de Poiseuille	97
3.3	Etude de sensibilité du modèle aux faibles et forts potentiels	98
3.4	Analyse spécifique de deux modèles de la littérature	99
3.4.1	Etude de [Rice and Whitehead, 1965]	99
3.4.2	Etude de [Mala et al., 1997]	100
3.5	Etude de sensibilité et comparaison modèle-expérience	101
3.5.1	Sensibilité au diamètre du microtube	101
3.5.2	Sensibilité à la concentration ionique	104
3.5.3	Perspectives du modèle	106

Introduction

Les différentes expériences réalisées au chapitre précédent présentent des écarts à la loi de Poiseuille et sont en accord avec la théorie avancée au niveau de la revue bibliographique. Un couplage fluide-paroi pourrait donc être à l'origine de ces écarts. La littérature à ce sujet foisonne de théorie : DCE, moments micro-polaires, viscosité pariétale due à la rugosité de surface ... Nous avons décidé de tenter d'expliquer les écarts observés expérimentalement par la théorie de la DCE car c'est la seule qui fait intervenir un couplage entre les ions d'un fluide et la paroi.

La théorie basée sur la présence de la double couche électrique (DCE) au sein de l'écoulement est ici utilisée afin de tenter de modéliser les comportements expérimentaux observés. Suite à l'étude bibliographique, il est apparu que la plupart des auteurs résolvent l'équation de Poisson-Boltzmann en faisant l'hypothèse de faibles potentiels de surface (< 25 mV) puis dans l'application numérique prennent des potentiels forts (> 100 mV) [Rice and Whitehead, 1965, Mala et al., 1997]. La résolution de l'équation de Poisson-Boltzmann présente en effet une difficulté lors de sa résolution complète. Or des études expérimentales récentes mettent en évidence des mesures de forts potentiels de surface [Ren et al., 2001] avec des écoulements d'eau distillée au sein de microcanaux en silicium. La nécessité de prendre en compte les forts potentiels de surface prend donc tout son sens afin de ne pas minimiser l'influence de la Double Couche Electrique sur l'écoulement et donc ses conséquences sur le nombre de Poiseuille.

Une étude paramétrique est ensuite effectuée sur le diamètre et la concentration en ions de la solution afin de valider le modèle. Un bon accord qualitatif est obtenu pour des diamètres allant de 52 à 540 μm et deux fluides testés : eau distillée et eau de ville. Seul un paramètre non mesurable subsiste : la charge électrostatique de surface. Il est possible de l'estimer mais il n'est pas facile d'y accéder expérimentalement sans un dispositif lourd et spécifique [Ren et al., 2001] .

3.1 Mise en place du phénomène physique

3.1.1 Principe de la théorie de la DCE avec le fluide statique

La théorie de la double couche électrique (DCE) réside sur la présence de charges électrostatiques sur une surface solide. Si la surface se trouve isolée électriquement dans l'air ambiant, elle peut-être en équilibre électrostatique ou portée à une charge de surface (positive : défaut d'électrons, ou négative : excès d'électrons) comme sur la figure 3.1. En fonction du type de matériau (conductivité électrique...) cette charge électrique de surface varie. Si le matériau est un très bon conducteur (ex : métal pur, alliage...) alors l'équilibre des charges est quasiment instantané et l'accumulation quasiment inexistante tandis qu'avec un matériau isolant (ex : verre, plastique...) le transfert des charges n'est possible que sous des différences de potentiels importantes. Ainsi si l'on est en présence d'un matériau isolant, une charge de surface peut exister sur une face sans que pour cela il y ait transfert d'électrons au travers du matériau.

La capacité d'un matériau à se charger s'appelle l'électrisation. En règle générale, les substances avec une grande permittivité se chargent positivement ; la permittivité est la capacité d'un matériau à pouvoir stocker des charges d'un champ électrique appliquées sans les transférer. On exprime également la permittivité relative (ϵ) par rapport à la permittivité absolue du vide (ϵ_0) ; ainsi la permittivité relative (ϵ_r) de l'air sec vaut 1 (Eq. 3.1). Dans le tableau 3.1, sont regroupées les permittivités de quelques

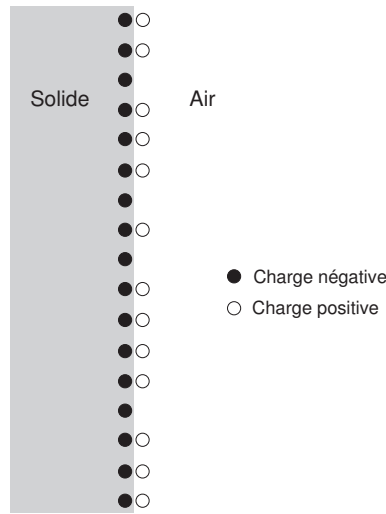


FIG. 3.1 – Surface solide isolée dans l'air et chargée négativement

matériaux et fluides.

$$\epsilon \hat{=} \epsilon_r \epsilon_0 \quad (3.1)$$

TAB. 3.1 – Quelques permittivités électriques de matériaux et fluides classiques

Substances	ϵ_r	Substances	ϵ_r
Air sec	1	Caoutchouc	4
Papier	2 à 4	Carton	4
Téflon	2.1	PVC	5
Polypropylène	2,2	Verre	5 à 10
Polyéthylène	2,25	Mica	6
Polystyrène	2,4	Bakélite	6
Polycarbonate	2,9	Méthanol	34
Polyester	3.2	Eau	80

Le verre peut ainsi accumuler les charges à sa surface à cause de sa faible conductivité électrique et de sa relative grande permittivité électrique : suivant sa composition de 10^{-10} à $10^{-14} \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$. Pour du verre quasiment pur (SiO_2) encore appelé Quartz la conductivité peut chuter jusqu'à $1.33 \times 10^{-18} \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ soit environ 10^{25} fois moins que les métaux comme le cuivre, l'aluminium... ($\sim 10^7 \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$). La conductivité électrique des microtubes pourrait donc être déterminante pour notre étude.

Tout contact d'une surface chargée avec un autre solide ou un liquide peut entraîner une redistribution voire même un transfert de charge. Dans le cas de fortes différences de charge entre deux surfaces, le contact ne se produit pas physiquement mais un transfert par "arc" électrique permet de rétablir un équilibre local; il y a alors ionisation de l'air ambiant afin d'effectuer le transfert des charges. Ce cas de figure ne sera pas envisagé étant donné les faibles charges mises en jeu ici.

Si un liquide entre en contact avec ce solide, il va se produire alors une redistribution des charges en fonction du potentiel de surface, l'équilibre local sera modifié comme sur la figure 3.2. Dans le liquide, un champ électrique va apparaître, ce qui va générer un profil de distribution des ions positifs et négatifs. Si le fluide est en mouvement alors les ions positifs et négatifs seront transportés dans le fluide et un déséquilibre électrique pourra apparaître.

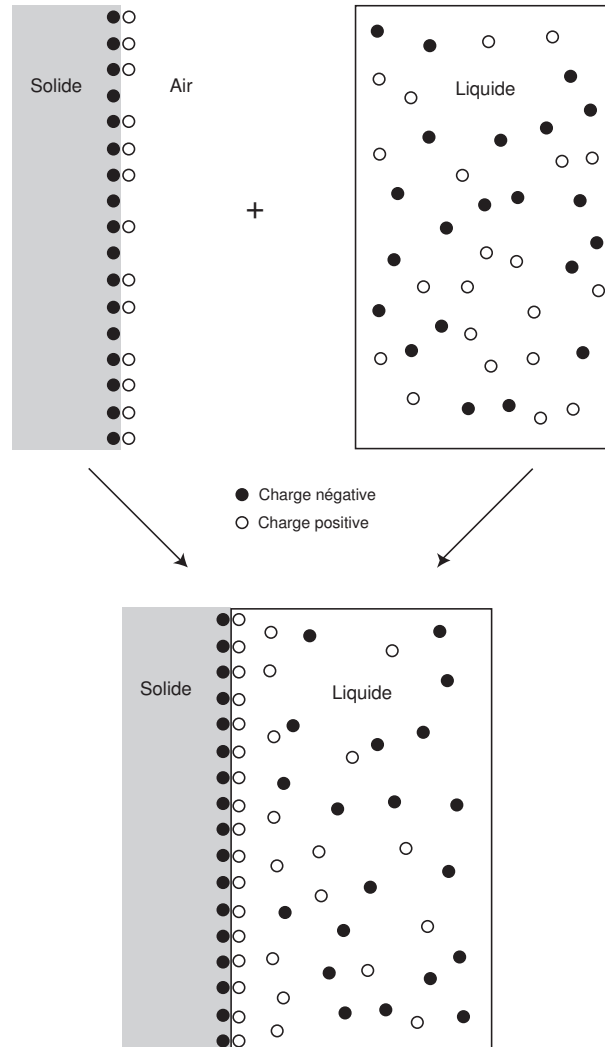


FIG. 3.2 – Equilibre électrostatique d'une surface solide en contact avec un fluide ionique

C'est en 1850 que Helmholtz introduit la notion d'interaction entre les ions d'un fluide et une surface chargée électrostatiquement. En 1879, Helmholtz définit le terme de double couche électrique en considérant un contact fluide-paroi avec une couche compacte d'ions de signe opposés sur la surface chargée puis des ions libres comme sur la figure 3.3. La description de Helmholtz ne prend pas en compte des transferts d'électrons à la surface solide et la solution est composée uniquement d'électrolyte. Les interactions entre les ions de la solution et la surface solide sont considérées comme uniquement électrostatiques et résultent donc de l'attraction de la surface solide chargée. Pour que le bilan des charges redevienne neutre sur la surface, les ions sont donc attirés près de la paroi. Dans la vision d'Helmholtz, les ions du

fluide attirés forment une couche à une distance de la paroi égale à leur rayon. La conséquence est donc la décroissance du potentiel de surface au passage des ions près de la paroi. Le plan formé par cette couche d'ions immobiles et passant par le centre des ions est appelé le plan extérieur d'Helmholtz (OHP : Outer Helmholtz Plane). Dans le modèle d'Helmholtz les ions encore libres du fluide ne sont pas affectés.

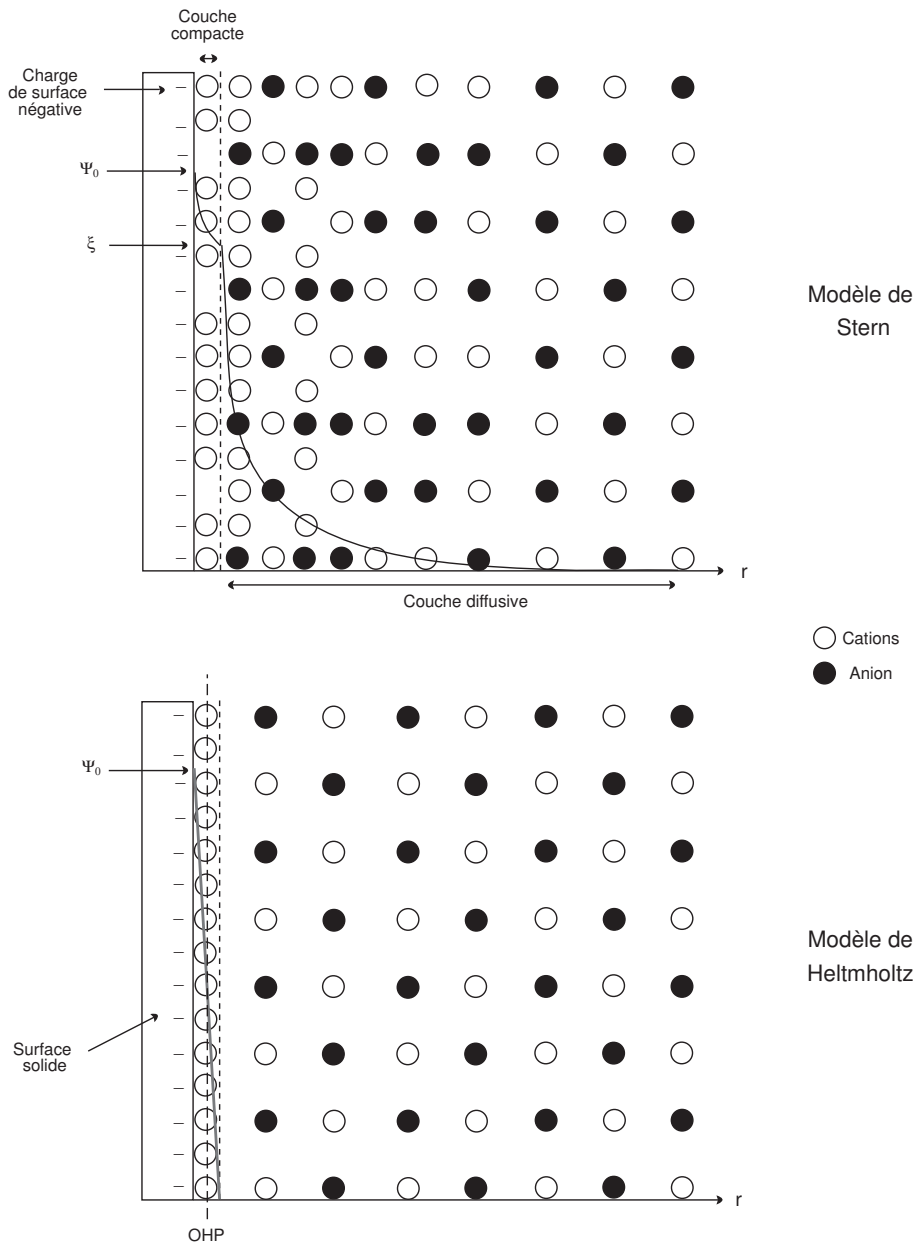


FIG. 3.3 – Théorie de la DCE avec un fluide ionique près d'une surface solide selon les modèles de Helmholtz et Stern, représentation selon [Mala et al., 1997]

Bien que le modèle d'Helmholtz soit une première étape dans la description du phénomène de surface, il ne tient pas compte de la diffusion, du mélange au sein de la solution, de l'adsorption possible à la surface. Chronologiquement le modèle de Guoy-Chapman entre 1910 et 1913 introduit la notion de couche

diffusive d'épaisseur variable au sein de laquelle les ions sont mobiles. Cette couche diffusive remplace la couche compacte définie par Helmholtz en 1879.

Un modèle encore un peu plus élaboré fait son apparition en 1924 c'est celui de Stern qui apporte des compléments en considérant en quelque sorte la combinaison des modèles de Helmholtz et Gouy-Chapman. Il en résulte toujours une couche compacte mais qui n'équilibre plus la charge de surface. Il y a alors une seconde couche (la couche diffusive) au sein de laquelle le potentiel électrostatique décroît. Cette couche diffusive contient un excès d'ions de signe opposé à la charge de surface. Puis en s'éloignant de la surface on retrouve la solution électrolytique.

3.1.2 DCE et mise en mouvement du fluide

Si maintenant, on applique un gradient de pression au fluide, l'écoulement va générer un courant électrique donc un champ électrique et un potentiel électrique aussi appelé "streaming potentiel". Ce champ est dû au déplacement des charges d'où le terme anglophone "streaming". En l'absence de gradient de pression, la DCE va mettre en mouvement le fluide par le même principe mais sous l'effet d'un champ électrique appliqué : c'est le pompage électroosmotique (Fig. 3.4).

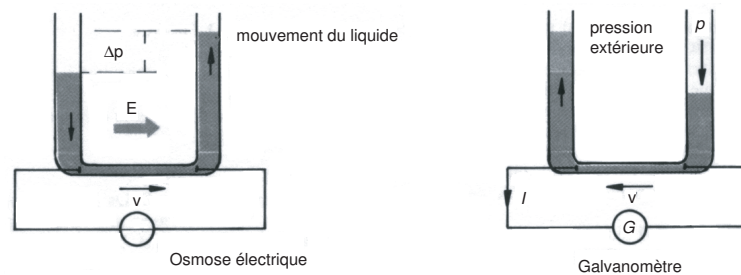


FIG. 3.4 – Principe réciproque de l'électroosmose et de formation de la double couche électrique

La présence d'une couche compacte d'ions près de la surface chargée ainsi qu'un profil de concentration dans le fluide peut se produire. La couche d'ions statique sur la surface est appelée : couche compacte ou encore couche de Stern; et la couche au sein de laquelle se développe le profil de concentration est appelée couche diffusive. Le couplage entre cette interaction électrostatique et l'écoulement liquide au sein du microtube réside dans la mise en mouvement du fluide. Le profil de vitesse théorique qui se développe dans le microtube est un profil parabolique, la vitesse maximale est atteinte au centre du microtube et est nulle à la paroi. Les charges dans le fluide de signes opposées à celles de la paroi qui s'accumulent près de la surface en silice (SiO_2) sont donc transportées très lentement alors que les charges positives en excès au centre sont transportées plus rapidement. Les lois qui régissent ces profils de concentration sont obtenues en résolvant l'équation de Poisson-Boltzmann.

Un déséquilibre électrique local apparaît en sortie de microtube, il y a un excès de charge du même signe que la paroi; il doit se compenser afin de respecter l'équilibre global. Un courant de conduction apparaît donc dans le fluide et ré-équilibre le courant induit par le déplacement des charges. Ce courant de conduction utilise la conductivité électrique de la solution afin de déplacer les excès ou défaut de charges à travers les molécules d'eau de la solution. Sans charge de surface, la répartition des ions est

alors homogène dans le microtube et la force résultante d'un champ électrique est également nulle car la densité locale de charge (positifs - négatifs) est nulle. La présence d'une charge de surface implique une présence non-homogène des ions suivant le modèle de Stern dans un champ électrique E_Z qui est dirigé des potentiels positifs vers les négatifs dans le sens de potentiels décroissant suivant l'axe principal de l'écoulement. Le potentiel en tout point du fluide $\phi(r, z)$ peut être écrit sous la forme décrite par l'équation suivante comme la superposition du potentiel dû à la DCE en l'absence d'écoulement et du potentiel qui découle du champ E_Z du à la présence d'ions en écoulement dans la direction z .

$$\phi(r, z) - \phi(0, z) = E_Z * z + \psi(r) \quad \text{avec} \quad E_Z \doteq -\frac{\partial\phi}{\partial z} \quad (3.2)$$

Les deux potentiels superposés vont agir différemment sur l'écoulement. Le potentiel de surface ($\psi(r)$) va engendrer la répartition des charges suivant une loi exponentielle suivant r au sein du capillaire alors que le champ E_Z va induire un gradient de potentiel le long du capillaire suivant l'axe z . Les ions une fois répartis axialement dans le capillaire sont immobiles suivant r . Seul le gradient de pression induit un déplacement des charges suivant z . La force induite par la présence des ions et d'un champ suivant z sera donc dirigée sur l'axe z . Le sens des forces locales appliquées à chacun des ions va dépendre de leur signe ; par contre la force globale à une côte r sera fonction du signe de la densité de charge en excès (Eq. 3.3).

$$\vec{F}(r) = \rho(r)E_Z e_{\vec{z}} \quad (3.3)$$

Ce phénomène d'opposition au mouvement du fluide se produit quelle que soit le signe de la charge de surface (Fig. 3.5) :

- Si la surface est chargée négativement, alors les charges positives seront attirées près de la paroi et donc en déficit dans le reste de la couche diffusive. Le courant de conduction qui caractérise le déplacement des électrons se fera de l'entrée du capillaire vers la sortie dans le sens opposé au champ E . La force locale $F(r)$ qui s'applique à la densité de charges en excès (ici des charges cations donc $q = + e$) s'appliquera sur un champ E_Z orienté suivant $-e_{\vec{z}}$ (de la sortie vers l'entrée). $F(r)$ sera donc orientée suivant $-e_{\vec{z}}$ et s'opposera au mouvement du fluide.
- Si la surface est chargée positivement, alors les charges négatives seront attirées près de la paroi et donc en déficit en sortie de capillaire en comparaison des charges positives (à cause du profil de vitesse parabolique). Le courant de conduction qui caractérise le déplacement des électrons se fera du haut du capillaire vers le bas dans le sens opposé au champ E . La force locale $F(r)$ qui s'applique à la densité de charges en excès (ici des charges anions donc $q = - e$) s'appliquera sur un champ E_Z orienté suivant $e_{\vec{z}}$ (de l'entrée vers la sortie). $F(r)$ sera donc orientée suivant $-e_{\vec{z}}$ et s'opposera aussi au mouvement du fluide.

La prise en compte de ces phénomènes n'est pas évidente à cause de la lourdeur des équations, ainsi souvent l'hypothèse de faibles potentiels électrostatiques de surface est faite par de nombreux auteurs (< 25 mV). Or cela n'est pas toujours le cas au vu d'études expérimentales récentes [Mala and Li, 1999, Ren et al., 2001, Yang and Kwok, 2003] . De plus la géométrie circulaire engendre des difficultés supplémentaires qui, une fois couplées aux forts potentiels électrostatiques, rend complexe la résolution analytique du problème.

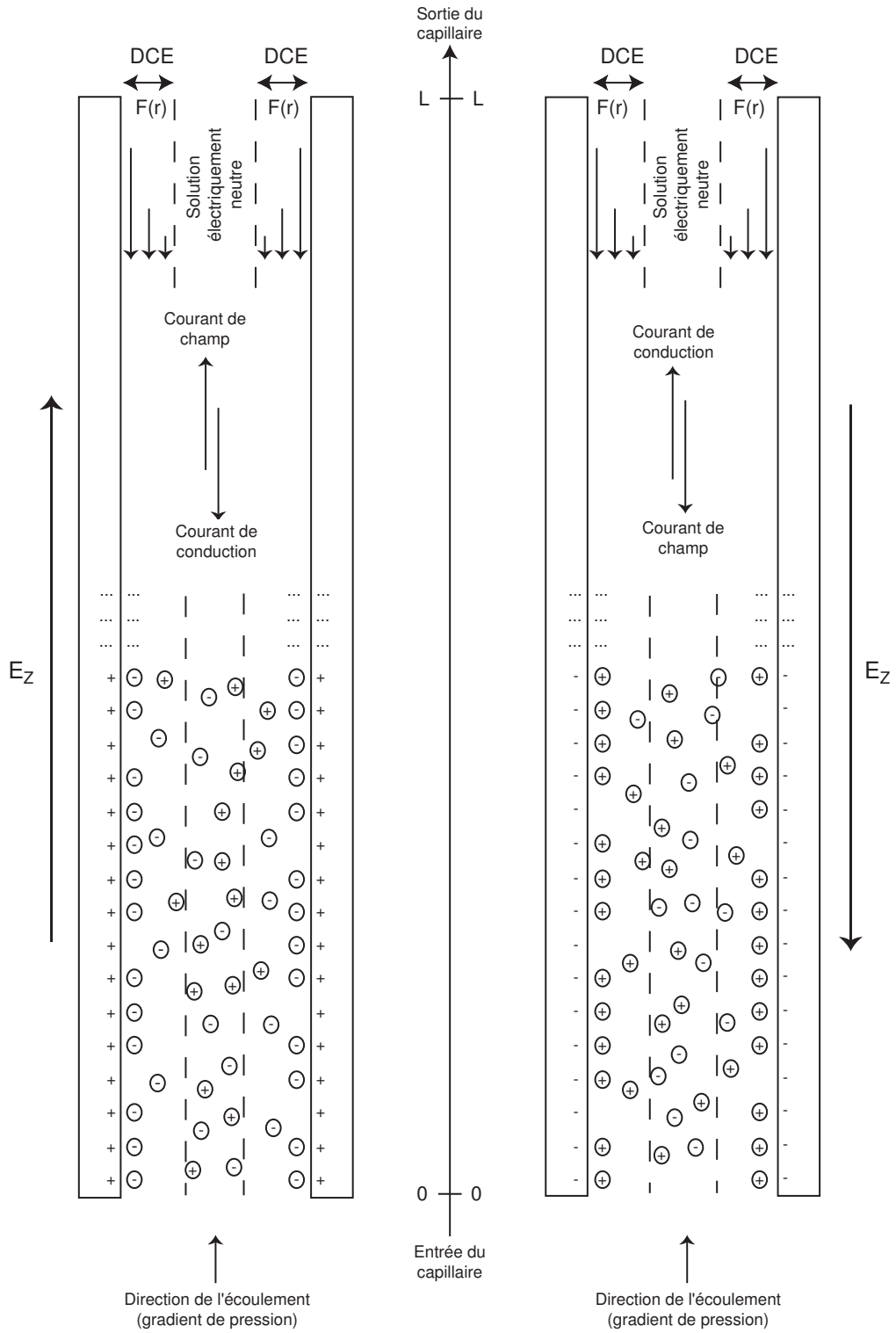


FIG. 3.5 – Répartition des charges dans le fluide, direction des courants et champs, répartition et sens de la force volumique pour les deux cas de chargement de la surface solide

3.1.3 Origines du chargement électrostatique d'une surface solide

La charge de surface va dépendre en partie de la charge initiale de la paroi mais également de la quantité et du type de charge du fluide ainsi que du type de surface. C'est un paramètre clé pour notre problème. Sa détermination expérimentale fait l'objet de plusieurs hypothèses et nécessite un montage spécifique. Son calcul théorique est complexe [Ren et al., 2001].

Le chargement d'une surface en contact avec un liquide peut avoir deux origines [Israelachvili, 1991]. La première est l'ionisation ou la dissociation d'un groupement et la seconde est l'adsorption (encore appelé "binding") d'ions de la solution sur une surface non ou peu chargée à l'origine. Cependant quel que soit le mécanisme de chargement de la surface, la charge finale doit-être équilibrée par la présence en vis-a-vis dans le liquide d'une densité de charge opposée. La capacité du matériau à pouvoir "stocker" les charges va être fonction de sa permittivité électrique.

Dans notre cas d'étude, notre matériau est de la silice fondue (SiO_2) en présence d'une solution minérale. Les molécules d'eau vont ainsi hydrater la surface et former des groupements de surface (Fig. 3.6). Les mécanismes alors mis en jeu sont la protonisation ou la déprotonisation des groupements SiO après leur hydratation. Le mécanisme dépend de la quantité de groupement H^+ donc du pH. Les deux réactions mises en jeu sont détaillées avec les équations 3.4 de constante d'équilibre K_1 et l'équation 3.5 de constante d'équilibre K_2 .

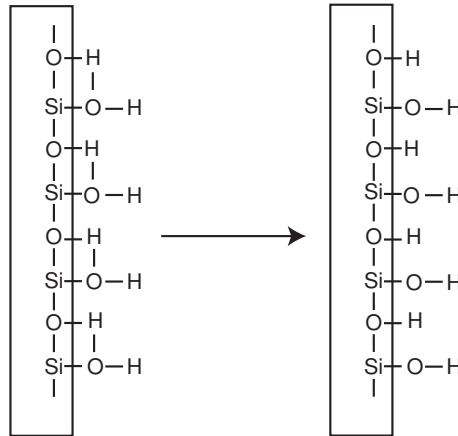
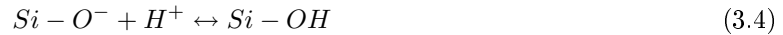
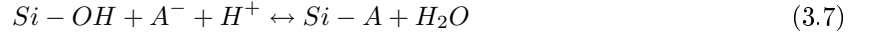
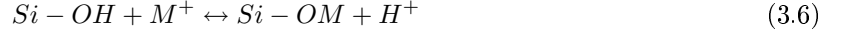


FIG. 3.6 – Hydratation et ionisation d'une surface en silice fondue par H_2O

Si l'on néglige l'adsorption d'autres ions en quantité parfois non négligeable mais qui complique encore le problème alors la charge de surface est fonction de la quantité d'ions H^+ donc du pH. Le calcul des constantes d'équilibre donne que pour des pH inférieurs à 2, la surface va se charger positivement, pour un pH de 2, la surface sera électriquement neutre tandis que pour des pH supérieurs à 2, elle se chargera

de plus en plus négativement.

Mais en réalité, le phénomène de chargement est encore plus complexe quand on fait intervenir les autres cations. En effet, ils vont eux aussi participer au chargement de la surface avec leurs équations d'équilibre. Par exemple pour un sel MA, les réactions sont données par les équations 3.6 & 3.7).



La prise en compte du chargement électrostatique total de la surface solide est un phénomène donc très complexe qui fait l'objet d'études spécifiques [Lorne et al., 1999] . Nous verrons dans la suite de l'étude comment estimer cette charge de surface pour nos expériences.

3.1.4 Hypothèses de travail

Les principaux éléments de la théorie de la double couche électrique sont extraits de l'ouvrage ?? . Le potentiel de surface qui sera considéré est noté ψ_0 comme représenté sur la figure 3.3. La couche compacte près de la surface solide ne fait que quelques épaisseurs d'atomes (en tout moins de 1 nm) tandis que la couche diffuse peut atteindre plusieurs microns. Le potentiel entre ces deux couches est appelé potentiel zêta (ζ). Dans notre étude, nous aurons $\zeta = \psi_0$. Si l'on fait l'hypothèse d'une surface chargée négativement ce qui est sûrement le cas avec un matériau comme le verre, alors un grand nombre de charges positives vont être attirées près de la surface solide et les charges négatives s'y trouveront en défaut. Afin de déterminer la densité locale d'anions et de cations, il est nécessaire effectuer un bilan du potentiel chimique (μ_C) sur les cations et les anions :

$$d\mu_C^i(r) = zed\psi(r) + k_B T \frac{dn^i(r)}{n^i(r)} \quad (3.8)$$

Le potentiel chimique est la somme du potentiel de surface et du potentiel du fluide ; comme ce potentiel se conserve il peut donc être écrit à une côte r et au centre du microtube où le champ électrostatique est nul : $\psi_0 = 0$ et le nombre volumique d'ions vaut le nombre volumique moyen d'ions au centre du microtube (n_0). Les concentrations des ions sont données par l'équation 3.9 où n^+ et n^- sont respectivement les concentrations en ions positifs (cations) et négatifs (anions). z représente la valence des ions (Fig. 3.7).

$$n^i(r) = n_0 e^{-\frac{ze\Psi(r)}{k_B T}} \quad (3.9)$$

Le nombre volumique de charges (Eq. 3.10) peut alors être exprimé comme une fonction du potentiel électrostatique avec l'équation suivante :

$$\rho(r) = [n^+(r) - n^-(r)]ze \quad (3.10)$$

Nous considérons une solution d'ions monovalents ainsi par la suite nous prendrons pour les cations $z = +1$ et pour anions $z = -1$.

$$\rho(r) = -2n_0 e \sinh \frac{ze\Psi(r)}{k_B T} \quad (3.11)$$

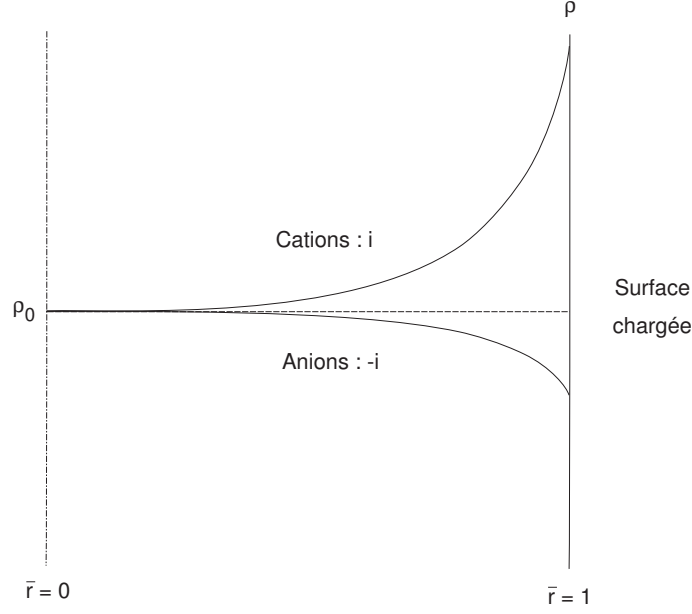


FIG. 3.7 – Profils des densités d’anions et de cations près d’une surface chargée

L’équation de Poisson donne la relation entre le potentiel électrostatique $\psi(r)$ et la densité de charge $\rho(r)$. Dans une géométrie circulaire cette relation donne l’équation 3.12.

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d\Psi(r)}{dr} \right) = -\frac{4\pi}{\epsilon\epsilon_0} \rho(r) \quad (3.12)$$

Dans un souci de simplifications mathématiques, nous adimensionnerons toutes les équations. Ainsi, les équations 3.11 et 3.12 donnent respectivement les équations 3.13 et 3.14.

$$\bar{\rho}(\bar{r}) = -2 \sinh \bar{\Psi}(\bar{r}) \quad (3.13)$$

$$\frac{1}{\bar{r}} \frac{d}{d\bar{r}} \left(\bar{r} \frac{d\bar{\Psi}(\bar{r})}{d\bar{r}} \right) = -\frac{4\pi n_0 e^2 R^2}{\epsilon\epsilon_0 k_B T} \bar{\rho}(\bar{r}) \quad (3.14)$$

La définition de grandeurs adimensionnelles est nécessaire comme la côte \bar{r} avec l’équation 3.15a, la densité de charges $\bar{\rho}(\bar{r})$ avec l’équation 3.15b ou le champ électrostatique $\bar{\Psi}(\bar{r})$ avec l’équation 3.15c.

$$\bar{r} \doteq \frac{r}{R} \quad (a) \quad \bar{\rho} \doteq \frac{\rho}{n_0 e} \quad (b) \quad \bar{\Psi} \doteq \frac{e\Psi}{k_B T} \quad (c) \quad (3.15)$$

En remplaçant l’équation 3.13 dans l’équation 3.14, on obtient l’équation de Poisson-Boltzmann (Eq. 3.16). κ est appelé la longueur électrocinétique adimensionnelle et δ le paramètre de Debye-Huckel. La définition de δ dépend de la géométrie étudiée car en fait $\kappa = \delta R$ constitue quel que soit la géométrie considérée le groupement de droite de l’équation 3.16 devant le $\sinh(\bar{\Psi}(\bar{r}))$. Ainsi dans la littérature la définition de δ en géométrie rectangulaire diffère légèrement de celle en géométrie circulaire est $\delta_{circ} = \sqrt{4\pi} \delta_{rect}$.

$$\frac{1}{\bar{r}} \frac{d}{d\bar{r}} \left(\bar{r} \frac{d\bar{\Psi}(\bar{r})}{d\bar{r}} \right) = \kappa^2 \sinh \bar{\Psi}(\bar{r}) \quad (3.16)$$

$$\kappa = \delta R = \sqrt{\frac{8\pi n_0 e^2}{\epsilon \epsilon_0 k_B T}} R \quad (3.17)$$

Les conditions aux limites de cette équation différentielle non-linéaire du second ordre sont données ci-dessous par les équations 3.18 & 3.19.

$$\bar{r} = 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{d\bar{\Psi}(\bar{r})}{d\bar{r}} = 0 \quad (3.18)$$

$$\bar{r} = 1 \quad \Rightarrow \quad \bar{\Psi}(\bar{1}) = \bar{\psi}_0 = \frac{e\psi_0}{k_B T} \quad (3.19)$$

3.1.5 Potentiel et charge de surface

Généralités

Le potentiel de surface est relié à la charge de surface par le bilan global des charges du système étudié encore appelé équation de Grahame (Eq. 3.20) où σ est la densité de charge. ρ_0 et ρ_∞ sont les nombres volumiques de charges exprimées m^{-3} . Physiquement la charge de surface est constante pour un fluide et une charge donnée, c'est en fonction de la densité d'ions en présence que le potentiel de surface s'adapte. Si la condition de surface change alors la charge de surface change aussi.

$$\sum_i \rho_{0i} = \sum_i \rho_{\infty i} + \frac{\sigma^2}{2\epsilon \epsilon_0 k_B T} \quad (3.20)$$

Influence du fluide sur la charge de surface

Une charge de $1 \mu\text{C}.\text{cm}^{-2}$ représente 1 charge par 0.16 nm^2 . Le potentiel de surface du verre en contact avec de l'eau distillée est négatif [Schweiss et al., 2001]. Ceci est dû à l'adsorption des ions H_3O^+ issus de la réaction de dissociation de l'eau. Les mesures qu'ils ont effectuées pour une surface donnée ont mis en évidence avec deux solutions de KCl à 3×10^{-4} et $3 \times 10^{-3} \text{ mole.L}^{-1}$ que les ions K^+ et Cl^- ne modifient pas la charge de surface qui était respectivement de $+0.1 \mu\text{C}.\text{cm}^{-2}$ et $-0.8 \mu\text{C}.\text{cm}^{-2}$. Pour les pH plus élevés de 6 à 8.5, la charge de surface mesurée a atteint $-1.75 \mu\text{C}.\text{cm}^{-2}$ pour un pH de 8.5.

Schweiss et al. ont également effectué une étude en faisant varier les ions en solutions et ont observé des chargements (charge -) ou déchargements (charge +) en fonction de la quantité d'ions ajoutés. La présence d'ions H_3O^+ du à l'ajout de HCl accroît fortement la charge de surface alors que la présence de KCl en concentrations de plus en plus élevées augmente la charge de surface négativement.

Leur étude met en évidence deux points : la concentration (10^{-6} à 10^{-2}) et le type d'ions (H_3O^+ , K^+) en présence dans la solution change radicalement la charge de surface qui varie pour ces paramètres entre $+0.5 \mu\text{C}.\text{cm}^{-2}$ et $-1.75 \mu\text{C}.\text{cm}^{-2}$.

Si l'on prend comme exemple, une solution électrolytique 1 : 1 de concentration variable entre 10^{-4} et 1 M, une charge de surface de $0.2 \mu\text{C}.\text{cm}^{-2}$ qui correspond à une surface légèrement chargée; on obtient en écrivant l'équation 3.20, l'expression reliant la charge de surface au potentiel de surface en fonction de la concentration en cations et anions (C) en mol.L^{-1} par l'équation 3.21.

$$\sigma = \sqrt{8\epsilon\epsilon_0 k_B T (1000[C/2]) N_a} \sinh \frac{e\psi_0}{2k_B T} \quad (3.21)$$

Le tableau 3.2 met en évidence la variation significative du potentiel de surface en fonction de la concentration en ions de -67 mV à - 300 mV pour des concentrations respectives de 1 et 10^{-4} M tandis qu'avec de l'eau pure le potentiel de surface serait de -477 mV. Il apparaît évident que la détermination exacte du potentiel de surface dépend à la fois de la charge de surface mais aussi de la concentration ionique de la solution et du type de solution (1 : 1, 2 : 1 ...). L'hypothèse d'une charge constante pour différentes expériences est donc fragile.

TAB. 3.2 – Variation du potentiel de surface pour une faible charge de surface ($0.2 \mu\text{C.cm}^{-2}$) et différentes concentrations d'ions monovalents en solution

C (mol.L ⁻¹)	ψ_0 (mV)
10^{-7}	477
10^{-4}	300
10^{-3}	241
10^{-2}	181
10^{-1}	123
1	67

La relation entre la charge de surface et le potentiel de surface peut-être inversée et donne ainsi l'équation 3.22. Elle permet de déterminer ψ_0 pour une charge de surface donnée. On représente sur la figure 3.8 la variation de ψ_0 en fonction de σ pour une concentration en ions de $7.13 \times 10^{-3} \text{ mol.L}^{-1}$.

$$\psi_0 = \frac{2kT}{e} \operatorname{arcsinh} \left(\frac{\sigma}{\sqrt{8\epsilon\epsilon_0 kT (1000[C/2]) N_a}} \right) \quad (3.22)$$

Influence de la surface solide sur la charge de surface

Le type de matériau que constitue le microtube est également important ; car si le matériau est bon conducteur alors aucune charge ne peut s'accumuler en surface et ainsi aucun champ électrostatique et donc effet de la DCE ne peut intervenir. Si le matériau est un très mauvais conducteur alors les charges restent en surface sans migrer et ainsi le déchargement de la surface ne peut se faire que par contact. Une étude plus détaillée sur l'influence de la conductivité du matériau a été menée dans la section 1.4 du chapitre 1.

3.1.6 Résolution de l'équation de Poisson-Boltzmann

L'équation de Poisson-Boltzmann n'a pas de solution analytique. Dans la littérature, la simplification classiquement appliquée est de considérer des potentiels de surface faibles ($\psi_0 < 25 \text{ mV}$) ce qui conduit à l'approximation suivante :

$$\bar{\Psi}(\bar{r}) \ll 1 \quad \Rightarrow \quad \sinh(\bar{\Psi}(\bar{r})) \approx \bar{\Psi}(\bar{r}) \quad (3.23)$$

Cependant [Ren et al., 2001] ont mis en évidence expérimentalement des potentiels de surface forts, c'est à dire supérieurs à 25 mV. Ils ont mesuré pour des surfaces de silicium avec de l'eau déionisée, un

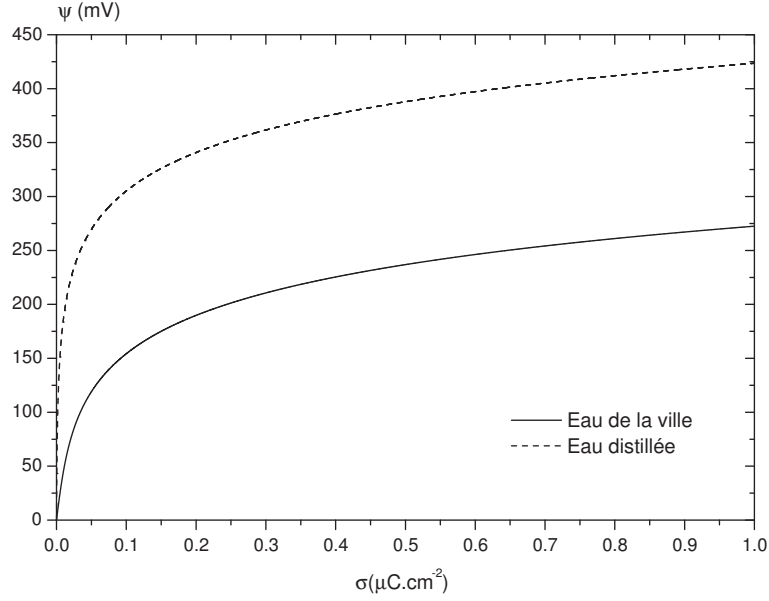


FIG. 3.8 – Variations du potentiel de surface en fonction de la charge de surface pour une concentration en ions donnée ($7.13 \times 10^{-3} \text{ mol.L}^{-1}$ pour l'eau de ville et $2 \times 10^{-5} \text{ mol.L}^{-1}$ pour l'eau distillée)

potentiel de 276 mV et pour une solution de KCl à $10^{-4} \text{ mole.L}^{-1}$, un potentiel de surface de 107 mV.

L'organisation de notre étude consistera donc à résoudre l'équation de Poisson-Boltzmann, nous allons considérer deux zones dans le microtube. La fonction sinus hyperbolique est alors décomposée en deux fonctions continues par morceaux (Eqs. 3.23 & 3.24).

$$\bar{\Psi}(\bar{r}) \gg 1 \quad \Rightarrow \quad \sinh(\bar{\Psi}(\bar{r})) \approx \frac{1}{2} e^{\bar{\Psi}(\bar{r})} \quad (3.24)$$

L'équation 3.23 est utilisée pour la zone centrale du microtube aux faibles potentiels ($\psi_0 < 25 \text{ mV}$ ou $\bar{\Psi}(1) < 1$) tandis que l'équation 3.24 est elle utilisée pour la zone près de la surface solide aux forts potentiels ($\psi_0 > 25 \text{ mV}$ ou $\bar{\Psi}(1) > 1$).

On constitue ainsi une fonction potentiel électrostatique continue par morceaux telle que suivant la valeur de $\bar{\Psi}(\bar{r})$ par rapport à 1, on va prendre dans l'équation de Poisson-Boltzmann, une approximation ou l'autre en fonction de la distance \bar{r} . On détermine la distance $\bar{r} = \beta$ telle que à cette côte le potentiel $\bar{\Psi}(\bar{r})$ vaut 1 puis on sépare les intégrales en deux morceaux pour $\bar{r} < \beta$ et $\bar{r} > \beta$. Les deux fonctions seront notées par la suite : $\bar{\Psi}_1(\bar{r})$ pour $\bar{r} < \beta$ et $\bar{\Psi}_2(\bar{r})$ pour $\bar{r} > \beta$. Les conditions de raccordement sont : l'égalité des fonctions et de leurs dérivées en $\bar{r} = \beta$ (Eqs. 3.25 & 3.26).

$$\left[\frac{d\bar{\Psi}_1(\bar{r})}{d\bar{r}} \right]_{\bar{r}=\beta} = \left[\frac{d\bar{\Psi}_2(\bar{r})}{d\bar{r}} \right]_{\bar{r}=\beta} \quad (3.25)$$

$$\bar{\Psi}_1(\beta) = 1 = \bar{\Psi}_2(\beta) \quad (3.26)$$

Les conditions aux limites pour la nouvelle fonction de potentiel continue par morceaux sont données par les équations 3.27 & 3.28.

$$\bar{r} = 0 \Rightarrow \frac{d\bar{\Psi}_1(\bar{r})}{d\bar{r}} = 0 \quad (3.27)$$

$$\bar{r} = 1 \Rightarrow \bar{\Psi}_2(1) = \bar{\psi}_0 \quad (3.28)$$

La condition de raccordement sur les dérivées sera utilisée afin d'obtenir β . La recherche de β montre qu'il n'existe pas de solution analytique ; il sera donc nécessaire de rechercher des solutions numériques. La résolution des deux équations différentielles sur chacun des domaines nécessite quelques outils mathématiques utilisés par [Levine et al., 1975].

3.2 Couplage avec les équations de Navier-Stokes

3.2.1 Equation de bilan de quantité de mouvement

L'équation de bilan de quantité de mouvement est appliquée au fluide. On considère dans l'équation 3.29 une force de volume supplémentaire due à la présence hétérogène d'ions en solutions. La géométrie considérée est circulaire 1D suivant l'axe z avec un écoulement liquide incompressible. Ainsi l'équation de bilan de quantité de mouvement 3.29 donne l'équation 3.30 sur laquelle l'étude sera basée.

$$\mu \nabla \wedge \nabla \wedge \mathbf{V} + \varrho(\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} + \nabla P = \mathbf{F} \quad (3.29)$$

$$\frac{\mu}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dU_Z(r)}{dr} \right) - \frac{dP}{dz} + F_Z = 0 \quad (3.30)$$

Dans un souci de simplification des écritures mathématiques, nous prenons les conventions définies avec les équations 3.31a & b pour respectivement P_Z et F_Z . F_Z est exprimée en fonction de la densité totale en ions ($\varrho(r)$) tandis que E_Z est le champ électrique défini par $E_Z \hat{=} E_S/L$ où E_S est le champ électrique et L la longueur du microtube.

$$P_Z \hat{=} - \frac{dP}{dz} \quad (a) \quad F_Z \hat{=} E_Z \varrho(r) \quad (b) \quad (3.31)$$

L'équation 3.30 est ainsi adimensionnée en utilisant l'équation 3.32 où U_D est la vitesse débitante.

$$\bar{U} \hat{=} \frac{U_Z}{U_D} \quad (3.32)$$

Ainsi, nous obtenons l'équation 3.33 où K_1 , K_2 et \bar{E}_S sont définis par les équations de 3.34, 3.35 et 3.36.

$$\frac{1}{\bar{r}} \frac{d}{d\bar{r}} \left(\bar{r} \frac{d\bar{U}(\bar{r})}{d\bar{r}} \right) + K_1 - \frac{K_2 \bar{E}_S}{\kappa^2} \frac{1}{\bar{r}} \frac{d}{d\bar{r}} \left(\bar{r} \frac{d\bar{\Psi}(\bar{r})}{d\bar{r}} \right) = 0 \quad (3.33)$$

$$K_1 \hat{=} \frac{P_Z R^2}{\mu U_D} \quad (3.34)$$

$$K_2 \hat{=} \frac{2n_0 e \psi_0 R^2}{\mu U_D L} \quad (3.35)$$

$$\bar{E}_S \hat{=} \frac{E_S}{\psi_0} \quad (3.36)$$

Il est à noter que K_1 ressemble au nombre de Poiseuille à un coefficient près. Sans la présence de la DCE, on peut relier K_1 au taux de contrainte pariétal en effectuant un bilan de forces sur le contour du microtube (Eq. 3.37). On obtient alors sans la présence de la DCE que $K_1 = \text{Po}/8$. Avec la présence de la DCE, un terme supplémentaire serait alors à prendre en compte. On conservera ainsi par la suite la notation K_1 .

$$P_Z = \frac{4}{D} \tau_W \quad (3.37)$$

L'équation 3.33 est transformée en 3.38 puis intégrée deux fois spatialement afin d'obtenir $\bar{U}(\bar{r})$ donné par l'équation 3.39.

$$\frac{1}{\bar{r}} \frac{d}{d\bar{r}} \left(\bar{r} \frac{d}{d\bar{r}} \left(\bar{U} - \frac{K_2 \bar{E}_S}{\kappa^2} \bar{\Psi} \right) \right) + K_1 = 0 \quad (3.38)$$

$$\bar{U}(\bar{r}) = \frac{K_1}{4} (1 - \bar{r}^2) - \frac{K_2 \bar{\psi}_0 \bar{E}_S}{\kappa^2} \left(1 - \frac{\bar{\Psi}(\bar{r})}{\bar{\psi}_0} \right) \quad (3.39)$$

La connaissance du profil de vitesse dans le microtube dépend de la connaissance du potentiel électrostatique. La détermination de \bar{E}_S fait l'objet de la section 3.2.3.

Pour indication, le profil de vitesse de référence sans effet de la DCE est donné par l'équation 3.40 et sera utilisé par la suite afin d'effectuer des comparaisons.

$$\bar{U}_{ref}(\bar{r}) = 2(1 - \bar{r}^2) \quad (3.40)$$

3.2.2 Potentiel électrostatique

Le potentiel électrostatique est résolu en fonction de \bar{r} pour les deux équations différentielles 3.41 & 3.42 sur les deux domaines de validité.

$$\frac{1}{\bar{r}} \frac{d}{d\bar{r}} \left(\bar{r} \frac{d\bar{\Psi}_1(\bar{r})}{d\bar{r}} \right) = \kappa^2 \bar{\Psi}_1(\bar{r}) \quad \forall \bar{r} \in [0, \beta] \quad (3.41)$$

$$\frac{1}{\bar{r}} \frac{d}{d\bar{r}} \left(\bar{r} \frac{d\bar{\Psi}_2(\bar{r})}{d\bar{r}} \right) = \frac{\kappa^2}{2} e^{\bar{\Psi}_2(\bar{r})} \quad \forall \bar{r} \in [\beta, 1] \quad (3.42)$$

La solution de l'équation 3.41 peut facilement être obtenue et est donnée par l'équation 3.43.

$$\bar{\Psi}_1(\bar{r}) = \frac{BesselI(0, \kappa \bar{r})}{BesselI(0, \beta \kappa)} \quad (3.43)$$

En prenant comme domaine d'étude la totalité de la section droite du microtube ($\bar{r} \in [0, 1]$) lors de l'intégration de l'équation 3.41, on trouve la solution du problème pour l'hypothèse des faibles potentiels (< 25 mV). Cette solution nommée LO pour "low potential" est donnée dans l'équation 3.44 et sera comparée par la suite à la solution complète tenant compte des forts potentiels.

$$\bar{\Psi}(\bar{r})_{LO} = \bar{\psi}_0 \frac{BesselI(0, \kappa \bar{r})}{BesselI(0, \kappa)} \quad (3.44)$$

Pour obtenir la solution de l'équation 3.42 quelques hypothèses sont nécessaires sur deux paramètres : P (Eq. 3.46) et Q (Eq. 3.47) suivant la méthode proposée par [Levine et al., 1975]. Un changement de

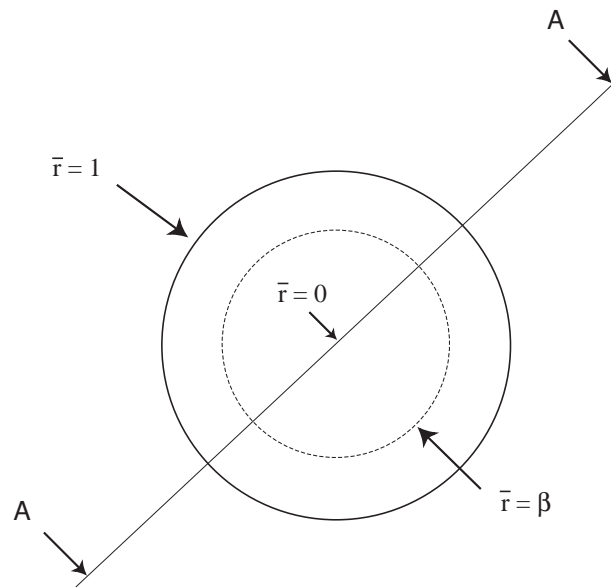


FIG. 3.9 – Coupe d'un microtube suivant sa section droite : localisation de la côte β

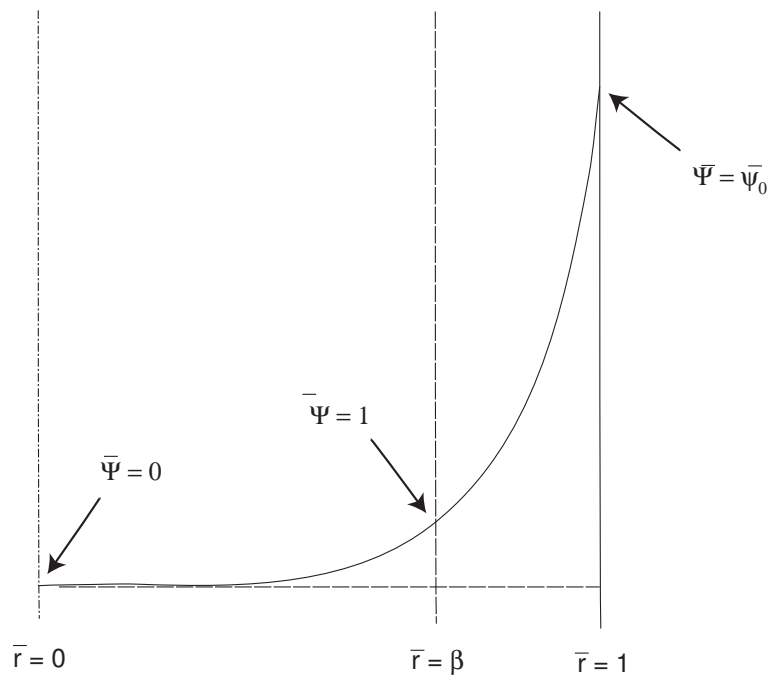


FIG. 3.10 – Vue de coupe A-A de la figure 3.9 d'un microtube suivant sa longueur : visualisation de la variation de la fonction de potentiel électrostatique

variable est nécessaire et des calculs plus lourds apparaissent. Pour notre cas de figure, $P < 0$ ce qui nous donne pour solution l'équation 3.45.

$$\bar{\Psi}_2(\bar{r}) = \ln\left(\frac{-P}{\kappa^2 \bar{r}^2 \cos^2(Q + \frac{1}{2}\sqrt{-P} \ln \bar{r})}\right) \quad (3.45)$$

$$P = \left[2 + \beta\kappa \frac{BesselI(1, \beta\kappa)}{BesselI(0, \beta\kappa)}\right]^2 - \exp^1 \beta^2 \kappa^2 \quad (3.46)$$

$$Q = \cos^{-1}\left(\sqrt{\frac{-P}{\exp^{\psi_0} \kappa^2}}\right) \quad (3.47)$$

La variation du potentiel électrostatique ainsi résolu pour la zone variant de $\bar{r} = 0$ à 1 en utilisant l'équation 3.48.

$$\bar{\Psi}(\bar{r})_{HI} = \begin{cases} \bar{\Psi}_1(\bar{r}) = \frac{BesselI(0, \kappa\bar{r})}{BesselI(0, \beta\kappa)} & \text{si } \bar{r} \in [0, \beta], \\ \bar{\Psi}_2(\bar{r}) = \ln\left(\frac{-P}{\kappa^2 \bar{r}^2 \cos^2(Q + \frac{1}{2}\sqrt{-P} \ln \bar{r})}\right) & \text{si } \bar{r} \in [\beta, 1], \end{cases} \quad (3.48)$$

Ainsi en utilisant cette solution, il est possible d'obtenir le profil de vitesse qui est donné par l'équation 3.49.

$$\bar{U}(\bar{r})_{HI} = \begin{cases} \bar{U}_1(\bar{r}) = \frac{K_1}{4}(1 - \bar{r}^2) - \frac{K_2 \bar{\psi}_0 \bar{E}_S}{\kappa^2} \left(1 - \frac{\bar{\Psi}_1(\bar{r})}{\psi_0}\right) & \text{si } \bar{r} \in [0, \beta], \\ \bar{U}_2(\bar{r}) = \frac{K_1}{4}(1 - \bar{r}^2) - \frac{K_2 \bar{\psi}_0 \bar{E}_S}{\kappa^2} \left(1 - \frac{\bar{\Psi}_2(\bar{r})}{\psi_0}\right) & \text{si } \bar{r} \in [\beta, 1], \end{cases} \quad (3.49)$$

Il nous reste à déterminer l'expression de \bar{E}_S à partir du bilan électrique dans le microtube.

3.2.3 Expression du champ électrostatique

L'écoulement forcé génère, par un gradient de pression induit, un champ électrique appelé champ électrostatique E_S . Le courant induit par le déplacement des charges dans l'écoulement est appelé le courant électrostatique I_S . Son expression est donnée par l'équation 3.50.

$$I_S = 2\pi \int_0^R U(r) \varrho(r) r dr \quad (3.50)$$

En réalisant un adimensionnement classique comme vu précédemment sur $U(r)$ et $\varrho(r)$, l'expression de \bar{I}_S est donnée alors par 3.51.

$$\bar{I}_S = \frac{I_S}{U_D R^2 n_0 e} = -4\pi \int_0^1 \bar{U}(\bar{r}) \bar{\Psi}(\bar{r}) \bar{r} d\bar{r} \quad (3.51)$$

En appliquant la neutralité électrique au niveau du liquide dans le microtube, il apparaît un courant de conduction (I_C) pour équilibrer le courant électrostatique. Son expression est donnée par l'équation 3.52 en utilisant l'expression des densités de charges positives et négatives. Mise sous forme adimensionnelle en utilisant l'équation 3.53, on obtient l'équation 3.54 où Σ_1 est une intégrale purement numérique donnée par l'équation 3.55.

$$I_C = \int_0^R 2\pi r m e [n_+(r) + n_-(r)] \frac{E_S}{L} dr = \frac{E_S \lambda_0}{L} \int_0^R 2\pi r \cosh \bar{\Psi}(r) dr \quad (3.52)$$

$$\bar{L} \hat{=} \frac{L}{R} \quad (3.53)$$

$$\bar{I}_C = \frac{I_C}{\lambda_0 R \psi_0} = 2\pi \bar{E}_S \bar{L} \Sigma_1 \quad (3.54)$$

$$\Sigma_1 \doteq \int_0^1 \bar{r} \cosh \bar{\Psi}(\bar{r}) d\bar{r} \quad (3.55)$$

Le bilan sur les deux courants est écrit à l'aide de l'équation 3.56, on obtient ainsi \bar{E}_S qui est donné par l'équation 3.57 où K_3 est donnée par l'équation 3.58. K_3 compare le transport convectif et conductif des électrons du fluide.

$$I_S + I_C = 0 \quad (3.56)$$

$$\bar{E}_S = 2 \frac{K_3}{\Sigma_1} \int_0^1 \bar{r} \bar{U}(\bar{r}) \bar{\Psi}(\bar{r}) d\bar{r} \quad (3.57)$$

$$K_3 \doteq \frac{n_0 e L U_D}{\lambda_0 \psi_0} \quad (3.58)$$

En utilisant l'expression adimensionnelle du potentiel électrostatique dans l'expression du profil de vitesse, il est possible d'obtenir l'expression du nombre de Poiseuille.

3.2.4 Expression du nombre de Poiseuille

La définition du nombre de Poiseuille (Eq. 3.59) est basée sur le coefficient de frottement et donc sur la contrainte pariétale (τ_W). Le nombre de Poiseuille obtenu est donné par :

$$Po = \lambda Re = \frac{4\tau_W}{\frac{1}{2}\rho_F U_D^2} Re \quad (3.59)$$

$$Re = \frac{\rho U_D 2R}{\mu} \quad (3.60)$$

$$\tau_W = -\mu \left[\frac{dU}{dr} \right]_{r=R} = -\frac{\mu U_D}{R} \left[\frac{d\bar{U}}{d\bar{r}} \right]_{\bar{r}=1} \quad (3.61)$$

L'expression du taux de contrainte pariétale est introduite dans l'équation 3.59 et donne la relation entre le nombre de Poiseuille et la dérivée première du profil de vitesse à la paroi (Eq. 3.62). En utilisant l'expression de la vitesse obtenue ci-dessus (Eq. 3.39), on obtient alors l'équation 3.63 qui donne l'expression du nombre de Poiseuille en fonction du potentiel électrostatique.

$$Po = -16 \left[\frac{d\bar{U}}{d\bar{r}} \right]_{\bar{r}=1} \quad (3.62)$$

$$Po = 8 \left(K_1 + \frac{2K_2 \bar{E}_S}{\kappa^2} \left[\frac{d\bar{\Psi}_2}{d\bar{r}} \right]_{\bar{r}=1} \right) \quad (3.63)$$

On connaît l'expression de \bar{E}_S mais elle est fonction de \bar{r} et de K_1 qui fait intervenir le gradient de pression hydrostatique (a priori inconnu). Dans un problème classique on fixe le gradient de pression et on en déduit la vitesse débitante (ou vice-versa). Ici on désire obtenir les deux simultanément. Il reste donc à trouver E_S , U_D et K_1 puis à les injecter dans le nombre de Poiseuille. On procède comme dans un tube classique en utilisant le débit-volume Q_V afin de déterminer K_1 (Eq. 3.64) ; puis Q_V est mis sous forme adimensionnelle (Eq. 3.65).

$$Q_V = \int_0^R U(r) 2\pi r dr \quad (3.64)$$

$$\bar{Q}_V = \frac{Q_V}{\pi R^2 U_D} = 2 \int_0^1 \bar{r} \bar{U}(\bar{r}) d\bar{r} \quad (3.65)$$

Ayant choisit U_D comme étant la vitesse débitante, on obtient que $\bar{Q}_V = 1$, ainsi on peut extraire K_1 avec Σ_2 : une intégrale numérique sans dimension (Eq. 3.67). On injecte l'expression de K_1 dans Po. On prend comme vitesse de référence la vitesse débitante.

$$K_1 = 8 \left[1 + \frac{K_2 \bar{E}_S}{\kappa^2} (1 - 2\Sigma_2) \right] \quad (3.66)$$

$$\Sigma_2 \doteq \int_0^1 \bar{r} \bar{\Psi}(\bar{r}) d\bar{r} \quad (3.67)$$

L'équation 3.66 est injectée dans l'équation 3.63 et donne 3.68.

$$Po = 64 + 16 \frac{K_2 \bar{E}_S}{\kappa^2} \left[4 - 8\Sigma_2 + \left[\frac{d\bar{\Psi}_2}{d\bar{r}} \right]_{\bar{r}=1} \right] \quad (3.68)$$

3.2.5 Discussion sur l'expression du nombre de Poiseuille

Quelques remarques peuvent être faites sur l'équation 3.68. Sans effet de la DCE par exemple pour un fluide non-ionique ($\bar{E}_S = 0$), on obtient $Po = 64$. L'expression entre crochet de l'équation 3.68 peut être calculée en utilisant l'expression du potentiel électrostatique. Le produit $K_2 \bar{E}_S$ est détaillé pour montrer qu'il n'est pas fonction de U_D . En utilisant les expressions de $U(r)$ (Eq. 3.49) et $\psi(r)$ (Eq. 3.48) dans l'équation 3.57, il est possible d'extraire l'expression de E_S (Eq. 3.69) en fonction de deux constantes numériques Σ_3 et Σ_4 .

$$\bar{E}_S = \frac{K_1 \Sigma_3}{\frac{2\Sigma_1}{K_3} + \frac{4K_2 \bar{\psi}_0 \Sigma_4}{\kappa^2}} \quad (3.69)$$

$$\Sigma_3 \doteq \int_0^1 \bar{r} (1 - \bar{r}^2) \bar{\Psi}(\bar{r}) \quad (3.70)$$

$$\Sigma_4 \doteq \int_0^1 \bar{r} \left(1 - \frac{\bar{\Psi}(\bar{r})}{\bar{\psi}_0} \right) \bar{\Psi}(\bar{r}) \quad (3.71)$$

On peut alors exprimer le produit $K_2 \bar{E}_S$ grâce à l'équation suivante :

$$K_2 \bar{E}_S = \frac{K_1 K_2 \Sigma_3}{\frac{2\Sigma_1}{K_3} + \frac{4K_2 \bar{\psi}_0 \Sigma_4}{\kappa^2}} \quad (3.72)$$

K_1 donné par l'équation 3.34 est fonction de P_Z et de U_D , une fois P_Z déterminé, il est possible avec l'équation 3.66 d'affirmer que K_1 n'est finalement pas fonction de U_D . K_2 est par contre fonction de $1/U_D$ et K_3 directement fonction de U_D . Dans l'équation 3.72, le produit $K_2 \bar{E}_S$ n'est alors pas fonction de la vitesse débitante. On obtient alors le nombre de Poiseuille (Eq. 3.68) qui n'est pas fonction de la vitesse débitante du fluide. Nous pouvons alors calculer le nombre de Poiseuille sans pour cela connaître la vitesse débitante. Cela nous indique qu'avec l'effet de la double couche électrique le nombre de Poiseuille n'est pas fonction du nombre de Reynolds dans le régime laminaire. En fixant les paramètres du problème, il est alors possible de calculer numériquement le nombre Poiseuille.

3.3 Etude de sensibilité du modèle aux faibles et forts potentiels

Si l'on applique le modèle en prenant de l'eau distillée, on peut déterminer les profils de vitesse par rapport au profil classique pour un cas donné. Prenons un diamètre interne de microtube $D = 152 \mu\text{m}$ soit $R = 76 \mu\text{m}$ et une charge de surface de $0.35 \mu\text{C.cm}^{-2}$ pour de l'eau distillée on a $2 \times 10^{-5} \text{ mol.L}^{-1}$ d'ions. Le potentiel de surface ψ_0 vaut alors $\sim 384 \text{ mV}$ soit $\bar{\psi}_0 = 15.1$; on se situe bien dans la plage des potentiels forts avec plus de 25 mV . La limite entre la zone des forts potentiels et faibles potentiels est obtenu avec $\beta = 27 \text{ nm}$ de la surface solide. L'épaisseur de Debye-Hückel vaut selon la définition en géométrie rectangulaire 68 nm et pour notre cas en géométrie circulaire 19.2 nm . Sur la figure 3.11, on représente le potentiel électrostatique au sein du microtube pour l'hypothèse des faibles potentiels et pour notre modèle. Dans le cas classique traité dans la littérature le potentiel croit beaucoup plus faiblement à l'approche de la surface que dans le cas complet en prenant en compte des potentiels forts près de la surface solide.

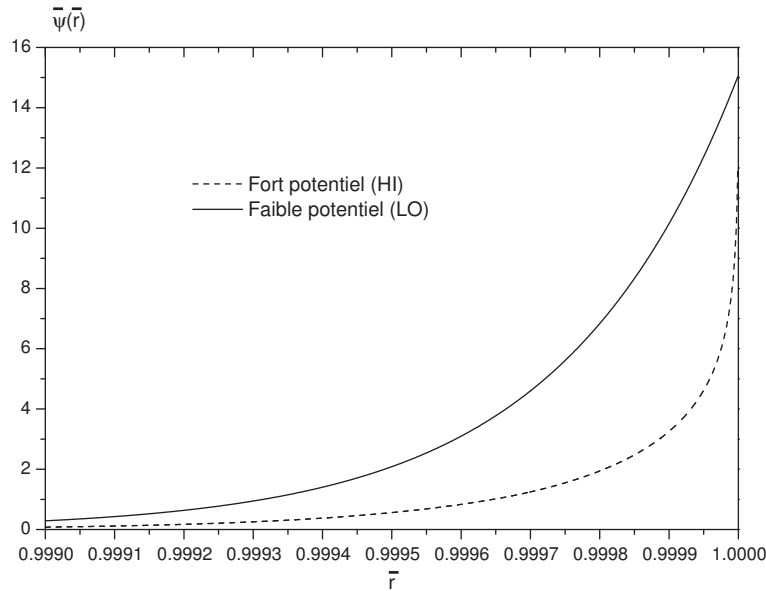


FIG. 3.11 – Potentiel électrostatique adimensionnel en fonction de la côte adimensionnelle dans le microtube : comparaison des potentiels électrostatiques au sein du microtube suivant l'hypothèse des faibles ou forts potentiels de surface

Ce qui nous intéresse est représenté sur la figure 3.12 avec la dérivée du potentiel électrostatique pour les deux cas. On note que la dérivée du potentiel électrostatique est bien plus grande (160 fois dans le cas présent) quand on considère des potentiels forts par rapport aux cas de la littérature où l'on considère des potentiels de surface faible.

Le nombre de Poiseuille obtenu est noté par la suite Po_{HI} tandis que le nombre de Poiseuille obtenu classiquement avec l'approximation des faibles potentiels est noté par la suite Po_{LO} . Dans le cas précédemment étudié, on obtient $Po_{HI} = 71.9$ et $Po_{LO} = 64.2$ pour un microtube de $152 \mu\text{m}$ de diamètre; soit donc une augmentation de 12.3% du nombre de Poiseuille en tenant compte des forts potentiels et 0.3% quand on tient compte des faibles potentiels. La prise en compte des forts potentiels est capitale afin de mettre en évidence les phénomènes observés.

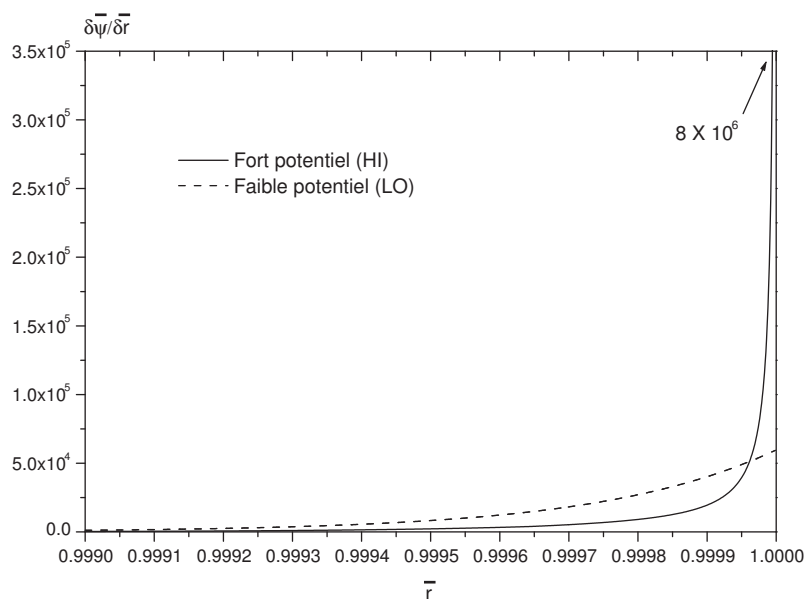


FIG. 3.12 – Dérivée du potentiel électrostatique au sein du microtube pour des potentiels de surface faibles et forts

Le profil de vitesse que l'on peut en déduire ne présente pas de différence nette sur son ensemble, il est nécessaire de représenter les écarts au profil classique comme cela est présenté sur la figure 3.13 ; on remarque que l'écart entre la solution avec et sans l'effet de la DCE est beaucoup plus important près de la paroi ce qui est en accord avec le principe d'attraction des ions par un champ électrique. La vitesse dans la majeure partie du microtube est plus faible que la vitesse de référence sauf près de la surface où une vitesse de glissement apparaît.

3.4 Analyse spécifique de deux modèles de la littérature

Avec l'exemple fourni, il apparaît que l'hypothèse des faibles potentiels sous-estime largement le nombre de Poiseuille et ce d'autant plus que ces potentiels sont forts. On voit bien que l'hypothèse des faibles potentiels prédit une augmentation de 0.3 % alors que la solution complète avec les forts potentiels met en évidence une augmentation de 12.3 % du nombre de Poiseuille. Ainsi le seuil pour lequel l'effet de la DCE apparaît est ainsi sous-estimé en utilisant l'hypothèse des faibles potentiels.

3.4.1 Etude de [Rice and Whitehead, 1965]

Dans leur étude de 1965, les auteurs se basent sur des capillaires circulaires et font l'hypothèse dès le départ de faibles potentiels électrostatiques afin de pouvoir simplifier l'équation de Poisson-Boltzmann. Ils affirment que cette solution reste valable jusqu'à des potentiels supérieurs à 50 mV pour des solutions électrolytiques monovalentes.

Or lors d'une application numérique afin de quantifier la viscosité apparente obtenue par leurs calculs, ils prennent un potentiel électrostatique de 100 mV ce qui est 4 fois supérieur à la condition de départ

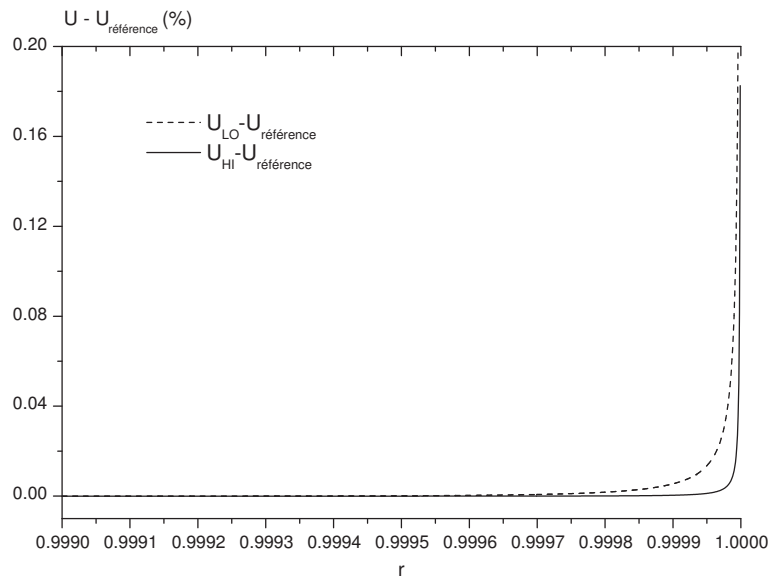


FIG. 3.13 – Ecart de la vitesse par rapport à la solution sans DCE avec des forts ou des faibles potentiels de surface

de 25 mV ; ils prennent une solution monovalente à 10^{-3} mol/L et un capillaire de 44 nm de diamètre ($\kappa = 10^{-8}$ et $\kappa a = 2.2$) et mettent en évidence une augmentation significative du rapport entre la viscosité apparente et la viscosité physique atteignant jusqu'à 6 soit donc une augmentation de 500 %.

A la vue de leur travaux, les effets électrovisqueux ne semblent alors apparaître que pour des nanotubes. Cependant, ces travaux théoriques n'ont jamais été validés expérimentalement ; de plus comme il a été précédemment montré la simplification pour les faibles potentiels sous-estime largement l'augmentation du nombre de Poiseuille et donc la viscosité apparente.

3.4.2 Etude de [Mala et al., 1997]

Les auteurs dans leur étude comme [Rice and Whitehead, 1965] ont fait dès le début l'hypothèse de faibles potentiels électrostatiques pour des écoulements en section rectangulaire. Cependant pour comparer les profils de vitesse, de potentiels au sein de l'écoulement, ils prennent des potentiels de 50 et 100 mV ce qui est encore en opposition avec l'hypothèse de départ et sous-estiment donc les effets électrovisqueux. Ils mettent en évidence qu'avec un potentiel de surface de 100 mV et un microcanal de $41.6 \mu\text{m}$ d'épaisseur, le nombre de Poiseuille atteint 112.88 (au lieu de 96 pour la loi de référence en écoulement plan) soit une augmentation de 17,6 % par rapport à la loi de référence. Avec une solution complète telle que nous l'avons mis en évidence, des effets électrovisqueux non-négligeables pourraient être obtenus pour des microcanaux de plus grande taille.

On peut également se poser des questions quand aux propriétés de la solution prises afin d'effectuer l'ensemble des applications numériques. En effet, les auteurs considèrent une solution aqueuse 1 : 1 de KCl contenant 6.022×10^{20} ions. m^{-3} . Or pour une si faible quantité d'ions, la concentration équivalente en mol.L^{-1} donne 10^{-6} mole. L^{-1} d'après la relation de l'équation 3.73. C représente dans cette équation

la concentration en mol.L^{-1} , N_a la constante d'Avogadro :

$$n_0 = 1000CN_a \quad (3.73)$$

Une concentration de 10^{-6} mole.L^{-1} semble peu probable car pour une eau théorique pure, la présence de H_3O^+ et OH^- donne 2×10^{-7} mole.L^{-1} . En tenant compte de la dissolution du CO_2 de l'air ambiant qui est inévitable, la concentration minimale atteinte est de 10^{-5} mole.L^{-1} . De plus la conductivité électrique donnée par les auteurs dans le même paragraphe : $\lambda_0 = 1.2639 \times 10^{-7} \Omega^{-1}.m^{-1}$ est rigoureusement impossible car la conductivité minimale de l'eau et celle de l'eau pure contenant 2×10^{-7} mole.L^{-1} vaut $0.04 \mu\text{S.cm}^{-1}$ soit $4 \times 10^{-6} \Omega^{-1}.m^{-1}$ soit au minimum 30 fois plus ; vraisemblablement 100 fois plus en considérant la présence d'une fraction d'ions HCO_3^- issue de la dissolution du CO_2 .

Finalement dans leur étude [Mala et al., 1997] imposent une surpression de 4 atmosphères soit 4×10^5 Pa et en déduisent alors le débit en tenant compte de l'effet de la DCE. Ceci constitue à la fois une perte d'information et une limitation. Comme pour la résolution d'un écoulement classique, il devrait être possible d'accéder au nombre de Poiseuille sans avoir à connaître un gradient de pression. C'est le cas dans notre étude.

3.5 Etude de sensibilité et comparaison modèle-expérience

3.5.1 Sensibilité au diamètre du microtube

Pour valider le modèle, il faut tester ce dernier sur au moins un paramètre du problème et étudier la variation prédite et la variation expérimentale. Les nombres de Poiseuille avec l'hypothèse des forts potentiels sont obtenus avec la relation 3.74 et pour les faibles potentiels avec la relation 3.75. La solution de référence étant pour notre géométrie circulaire : $Po = 64$.

$$Po_{HI} = 64 + 16 \frac{K_2[\bar{E}_S]_{HI}}{\kappa^2} \left[4 - 8\Sigma_2 + \left[\frac{d\bar{\Psi}_2}{d\bar{r}} \right]_{\bar{r}=1} \right] \quad (3.74)$$

$$Po_{LO} = 64 + 16 \frac{K_2[\bar{E}_S]_{LO}}{\kappa^2} \left[4 - 8\Sigma_2 + \left[\frac{d\bar{\Psi}_{LO}}{d\bar{r}} \right]_{\bar{r}=1} \right] \quad (3.75)$$

Ecarts entre les forts et les faibles potentiels

Il est possible de mettre en évidence la sensibilité du résultat au modèle choisi : faible ou fort potentiel. La figure 3.14 montre que l'hypothèse des faibles potentiels sous-estime le nombre de Poiseuille et ce de manière croissante avec les diamètres de microtubes décroissants.

Avec l'hypothèse d'une charge de surface de $0.4 \mu\text{C.cm}^{-2}$ les auteurs sous-estiment jusqu'à 40 % le nombre de Poiseuille pour un microtube de $52 \mu\text{m}$ de diamètre par exemple. Si le diamètre reste supérieur à $300 \mu\text{m}$ alors l'écart entre les deux modèles est inférieur à 10 %. Il est donc nécessaire de prendre en compte ces effets afin de mieux reproduire le comportement observé pour les microtubes de diamètres inférieurs à $300 \mu\text{m}$ pour le cas présent.

Analyse et discussion des résultats

On représente sur la figure 3.15 la comparaison des résultats pour l'eau distillée et sur la figure 3.16 pour l'eau de ville. La même croissance du nombre de Poiseuille est observée théoriquement avec le modèle

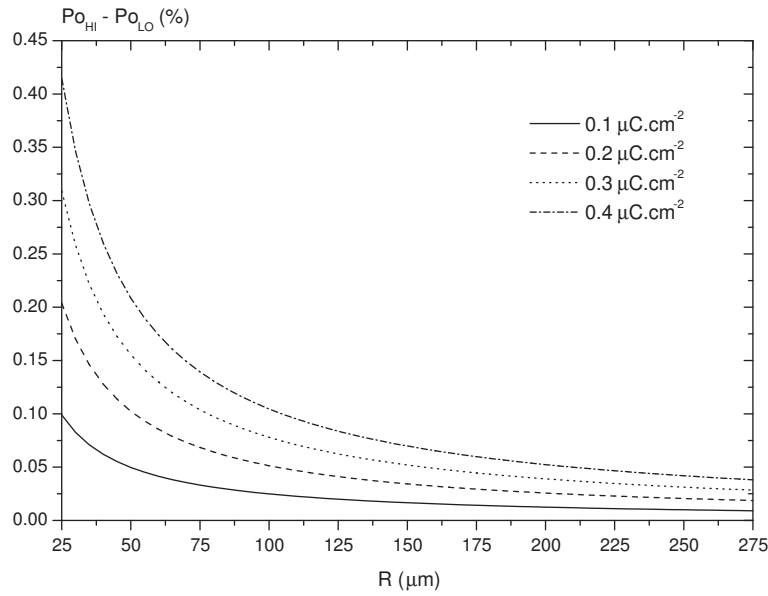


FIG. 3.14 – Ecart entre les nombres de Poiseuille avec et sans la prise en compte des forts potentiels : comparaison sur un cas donné entre les solutions aux forts potentiels et aux faibles potentiels

pour les diamètres décroissants. Cependant une charge de surface constante ne semble pas suffire pour traduire la variation expérimentale observée. La charge de surface sur la figure 3.15 varie entre 0.1 et 0.4 μC.cm⁻² cette plage de variation est certes assez large mais correspond à des charges de surface qu'il est physiquement possible d'atteindre ([Schweiss et al., 2001, Israelachvili, 1991]).

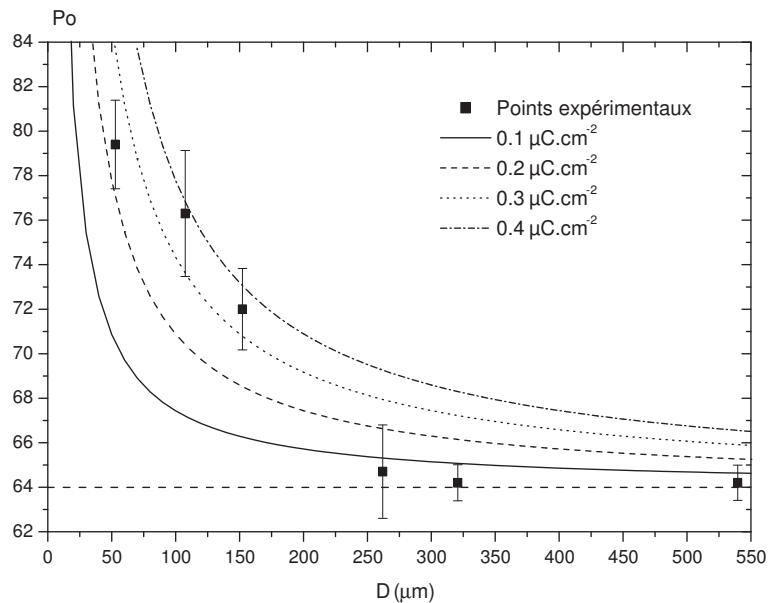


FIG. 3.15 – Nombre de Poiseuille en fonction du diamètre du microtube : sensibilité du modèle sur les résultats de l'eau distillée

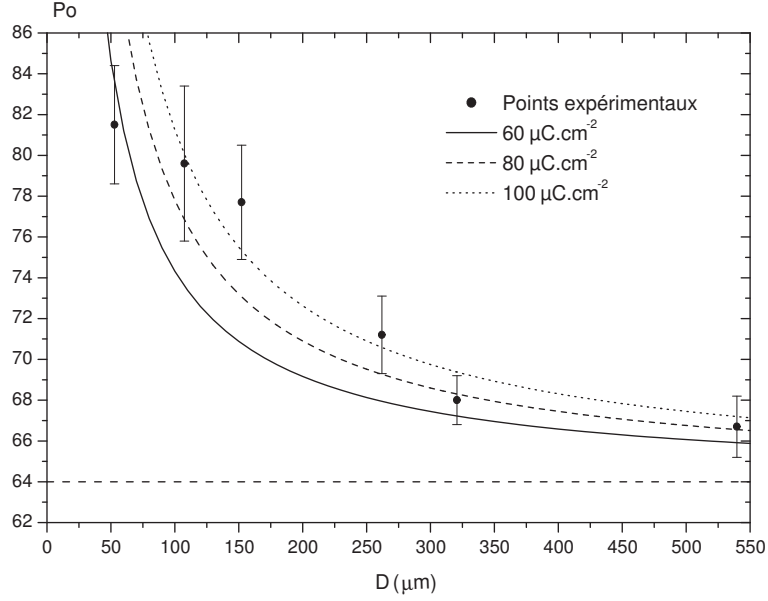


FIG. 3.16 – Nombre de Poiseuille en fonction du diamètre du microtube : sensibilité du modèle sur les résultats de l'eau de ville

Cependant pour la plage de charges de surface obtenue pour l'eau de ville, elle est moins large mais présente des valeurs beaucoup plus grande de 60 à 100 $\mu\text{C}\cdot\text{cm}^{-2}$. Cet ordre de grandeur de charge de surface est moins fréquent mais il n'est toutefois pas impossible de rencontrer de telles densités de charge de surface dans des conditions bien précises [Schweiss et al., 2001]. Ce qui est aussi probable c'est que le modèle nécessite des valeurs trop élevées de la charge de surface à cause par exemple d'un paramètre pris constant et qui varie en réalité localement dans le problème (ex : la conductivité électrique, la masse volumique, la permittivité relative, la viscosité...). Il apparaît clair qu'expérimentalement la variation du nombre de Poiseuille est linéaire alors que théoriquement elle est d'allure exponentielle. L'origine de cet écart peut avoir plusieurs causes : soit un terme équilibrant le bilan de forces dans l'équation de quantité de mouvement a été omis car il est à ce jour négligé ou inconnu ; soit un terme du modèle a été considéré comme étant constant et la prise en compte de sa loi de variation au sein du microtube serait primordiale. Alors que la variation expérimentale laisse penser à une croissance de type linéaire, le modèle théorique varie suivant une loi type "exponentielle". Une donnée expérimentale du problème a été prise constante dans la totalité du microtube : c'est la conductivité électrique du fluide, or la conductivité électrique est due au transport des charges par les ions et leur quantité détermine la conductivité. Ainsi la densité d'ions varie grandement entre la surface et le centre du microtube suivant la loi de l'équation 3.76 en fonction du potentiel électrostatique. La conductivité électrique locale varie donc sans doute dans la même plage. Etant à l'origine du mécanisme d'équilibre électrique dans le microtube cette donnée physique est donc d'une grande importance pour une modélisation plus fine.

$$\bar{\rho}(\bar{r}) = -2 \sinh \bar{\Psi}(\bar{r}) \quad (3.76)$$

Si l'on cherche à intégrer la variation réelle de la conductivité électrique ($\lambda(\bar{r})$) en fonction de la densité locale d'ions ($n^+(\bar{r}) + n^-(\bar{r})$) il faut donc se baser sur l'équation 3.77. Il est alors possible d'en déduire une variation approximative de la charge électrique locale (Eq. 3.78).

$$n^+(\bar{r}) + n^-(\bar{r}) = n_0 \left[e^{-\bar{\psi}(\bar{r})} + e^{\bar{\psi}(\bar{r})} \right] = n_0 \cosh(\bar{\psi}(\bar{r})) \quad (3.77)$$

$$\lambda(\bar{r}) = \lambda_0 \cosh(\bar{\psi}(\bar{r})) \quad (3.78)$$

Pour accéder la variation locale de la conductivité, il faut donc connaître le potentiel électrostatique. Un moyen de pouvoir prendre en compte cette redistribution serait de mettre en place une procédure de calcul par intégration qui prendrait en considération un profil donné puis recalculerait la conductivité locale et ainsi de suite. Une telle procédure serait donc à envisager afin de mieux modéliser les phénomènes locaux.

3.5.2 Sensibilité à la concentration ionique

Le modèle a été validé en faisant varier le diamètre hydraulique des microtubes. Un autre paramètre qui peut-être atteint aisément est la concentration totale en ions dans la solution. Cependant, il faut s'assurer que la modification de la concentration ne change pas sensiblement les principaux paramètres tels que la masse volumique, la viscosité, la conductivité électrique et la permittivité. Ceci a été réalisé dans les sections §2.2.3 pour des solutions de KCl de concentration variable.

L'utilisation d'une solution de KCl permet avec les masses molaires quasiment identiques du chlore et du potassium de n'avoir que des ions monovalents en solution; car l'eau de ville contient des ions mono, bi et trivalents.

La charge de surface dépend comme cela a été dit précédemment de quantité de charge dans le fluide et d'autres paramètres. Afin de pouvoir estimer la variation de la charge de surface, l'étude de [Schweiss et al., 2001] est analysée et plus particulièrement la partie concernant la variation de la charge de surface en fonction de la concentration en sel de KCl (Fig. 3.17).

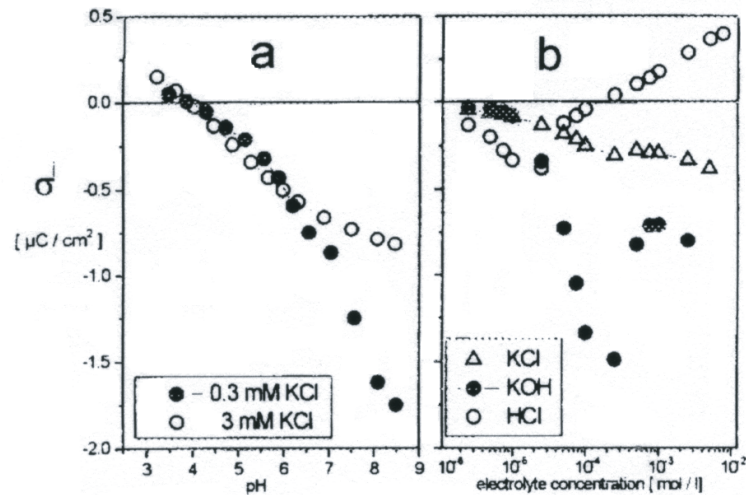


FIG. 3.17 – Charge de la surface interne du microtube en fonction du pH ou de la concentration en sel de KCl, KOH ou HCl [Schweiss et al., 2001]

L'étude met en évidence une variation de la charge de surface suivant une loi du type 3.79. En utilisant les deux points que sont la charge estimée avec l'eau distillée et l'eau de ville, on obtient une loi approximative donnée par 3.79 avec $A = 166.0634 \mu\text{mC.cm}^{-2}$ et $B = 35.2978$.

$$\sigma = A + B \lg(C) \quad (3.79)$$

Analyse & discussion des résultats

On représente sur la figure 3.18 la variation du nombre de Poiseuille pour des concentrations en sel de KCl allant de $2 \times 10^{-2} \text{ mole.L}^{-1}$ à $10^{-1} \text{ mole.L}^{-1}$. Pour les deux extrêmes du graphique le nombre de Poiseuille tend vers la loi de Poiseuille (64). La variation du nombre de Poiseuille passe par un maximum pour $1.35 \times 10^{-4} \text{ mole.L}^{-1}$ à $Po = 101.5$.

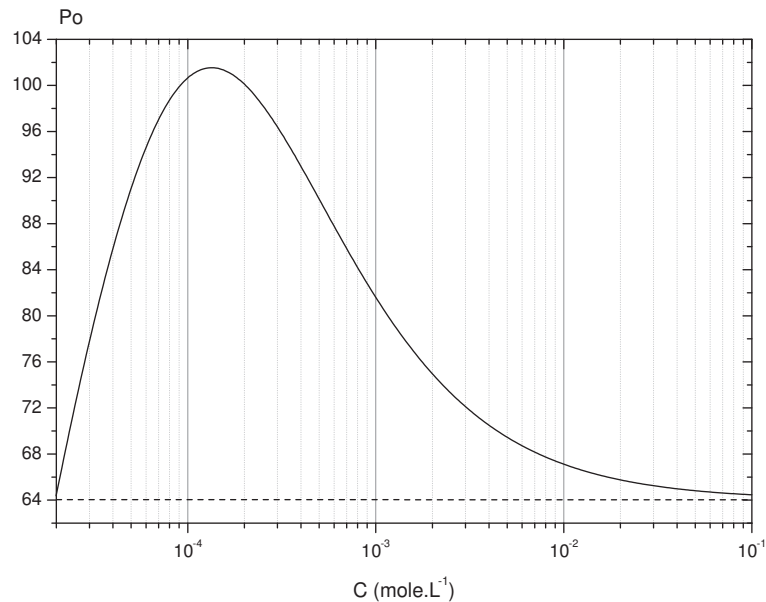


FIG. 3.18 – Variations du nombre de Poiseuille en fonction de la concentration en sel de KCl pour une charge de surface variable suivant l'équation 3.79

La position du maximum dépend fortement de la loi de variation de la charge de surface. La connaissance pour le couplage surface-solution est nécessaire afin de pouvoir traduire correctement la variation expérimentale du nombre de Poiseuille représentée sur la figure 3.19.

Il apparaît en confrontant les variations théorique et expérimentale du nombre de Poiseuille un écart notable. Le nombre de Poiseuille atteint un maximum qui correspond au maximum du couplage entre les forces électrostatiques et la quantité de charges. Dans le cas décrit par la figure 3.18 pour les concentrations en sel de KCl fortes ($> 10^{-2} \text{ mole.L}^{-1}$) la force qui s'exerce sur chaque ion est trop faible pour induire une augmentation significative locale devant le gradient de pression. Ceci est également valable pour les concentrations très faibles ($< 10^{-5} \text{ mole.L}^{-1}$) pour lesquelles peu d'ions subissent des champs très forts et les ions sont trop peu nombreux pour engendrer une augmentation locale du frottement. Il faut que la quantité d'ions en solutions soit comprise entre deux limites pour que le couplage soit optimum.

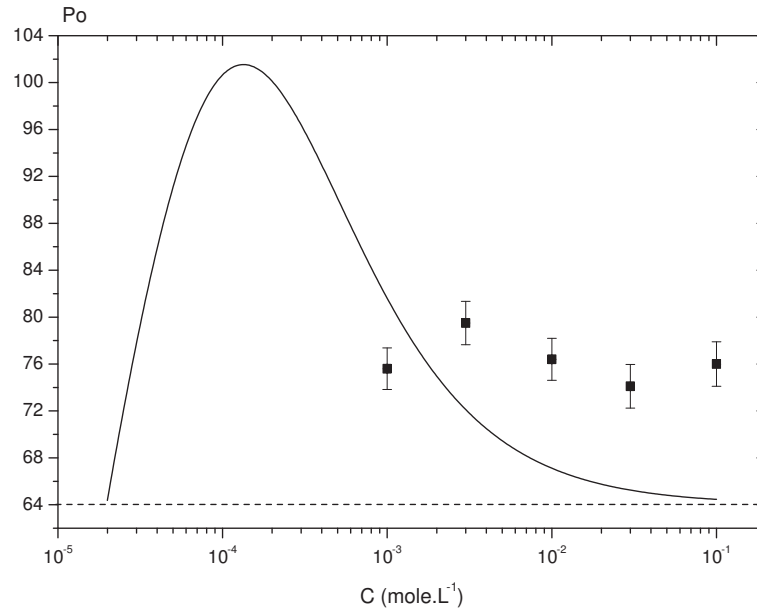


FIG. 3.19 – Comparaison modèle-expérience pour les différentes solutions de KCl et les microtubes de 152.28 μm

3.5.3 Perspectives du modèle

Nous avons listé ci-dessous les améliorations qu'il serait possible de réaliser sur le modèle afin de mieux traduire le phénomène physique de couplage électrostatique avec une paroi chargée :

- le modèle ne prend en compte qu'une solution électrolytique 1 : 1 ainsi la présence d'ions bi ou tri valents modifie le profil de concentrations. Il faudrait pour cela prendre en compte non pas dans l'équation de Poisson-Boltzmann (Eq. 3.16) un seul second membre en sinus hyperbolique ($\sinh \bar{\psi}$) mais la somme de 2 ou 3 afin de tenir compte de la contribution des ions bi-valents avec ($\sinh 2\bar{\psi}$) et tri-valents avec ($\sinh 3\bar{\psi}$).
- les résultats sont obtenus à 25 °C, or expérimentalement les résultats obtenus l'ont été pour différentes températures d'expérimentation variant de 21 à 25 °C et ce paramètre n'est pas pris en compte. Les modifications engendrées par la variation de température ne devrait pas avoir d'effet significatif sur la modification du nombre de Poiseuille car c'est la température absolue qui est utilisée. La paramétrisation de la viscosité et de la conductivité électrique est déjà en place; cependant pour les résultats expérimentaux la température d'expérimentation change et le modèle pour sa part calcule les nombres de Poiseuille pour une seule et même température. Le calcul des nombres de Poiseuille pour la température d'expérimentation pourrait permettre de mieux approcher le phénomène.
- la conductivité électrique est considérée constante dans la totalité du microtube, or la concentration en ions suit le profil décrit par la loi de Boltzmann. La prise en compte d'une conductivité variable en fonction de la côte permettrait de mieux traduire l'équilibre électrique au niveau des courants

de paroi. Car si la quantité d'ions varie suivant une loi du type Boltzmann alors il en est de même pour la conductivité; les effets devraient alors être fortement affectés.

- la masse volumique et la viscosité varient également en fonction de la concentration en ions; or près de la surface solide la densité d'ions peut atteindre plusieurs mole.L^{-1} . La prise en compte de variations locales pourrait permettre de modéliser plus finement le couplage ionique fluide-paroi.

Conclusion

Un modèle basé sur la théorie de la double couche électrique à été mis en place et développé. Le modèle couple la force volumique due aux interactions électrostatiques à l'équation de quantité de mouvement en prenant en compte des potentiels électrostatiques forts ce qui modifie considérablement la distribution du potentiel électrostatique dans le fluide. Il a été mis en évidence que la prise en compte de ce potentiel fort est primordial pour traduire quantitativement les variations globales du nombre de Poiseuille que ce soit avec l'eau de ville ou l'eau distillée [Brutin and Tadrict, 2003b] .

L'étude de sensibilité sur le diamètre hydraulique met en évidence le même comportement déjà observé de croissance du nombre de Poiseuille pour les diamètres hydrauliques décroissants. L'étude de sensibilité sur la concentration ionique montre qu'il existe une concentration ionique pour laquelle le couplage électrostatique est maximal. La prise en compte des variations locales des paramètres physiques tels que la masse volumique, la viscosité et la conductivité électrique devrait permettre de modéliser plus finement les variations expérimentales du nombre de Poiseuille.

Conclusions & perspectives

Les objectifs de l'étude étaient de mettre au point un dispositif expérimental permettant d'obtenir avec précision le nombre de Poiseuille d'un écoulement liquide en microtube, puis d'être capable de prédire le comportement expérimentalement observé. Le dispositif expérimental réalisé a été utilisé pour des régimes d'écoulements laminaires mais peut également servir à étudier la transition laminaire-turbulent et les régimes d'écoulements turbulents. Le dispositif et la méthode de traitement associée permettent d'obtenir le nombre de Poiseuille d'écoulements laminaires liquides avec une précision inférieure le plus souvent à 4 %. L'étude réalisée a mis en évidence un comportement original du nombre de Poiseuille pour les écoulements d'eau distillée, d'eau de la ville et des solutions de KCl au sein de microtubes de diamètres allant de 540 à 52 μm . L'origine de l'écart à la théorie classique en macroconduites est proposé avec les interactions électrostatiques fluide-paroi et plus précisément entre les ions contenus dans le fluide et la surface interne du microtube chargée électrostatiquement.

Un couplage entre la surface du microtube et les ions contenus dans le fluide en écoulement peut donc intervenir si des conditions sont réunies : le matériau dont est fait le microtube doit avoir une conductivité électrique faible afin d'accumuler en surface les charges électrostatiques ; de plus le fluide doit contenir des ions. L'intensité du couplage dépendra alors du diamètre de la microconduite, de la charge électrostatique accumulée sur la surface interne et des propriétés de la solution. Les effets mis en jeu peuvent modifier considérablement l'écoulement en engendrant une augmentation de la perte de pression de plusieurs dizaines de pourcents. Le modèle mis en place utilise en première approximation des paramètres physiques (masse volumique, viscosité, conductivité électrique) constants dans le microtube et met en évidence qualitativement une augmentation du nombre de Poiseuille pour les diamètres hydrauliques décroissants. Le paramètre qui ne peut-être mesuré expérimentalement pour le moment est la charge électrostatique de surface : elle est donc estimée à partir d'études d'autres auteurs. La charge électrostatique de surface nécessaire afin que le modèle concorde avec nos résultats expérimentaux pour l'eau de ville est bien plus élevée (333 fois) que la charge dans le cas de l'eau distillée ; ceci est en accord avec le principe de chargement de la surface par hydratation puis ionisation en fonction de la quantité de cations forts de la solution (350 fois plus dans l'eau de ville que dans l'eau distillée). Les tendances et résultats du modèle sont encourageants et laissent penser qu'une modélisation locale des paramètres physiques tels que la conductivité électrique permettra une meilleure prédiction du nombre de Poiseuille.

Afin de poursuivre cette étude, il serait envisageable de s'intéresser à des écoulements au sein de microtubes d'autres natures (silicium, polycarbonate ...) avec d'autres fluides ioniques. Ceci permettrait ainsi de compléter la présente étude. L'utilisation de microtubes métalliques pose cependant le problème de la précision sur les dimensions, car rares sont les capillaires métalliques de sections circulaires "propres". La maîtrise également de la composition chimique du fluide est source d'étude intéressante pour mettre

en évidence le couplage entre les ions du fluide et la paroi interne du microtube. Plus généralement, il faudrait descendre à des échelles plus petites en effectuant ces mêmes expériences avec des microtubes de diamètres inférieurs à $50 \mu\text{m}$. Il se pose alors des problèmes métrologiques car les suppressions engendrées atteignent très rapidement plusieurs bars et à la fois la connectique mais aussi l'instrumentation en pression atteint ses limites de fonctionnement. Afin de conduire des expériences pour des plages de nombres de Reynolds acceptables, il est alors nécessaire d'effectuer des modifications du dispositif. De plus pour de si faibles débits l'évaporation devient un phénomène dont il faut tenir compte afin que les masses pesées ne soient pas biaisées.

Le développement du modèle avec une conductivité électrique locale variable nécessite un complet remaniement des équations mais semble très prometteur. Il faut alors mettre en place un processus itératif en faisant converger la solution du profil de vitesse ; ou alors il faudra résoudre le problème dès les premières équations avec une conductivité électrique variable en fonction du potentiel électrostatique. La recherche de la variation de la charge de surface en fonction du type de surface et de la quantité d'ions au sein du fluide est également d'une grande importance afin d'atteindre les comportements expérimentaux non plus uniquement qualitativement mais aussi quantitativement. On peut envisager à la fois une approche théorique et si besoin numérique du phénomène avec le calcul de la charge théorique de surface. Une approche expérimentale consisterait à effectuer des campagnes de mesures d'un paramètre qui permet d'accéder à la charge de surface pour plusieurs types de surface et plusieurs fluides de différentes concentrations ioniques. Cependant, il n'existe pas pour l'heure de dispositif permettant de mesurer directement la charge électrostatique de surface. Seule une mesure du champ électrostatique, techniquement réalisable mais intrusive permet de remonter à la charge de surface.

Deuxième partie

Ébullition convective en minicanaux

Nomenclature de la partie II

Lettres romaines

A	Section (m^2)
d	Distance (m)
D_H	Diamètre hydraulique (m)
e	Epaisseur (m)
F	Fréquence d'oscillation (Hz)
g	Constante de gravitation : 9.81 m.s^{-2}
l	Largeur (m)
L	Longueur (m)
L_V	Chaleur latente de vaporisation (J.kg^{-1})
P	Pression relative (Pa)
P_W	FLux de chaleur (W)
Q_W	Densité de flux de chaleur (W.m^{-2})
Q_M	Débit-masse (kg.s^{-1})
T	Température ($^{\circ}\text{C}$)
t	Temps (s)
U	Vitesse débitante (m.s^{-1})
Z	Niveau dans le tube réservoir (m)

Lettres grecques

α	Coefficient de pertes thermiques (-)
χ	Titre (-)
δ	Composante fluctuante (-)
Δ	Différence (-)
μ	Viscosité dynamique (Pa.s)
ρ	Masse volumique (kg.m^{-3})
σ	Tension de surface (N.m^{-1})
τ	Temps de transit (s)

Indices & exposants

Atm	Atmosphérique
B	Diphasique

In	Entrée
L	Liquide
Out	Sortie
Sat	Saturation
V	Vapeur
W	Surface

Nombres sans dimension

Bo	Nombre de Bond $[\frac{g\Delta\rho D^2}{\sigma}]$ (Eq. 4.2 / p. 132)
Co	Nombre de Confinement $[\sqrt{\frac{\sigma}{g\Delta\rho D^2}}]$ (Eq. 4.3 / p. 132)
N_{PCH}	Nombre de changement de phase $[\frac{4q_w}{\rho_L U_D L_V} \frac{L}{D_H}]$ (Eq. 5.19 / p. 176)
N_{SUB}	Nombre de sous-refroidissement $[\frac{\Delta h_i}{L_V}]$ (Eq. 5.20 / p. 176)
Re	Nombre de Reynolds $[\frac{\rho U D}{\mu}]$ (Eq. 2.2 / p. 48)
St	Nombre de Stanton $[\frac{\bar{h}}{\rho C_{pL} U_D}]$ (Eq. 6.27 / p. 216)

Abréviations et sigles

ann.	Annulaire
buff.	Buffer
CHF	Densité de puissance critique
circ.	Circulaire
écl.	Ecoulement
exp.	Expérimental
in.	Entrée
liq.	Liquide
lam.	Laminaire
num.	Numérique
oscil.	Oscillation
perf.	Performance
prédic.	Prédiction
rect.	Rectangulaire
sol.	Solution
struc.	Structure
TCM	Transferts de Chaleur et Masse
TdC	Transferts de Chaleur
TdM	Transferts de Masse
temp.	Température
tend.	Tendance sur le facteur de frottement
th.	Théorique
trap.	Trapezoïdale
tri.	Triangulaire
turb.	Turbulent
visu.	Visualisation

+	Augmentation
-	Diminution
=	Egalité
$\hat{=}$	Définition
\equiv	Equivalent

Introduction

L'amélioration des performances de micro-systèmes utilisant le changement de phase passe par une meilleure connaissance du phénomène d'ébullition quand le confinement vient modifier les mécanismes des transferts de masse et par conséquent les transferts de chaleur. La compréhension du phénomène de changement de phase liquide-vapeur en microconduites a des applications à plus grande échelle par exemple dans le domaine du spatial avec les échangeurs compacts..., de la micro-informatique avec des densités de puissance importantes à extraire des microprocesseurs. La miniaturisation galopante est suivie dans ce domaine d'un accroissement de la densité de puissance thermique dissipée par les semi-conducteurs. Les quantités de chaleur à évacuer ne sont pas importantes mais sont dissipées sur des surfaces très petites (celle du 'die' : le coeur du micro-processeur). Les actuelles densités sont de l'ordre de 100 W dissipés sur environ 1 cm² soit donc des densités de puissance de 1 MW.m⁻². Le recours à l'ébullition en microcanaux semble donc une solution prometteuse dans ce domaine technologique.

Plusieurs mécanismes ont été proposés quant à l'influence des paramètres physiques pilotant le changement de phase en microconduite, cependant il n'y a pas d'accord total sur l'importance de ces paramètres sur les transferts de chaleur et de masse du fait d'un manque de résultats expérimentaux sur le sujet. De nombreux travaux portent sur les transferts dans des conduites de petites dimensions en monophasique, mais encore trop peu d'études concernent les écoulements diphasiques avec changement de phase liquide-vapeur dans des canaux milli ou micrométriques. L'étude abordée ici traite de l'ébullition en microcanal de section rectangulaire. Il s'agit de mettre au point un dispositif permettant d'accéder aux grandeurs locales et globales d'un écoulement liquide-vapeur confiné en perturbant un minimum l'écoulement et les transferts thermiques. Puis, à l'aide des données extraites de l'expérience, nous déterminons les paramètres clés qui pilotent l'ébullition nucléée confinée. L'analyse dimensionnelle des résultats expérimentaux permet de dégager les paramètres principaux qui conditionnent la dynamique de l'écoulement et les transferts thermiques.

"If I have seen further than others, it is by standing upon the shoulders of giants."

Isaac Newton (1642-1727)

Revue bibliographique sur l'ébullition convective en conduites

Sommaire

4.1	Ebullition en macroconduites	125
4.1.1	Historique	125
4.1.2	Cas d'un tube chauffant vertical avec un écoulement ascendant	126
4.1.3	Instabilités thermohydrauliques	129
4.2	Ebullition convective en mini & microconduites	130
4.2.1	Généralités	130
4.2.2	Transferts thermiques et changement de phase	131
4.2.3	Instabilités thermohydrauliques	134
4.3	Ecoulements liquide-gaz à titre constant en mini & microconduites	135
4.4	Synthèse bibliographique	138

Introduction

L'objet du présent chapitre concerne les études de la littérature qui traitent du changement de phase en macro, mini & microconduites. Nous passerons en revue les principales caractéristiques des écoulements diphasiques dans les conduites. Un grand nombre d'études ont été réalisées sur l'ébullition en macroconduites. Dès la fin des années 60 et durant les années 70, des études expérimentales et théoriques voient le jour ; les rapports demandés par des organismes d'état font acte de l'intérêt porté sur ce sujet pour des raisons liées à la production d'électricité à partir d'énergie nucléaire [DeBortoli et al., 1958, Biancone et al., 1965, Maulbetsch and Griffith, 1965, Stenning and Veziroglu, 1967].

Durant un peu plus de 30 ans, dès 1949, des études visant à mieux appréhender et modéliser ces écoulements apparaissent. Les travaux ont porté sur plusieurs aspects tels que la mise en place de modèles d'écoulements [Lockhart and Martinelli, 1949, Wallis, 1969], la compréhension des mécanismes typiques de ces écoulements [Bouré et al., 1973, Stenning et al., 1967], le développement des outils mathématiques appliqués aux écoulements diphasiques qui serviront à la mise en place des premiers codes de calcul numérique sur ces écoulements [Ishii, 1975].

Malgré le nombre important de travaux dans ce domaine, la complexité des phénomènes n'a pas été complètement élucidée et de nombreuses questions restent en suspens. Plus récemment ces thèmes de recherche connaissent de nouveaux développements à de plus petites échelles et aussi de par la réduction de la taille des conduites pour des applications dans les mini & micro-systèmes au sein des MEMS (Micro Electro Mechanical Systems). Pour des raisons d'allègement de cette revue, les transferts de chaleur sans changement de phase ont été traités en Annexe D. Nous présentons les cartes d'écoulements, les propriétés de transferts thermiques et les instationnarités hydrodynamiques de l'ébullition convective en macroconduites. Puis nous passons en revue les études spécifiques aux mini et microconduites.

4.1 Ebullition en macroconduites

4.1.1 Historique

De nombreuses études ont été réalisées sur l'ébullition dans les années 60 et 70 avec pour but de quantifier les transferts de chaleur lors de l'ébullition convective en tubes millimétriques pour des applications sur des réacteurs à eau sous pression. Quelques unes de ces études se sont intéressées aux instabilités qui peuvent apparaître dans ces systèmes diphasiques et qui amènent à des oscillations de l'écoulement [Neal and Zivi, 1967, Bouré and Mihaila, 1967, Stenning and Veziroglu, 1965, Stenning et al., 1967]. Dans de nombreux cas, la présence d'instationnarités va de paire avec le phénomène de "crise de l'ébullition" (assèchements...) ce qui au final cause des dommages aux dispositifs. Le tableau 4.1 regroupe quelques études expérimentales qui traitent de l'ébullition convective suivant différentes voies.

Les écoulements monophasiques peuvent être caractérisés par deux régimes d'écoulements : laminaire et turbulent alors que pour les écoulements diphasiques en conduite une des difficultés réside dans la présence de structures d'écoulement complexes. La présence d'interfaces mobiles multiples vient compliquer l'analyse et la modélisation de ces écoulements.

TAB. 4.1 – Quelques études expérimentales et théoriques sur l'ébullition en macroconduites

Auteur, année	Fluide	Géométrie	D_H (mm)	But de l'étude
[DeBortoli et al., 1958]	Eau	Circ., rect.	2.83, 3.45, 4.60	TdC proche du CHF
[Haywood et al., 1961]	Eau	Circ.	38	Taux de vide
[Thom, 1964]	Eau	Circ.	12.7	Prédic. de la perte de pression
[Bergles et al., 1967]	Eau	Circ.	2.0, 2.39, 6.15	CHF couplé à la visu.
[Bergles, 1976]	Eau	Circ.	2 à 6.14	Cartes d'écoulement
[Lazarek and Black, 1982]	R-113	Circ.	3.1	TCM
[Tong et al., 1997]	Eau	Circ.	1.05 à 2.44	TdM
[Ohta, 1997]	R-113	Circ.	8	Visu. en μ -gravité
[Kamidis and Ravigururajan, 1999]	R-113	Circ.	1.59 à 4.62	TdC
[Wen et al., 2002]	Eau	Rect.	1.33	Fluctuations de temp.
[Yu et al., 2002]	Eau	Circ.	2.98	TCM
[Fujita et al., 2002]	R-123	Circ.	1.12	TdM et visu.
[Fukano et al., 2002]	Eau	Ann.	16	Fluctuations de temp. et visu.

4.1.2 Cas d'un tube chauffant vertical avec un écoulement ascendant

Régimes d'ébullition

La figure 4.1 détaille les variations des différentes zones d'ébullition rencontrées dans une conduite pour un débit de liquide injecté constant et une densité de puissance imposée croissante. Au fur et à mesure que la densité de puissance augmente l'ébullition apparaît d'abord à proximité de la sortie de la conduite puis envahit progressivement la conduite. La vapeur est produite non seulement par la nucléation à la paroi mais également par le changement de phase aux interfaces liquide-vapeur.

Au fur et à mesure que le changement de phase se poursuit dans la conduite, il y a de moins en moins de liquide entre les parois chauffantes et les bulles de vapeur en écoulement. La température de surface décroît ainsi légèrement jusqu'à ce que l'ébullition nucléée s'arrête pour laisser place à un écoulement annulaire avec des gouttes de liquide transportées au centre de la conduite. Une fois le film de liquide complètement évaporé, la présence d'un film de vapeur réduit considérablement les transferts et la température de surface croît alors très rapidement. Un régime d'écoulement monophasique est alors atteint.

Température de surface et température du mélange diphasique

La figure 4.2 représente les variations de la température de surface et de la température du mélange diphasique pour les différentes structures d'écoulement. Le liquide étant injecté sous-refroidi, un régime de convection forcée en phase liquide se développe au début du tube. Dès que la nucléation de paroi apparaît, de la vapeur se forme alors que le centre du tube est encore totalement liquide : c'est l'ébullition sous-saturée. Dans cette région, la température de surface se stabilise à quelques degrés au-dessus de la température de saturation. L'ébullition nucléée saturée correspond à la côte où le titre vapeur ne vaut plus 0. Puis l'écoulement à bouchons se transforme en écoulement annulaire. Il n'y plus alors majoritairement d'ébullition mais de l'évaporation en film. La température de paroi diminue alors et ne permet plus de maintenir la nucléation. La chaleur passe à travers le film de liquide en paroi et l'évaporation se produit à l'interface liquide-vapeur : c'est le régime de convection forcée par film liquide. L'épaisseur de ce film

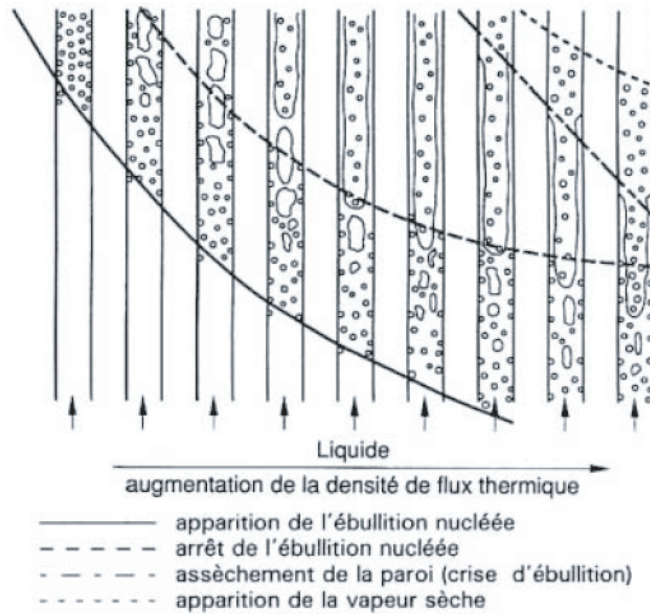


FIG. 4.1 – Transitions de l'écoulement diphasique dans un tube vertical chauffé à densité de puissance croissante avec un débit massique liquide injecté constant [Delhaye, 1990] d'après [Hewitt and Hall-Taylor, 1970]

diminue le long du tube dès que la totalité du film est vaporisée. Il y a alors assèchement.

Le régime d'assèchement de la paroi est caractérisé par une augmentation brutale de la température de paroi car les transferts thermiques sont bien moins efficaces en présence d'un film de vapeur qu'avec un film liquide. Une fois tout le liquide vaporisé les transferts s'effectuent dans un régime de convection forcée en phase vapeur. Ce régime est caractérisé par des augmentations importantes des températures de paroi et du fluide.

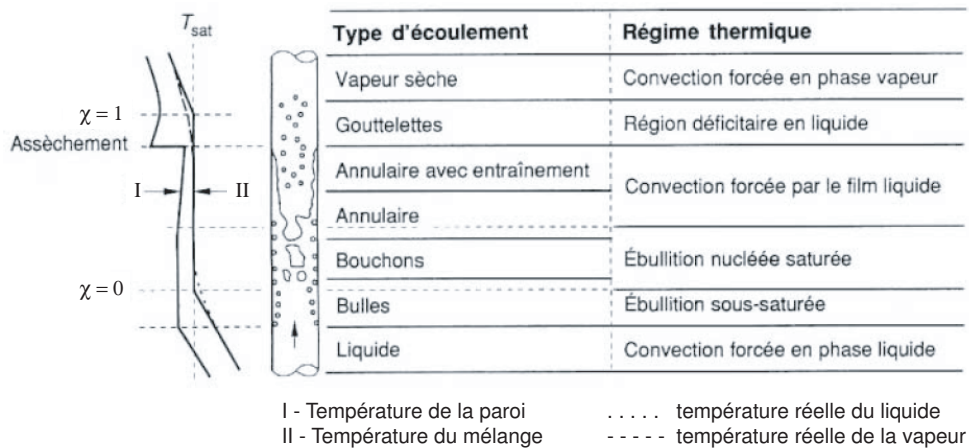


FIG. 4.2 – Variation des températures et régimes d'écoulements dans un tube chauffant [Delhaye, 1990]

Carte et visualisation des différentes structures d'écoulements

La cartographie des écoulements liquide-vapeur qui peut-être prise comme référence est celle de la figure 4.3. En fonction des vitesses apparentes de la phase liquide et de la phase vapeur : les auteurs définissent les différents domaines d'existence des régimes d'écoulements qui seront détaillés par la suite [Carey, 1992] . Lors de l'ébullition convective en conduite, les différentes structures d'écoulement peuvent être observées le long de l'écoulement en fonction des paramètres que sont le débit massique de fluide et la densité de puissance fournie.

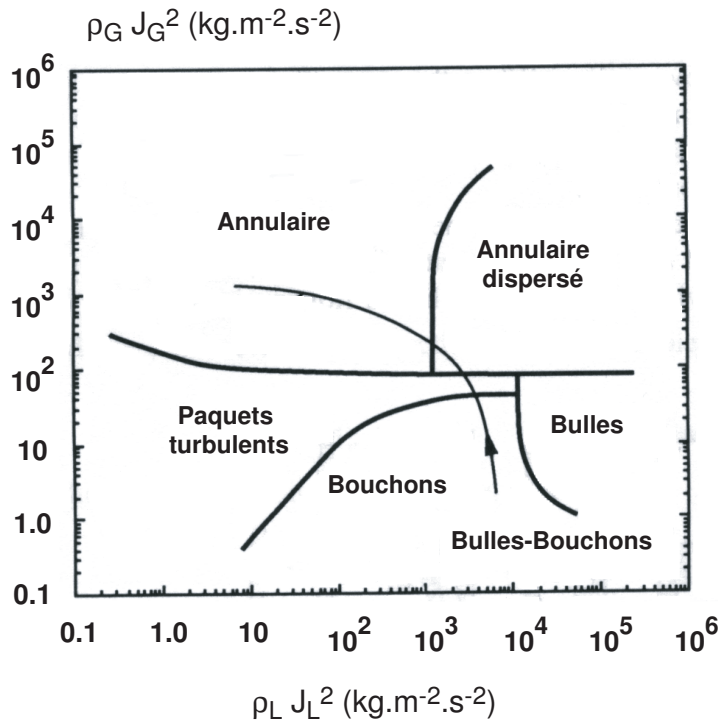


FIG. 4.3 – Cartographie des écoulements diphasiques liquide-vapeur en macroconduites [Carey, 1992]

La réalisation de clichés est donc plus aisément réalisable pour des écoulements gaz-liquide car la structure n'évolue pas le long de l'écoulement. Ainsi sur la figure 4.4 sont présentés les 5 principaux types d'écoulements diphasiques en conduites macrométriques pour un écoulement liquide-gaz. Suivant l'orientation de l'écoulement (ascendant ou descendant), ces structures seront modifiées à cause de la gravité qui perturbe l'écoulement diphasique.

Régimes d'ébullition instationnaires

Les régimes d'ébullition rencontrés dans la littérature en macroconduites peuvent, pour des plages de fonctionnement données, laisser apparaître des instationnarités de l'écoulement. Les signaux de pression présentent alors des fluctuations périodiques dont l'intensité est nettement supérieure au bruit ambiant. Les signaux de température du fluide sont souvent aussi perturbés mais la difficulté est alors d'enregistrer ces fluctuations, car le moyen classique qui est le thermocouple induit une inertie thermique et donc lisse les fluctuations de température du fait de sa masse non-négligeable. Pour des mesures de température de

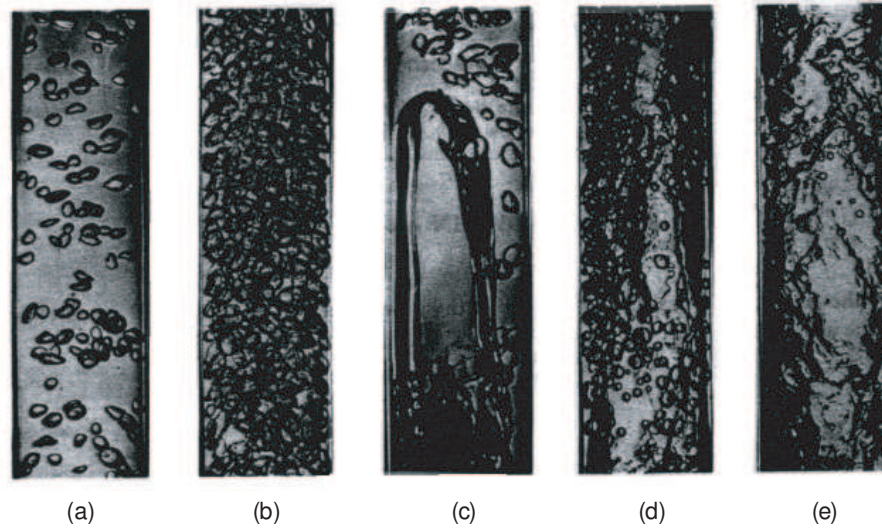


FIG. 4.4 – Écoulement ascendant à co-courant eau-air dans un tube de 32 mm de diamètre : (a) Bulles isolées, (b) Bulles groupées, (c) Bouchons laminaires, (d) Bouchons turbulents, (e) Annulaire. [Roumy, 1969]

paroi, il est alors nécessaire d'utiliser des moyens aux temps de réponse plus faibles comme les cristaux liquides [Yan and Kenning, 1998] [Kenning and Yan, 2001].

4.1.3 Instabilités thermohydrauliques

Plusieurs types 'd'instabilités' peuvent se développer dans un écoulement avec changement de phase liquide-vapeur. Les "flow excursions" ou encore appelés instabilités de Ledinegg sont les plus courants et les mieux maîtrisés et prédits grâce au critère proposé par l'auteur [Ledinegg, 1938]. Le critère suppose l'existence d'une zone de pente négative au sein de la caractéristique du canal et indique que le système sera instable si la pente de la caractéristique du canal (ΔP en fonction de Q_m) est plus négative que la pente de la caractéristique du système d'injection (Eq. 4.1).

$$\text{Situation instable : } \left[\frac{\partial \Delta P_{pompe}}{\partial Q_{pompe}} \right]_{T_{IN}, P_{OUT}, Q_W} > \left[\frac{\partial \Delta P_{canal}}{\partial Q_{canal}} \right]_{T_{IN}, P_{OUT}, Q_W} \quad (4.1)$$

Les instationnarités au sein d'écoulements sont sources de problèmes aussi bien dans les cas d'ébullition que dans les cas de condensation. Des oscillations auto-entretenues de l'écoulement peuvent engendrer des vibrations mécaniques de parties ou de l'ensemble du système. Ces oscillations peuvent affecter les transferts de chaleur locaux et voire même engendrer des oscillations de température de surface ce qui implique parfois des crises d'ébullition. Les instabilités d'écoulements en présence d'un changement de phase liquide-vapeur sont assez nombreuses et se manifestent sous différentes formes : fluctuations de pressions, de vitesses, de densités. Parfois même les instabilités de l'écoulement ne sont qu'un phénomène induit par une modification des transferts et non leur origine.

Les différents types d'instationnarités répertoriés en macroconduites sont présentés dans le tableau 4.2. [Bergles, 1976] définit deux classes d'instabilités : les statiques et les dynamiques. Les instabilités statiques se produisent quand, suite à un faible déplacement du point de fonctionnement par rapport à l'état

stationnaire, celui ci se déplace et ne retrouve pas d'équilibre autour de l'ancien état stationnaire. Une instabilité statique peut induire, suite au déplacement du point d'équilibre, un nouvel état stationnaire. Tandis qu'une instabilité dynamique est pilotée par l'inertie du système dans son ensemble. La connaissance de l'état stationnaire ne suffit pas à prédire le seuil de déclenchement de ce type d'instabilités dynamiques. On ne détaillera pas plus ici les mécanismes de déstabilisation des écoulements diphasiques. Ceci fera l'objet d'une analyse plus fine dans le cas des instabilités en mini & microconduites.

TAB. 4.2 – Classification des 'instabilités' d'écoulement en système diphasique [Bergles, 1976]

Classe	Type	Mécanisme et critère	Caractéristiques
Statique	Instabilité de Ledinegg	$\left[\frac{\partial \Delta P_{pompe}}{\partial Q_{pompe}} \right] > \left[\frac{\partial \Delta P_{canal}}{\partial Q_{canal}} \right]$	Déplacement du point de fonctionnement pour de grandes amplitudes
Statique	Crises d'ébullition	Transferts de chaleur inefficace depuis la surface chauffante	Déplacement de la température de surface et oscillation de l'écoulement.
Statique	Transitions d'écoulement instables	Un écoulement à bulles génère un taux de vide plus faible mais génère un ΔP plus grand qu'un écoulement annulaire	Transition périodique de la structure d'écoulement associé avec une fluctuation du débit.
Statique	Écoulements geysers, bouchons	Ajustement périodique d'une condition métastable généralement due à un manque de site de nucléation	Processus périodique de surchauffe et de violente évaporation avec expulsion et remplissage
Stat / Dyna	Oscillations acoustiques	Résonance des ondes de pression	Fréquences de 10 à 100 Hz fonction du temps de parcours d'une onde de pression dans le système.
Dynamique	Ondes de densité	Délai de retour d'information entre le débit, la densité et la perte de pression	Fréquences < 1 Hz fonction du temps de transit d'une onde de continuité.
Dynamique	Oscillation thermique	Couplage entre l'hydrodynamique et différents coefficients de transfert	Présence en écoulement film
Dynamique	Instabilité de couplage	Couplage entre les conduites en parallèle	Différents modes de redistribution de l'écoulement
Dynamique	Oscillations de pression	Les déplacements de point de fonctionnement engendrent un couplage entre la conduite et un volume compressible	Très basse fréquence < 0.1 Hz.

4.2 Ebullition convective en mini & microconduites

4.2.1 Généralités

Contrairement à l'ébullition en macroconduite, peu d'études existent en mini et microconduites. Les difficultés technologiques rencontrées afin de réaliser des microtubes et microcanaux avec précision y sont pour beaucoup. Les difficultés d'instrumentation locales sont souvent compensées par la mise en place

d'un système de visualisation de l'écoulement diphasique.

La visualisation du phénomène d'ébullition fournit des informations sur les structures d'écoulement. La formation de bulles, leur coalescence, la formation de bouchons, les assèchements locaux sont des indicateurs des phénomènes de transferts thermiques. La visualisation de l'écoulement permet entre autre la corrélation entre les changements de comportement des lois de pression et les changements de structure d'écoulement. Les transferts de chaleur et de masse étant directement corrélés, la visualisation revêt toute son importance quand elle est réalisable. Dans le cas de mini et microcanaux, la visualisation n'est pas si simple car la zone d'étude est très petite; il faut à la fois chauffer, instrumenter et visualiser. La géométrie rectangulaire dans ce cas est préférée car elle permet de confiner l'écoulement par l'épaisseur tout en gardant une largeur millimétrique qui permet l'utilisation d'une optique semi-classique (caméra rapide + microscope à visée lointaine).

4.2.2 Transferts thermiques et changement de phase

Les études sur l'ébullition convective en mini et microcanaux sont récentes et limitées [Kennedy et al., 2000, Kandlikar, 2001]. Les diamètres qui sont le plus souvent utilisés sont millimétriques. [Cornwell and Kew, 1992] ont travaillé sur des minicanaux de 0.514 à 1.643 mm. Ils ont mis en évidence l'apparition d'instabilités hydrodynamiques caractérisées par d'importantes fluctuations de perte de pression lorsque le diamètre de départ de la bulle approche du diamètre hydraulique du minicanal (Fig. 4.5). Ces auteurs ont ensuite [Kew and Cornwell, 1996] proposé un modèle de fluctuations de pression, en minicanaux circulaires, basé sur le déplacement de paquets de liquides entourés de vapeur en expansion.

[Peng and Wang, 1998] ont réalisé des études à la fois en monophasique et en diphasique sur plusieurs fluides ainsi que des mélanges en microcanaux rectangulaires de 343 à 133 μm et triangulaires de 600 à 200 μm . Des phénomènes anormaux de l'écoulement diphasique ont été observés par ces auteurs. Ils expliquent ces comportements en introduisant deux concepts : "l'espace d'évaporation" et "l'ébullition fictive". Ils déduisent de leurs expériences que l'ébullition nucléée en microcanaux de diamètres hydrauliques de quelques centaines de microns à typiquement un micron est quasiment impossible.

[Jiang et al., 2000] ont réalisé un microcanal transparent afin de visualiser les structures d'écoulement et d'acquérir des températures durant l'ébullition. Pour de très faibles puissances de chauffage apportées au fluide, ils observent une nucléation locale difficile à générer pour des diamètres hydrauliques de 40 μm . Pour des densités de puissance intermédiaires, ils révèlent que des écoulements à bulles de vapeurs se développent et pour les fortes densités de puissance, un écoulement annulaire stationnaire s'installe.

[Yao and Chang, 1983] se sont intéressés à l'ébullition dans des anneaux de 2.58 mm à 320 μm et ont identifié trois régimes d'ébullition à travers la visualisation de l'écoulement corrélé à un nombre adimensionné : le nombre de Bond (Bo) (Fig. 4.6). Le nombre de Bond est relié au nombre de confinement par la relation 4.2. Le nombre de confinement (Co) est défini comme étant le rapport entre la longueur caractéristique et la longueur capillaire. Dans notre cas, le diamètre hydraulique est la longueur caractéristique. La longueur capillaire (L_C) fait quant-à elle intervenir la différence de masse volumique entre le liquide et sa vapeur ($\Delta\rho = \rho_L - \rho_G$), la constante de gravitation (g) et la tension superficielle (σ). Pour des nombres de Bond inférieurs à 1 avec de faibles densités de puissance, ils observent un régime à bulles isolées. Des bulles déformées coalescent pour des nombres de Bond inférieurs à 1 mais avec des densités de puissance plus importantes. La nucléation classique apparaît pour des nombres de Bond supérieurs à

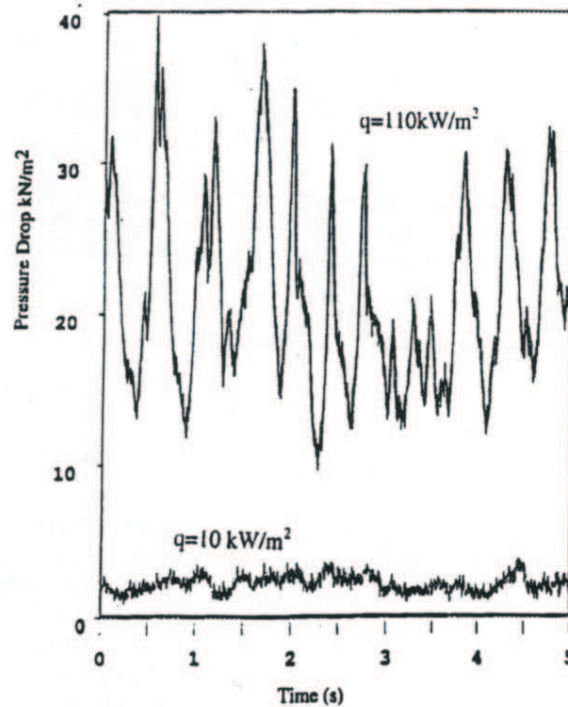


FIG. 4.5 – Exemple de signal de la perte de pression de l'ébullition convective au sein d'un tube de 2.87 mm de diamètre pour un débit massique de 300 Kg.m⁻² [Kew and Cornwell, 1996]

1 avec des densités de puissance importantes.

$$Bo \equiv \frac{1}{Co^2} \quad (4.2)$$

$$Bo \hat{=} \frac{D^2}{L_C^2} \hat{=} \frac{g\Delta\rho D^2}{\sigma} \quad (4.3)$$

[Qu and Mudawar, 2003a, Qu and Mudawar, 2003b, Qu and Mudawar, 2003c] ont, à partir d'un dispositif expérimental commun (Fig. 4.7), effectué plusieurs études à la fois sur l'hydrodynamique mais aussi sur les transferts au sein d'un réseau de 21 microcanaux rectangulaires en parallèles de 349 μm de diamètre hydrauliques chacun. Le chauffage par trois faces est effectué par des cartouches chauffantes et une visualisation optique via la face supérieure transparente. Ils ont mis en évidence que les corrélations de la littérature ne convenaient pas pour prédire la perte de pression et les transferts thermiques de leur configuration d'écoulement. C'est pourquoi, ils ont développé leur propre modèle basé cependant sur des mesures globales et non pas locales.

Le fluide le plus utilisé est l'eau pour ses nombreux avantages de faible prix et de toxicité nulle (Tab. 4.3). Quelques références utilisent le R-113 pour sa faible température de saturation et sa faible enthalpie de vaporisation. La géométrie la plus utilisée reste la géométrie rectangulaire. Les thermocouples utilisés sont toujours très fins et les prises de pression de très faible diamètre. La connaissance et la maîtrise des transferts de chaleur lors de l'ébullition convective en mini et microcanaux en sont à leurs débuts et nécessitent encore des approfondissements que ce soit du point de vue théorique ou expérimental.

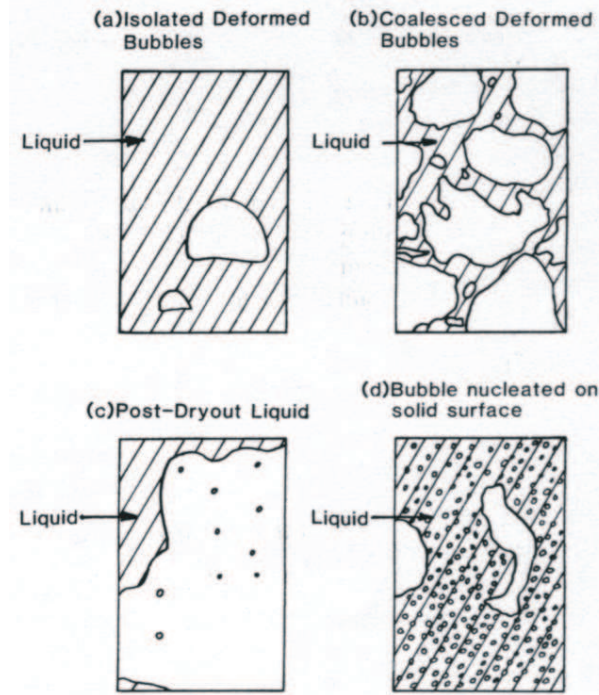


FIG. 4.6 – Régimes d'écoulements observés par [Yao and Chang, 1983] en fonction de l'espace de confinement de 2.58 à 0.32 mm

TAB. 4.3 – Etudes expérimentales de l'ébullition en mini & microconduites

Auteur, année	Fluide	Géométrie	D_H (μm)	Description de l'étude
[Yao and Chang, 1983]	R-113	Ann.	320 à 2580	Influence du confinement et visu.
[Moriyama and Inoue, 1992]	R-113	Rect.	35 à 110	TCM
[Cornwell and Kew, 1992]	R-113	Rect.	514 à 1643	TCM et visu.
[Peng and Wang, 1993]	Eau	Rect.	646	TdC
[Bower and Mudawar, 1994]	R-113	Rect.	510 et 2540	Perf. du refroidissement
[Peng and Wang, 1995]	Methanol	Rect.	311 à 646	Perf. du refroidissement
[Peng and Wang, 1998]	Eau, methanol	Rect., Tri.	133 à 600	TCM
[Hu et al., 1998]	Eau et kérosène	Rect.	509	TCM
[Jiang et al., 2000]	Eau	Tri.	40 & 80	Visu. de l'ébullition
[Warrier et al., 2002]	FC-84	Rect.	750	TCM
[Yen et al., 2002]	HCFC123	Circ.	190 à 510	TCM
[Qu and Mudawar, 2002b]	Eau	Rect.	349	TCM
[Agostini, 2002]	R134a	Rect.	770 à 2010	TCM
[Hetsroni et al., 2003]	Eau	Tri.	103 à 161	Visu. optique et infrarouge
[Qu and Mudawar, 2003a]	Eau	Rect.	349	TCM
[Wang et al., 2003]	Eau	Circ.	500	TCM
[Kaminaga et al., 2003]	Eau	Circ.	1450	TdM
[Wu and Cheng, 2003]	Eau	Rect.	186	TdM
[Steinke and Kandlikar, 2003]	Eau	Rect.	207	TCM

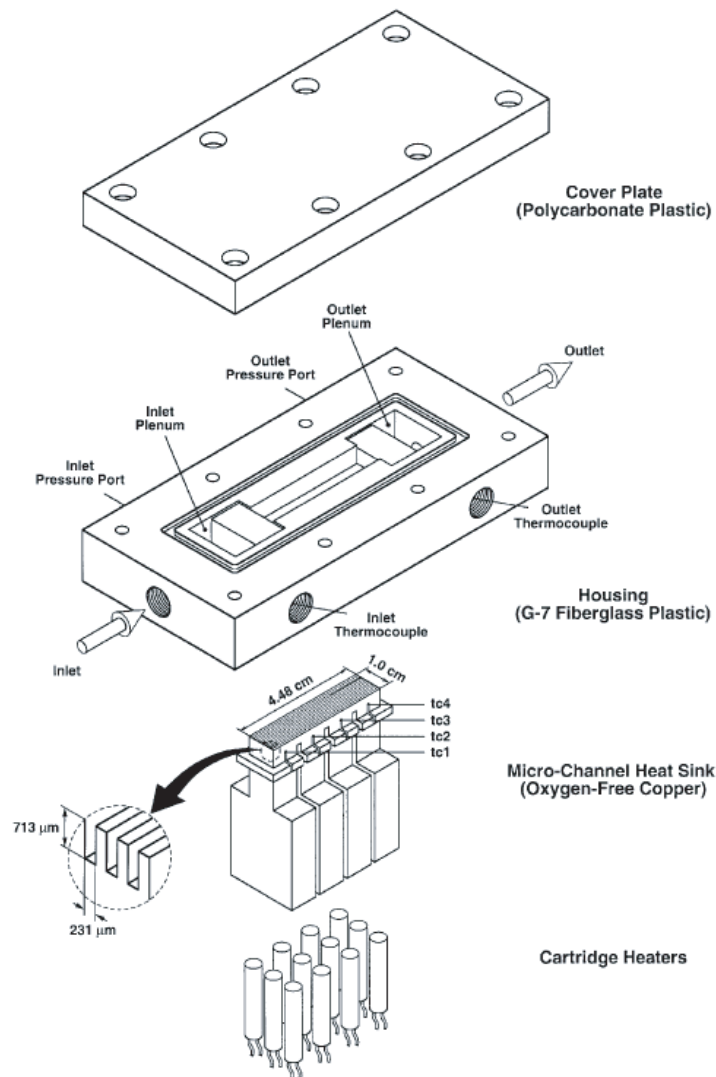


FIG. 4.7 – Dispositif de chauffage des microcanaux permettant un chauffage à densité de puissance constante par tranches [Qu and Mudawar, 2003a]

4.2.3 Instabilités thermohydrauliques

Le tableau 4.4 regroupe quelques études sur les instabilités en mini et microcanaux. On peut citer celle de [Yan and Kenning, 1998] [Kenning and Yan, 2001] qui ont observé des fluctuations de la température de surface du même ordre que la température de surface moyenne et ce pour un minicanal de diamètre hydraulique de 1.33 mm. Les fluctuations des températures de surface (1 à 2 °C) sont déduites des de celles des niveaux de gris des cristaux liquides. Ces enregistrements sont couplés aux fluctuations des signaux de pression (5 kPa) et à la visualisation de l'ébullition convective. Les auteurs ont mis en évidence un couplage entre l'écoulement et les transferts en obtenant par des transformées de Fourier rapide les mêmes fréquences pour les fluctuations de pression et de la température de surface.

[Kennedy et al., 2000] ont réalisé de l'ébullition en minicanaux circulaires de 1.17 mm de diamètre

interne et se sont focalisés sur le seuil de déclenchement de l'ébullition nucléée et des instabilités avec comme fluide de l'eau. Ils ont basé la détermination de ces seuils à partir des courbes expérimentales de perte de pression en fonction du débit liquide en entrée pour différentes densités de puissance. Ils en ont déduit que la densité de puissance fournie au seuil de déstabilisation représentait 90 % de la densité de puissance pour obtenir la vaporisation complète. Une relation entre ces deux paramètres semble donc apparaître ; cependant le choix des 90 % par les auteurs reste obscur.

[Qu and Mudawar, 2003c] mettent en évidence la présence de deux types d'instabilités de l'écoulement diphasique. Ils observent au sein de leur réseau de microcanaux en parallèle soit une fluctuation spatiale de la zone diphasique en bloc pour tous les microcanaux comme représentée sur la figure 4.8 soit des fluctuations anarchiques de l'écoulement diphasique : surpression dans un microcanal et dépression dans un autre (Fig. 4.9). Ce phénomène de couplage entre microcanaux était prévisible de par l'introduction d'un plenum. Le débit massique liquide en entrée n'étant pas maîtrisé, il est alors impossible d'empêcher un tel couplage qui provient de l'adaptation du débit en fonction de la perte de pression. Une surpression dans une branche entraîne la réduction du débit et donc l'augmentation de celui-ci dans la branche la plus proche.

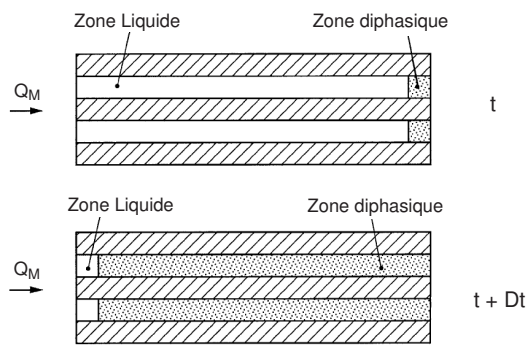


FIG. 4.8 – Oscillations de la perte de pression de forte amplitude [Qu and Mudawar, 2003c]

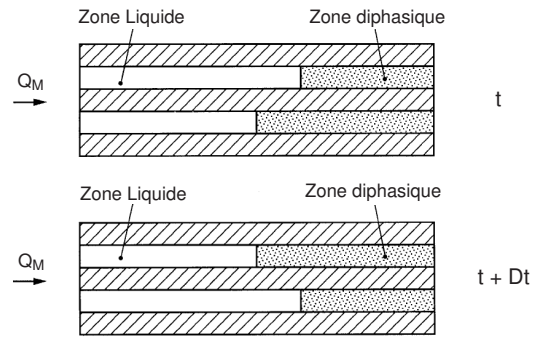


FIG. 4.9 – Instabilité de couplage entre microcanaux connexes [Qu and Mudawar, 2003c]

4.3 Écoulements liquide-gaz à titre constant en mini & microconduites

Les écoulements liquide-gaz à titre constant sont un cas particulier d'écoulement diphasique. Ils permettent entre autre d'étudier l'influence du titre sur les structures d'écoulement et la perte de pression le long de ce dernier. On peut citer quelques études effectuées qui permettent une meilleur approche de l'hydrodynamique en mini & microconduites (Tableau 4.5).

[Gibson, 1913] réalisa l'une des premières études mettant en évidence des oscillations d'écoulement liquide-gaz au sein de tube verticaux dont les diamètres varient de 4.2 à 77.8 mm avec des écoulements eau-air. Le but de l'étude est entre autre d'observer l'influence du diamètre du tube sur la vitesse d'ascension des bulles. L'auteur a mis en évidence que pour des diamètres de tubes inférieurs à 4.2 mm, la longueur des bulles est la même le long du tube et la vitesse d'ascension constante alors que pour

TAB. 4.4 – Etudes sur les instabilités de l'ébullition en mini & microconduites

Auteur, année	Fluide	Géométrie	Type	But de l'étude
[Stenning and Veziroglu, 1965]	R-11	-	Exp.	Observation d'oscillations de l'écoulement
[Davies and Potter, 1967]	-	-	Th.	Stabilité d'un système couplé
[Bouré et al., 1973]	-	-	Exp.	Revue sur les instabilités en écoulement liquide-vapeur
[Bergles, 1976]	-	-	Exp.	Revue sur les instabilités en écoulement liquide-vapeur
[Blum et al., 1996]	-	Circ.	Th.	Analyse de stabilité linéaire sur l'ébullition
[Kew and Cornwell, 1996]	Eau, R141b	Rect., Circ.	Th. et Exp.	Modélisation de l'écoulement diphasique par des bouchons de vapeur en expansion et des paquets de liquide
[Chang et al., 1996]	Eau	Rect.	Th. et Exp.	Prédiction du flux critique
[Umekawa et al., 1996]	Eau	Circ.	Exp. and Num.	Simulation de l'assèchement du à un écoulement oscillant
[Yan and Kenning, 1998]	Eau	Rect.	Exp.	Mise en évidence d'instabilités sur les pressions et températures de surface en minicanaux verticaux.
[Kim et al., 1999]	Eau	Circ.	Exp.	Influence de la stabilité sur le flux critique
[Roach et al., 1999]	Eau	Circ.	Exp.	Seuil de déclenchement des instabilités
[Kennedy et al., 2000]	Eau	Circ.	Exp.	Seuil de déstabilisation
[Babelli and Ishii, 2001]	R-113	Ann.	Th. et Exp.	Mise en évidence d'instabilités
[Peles et al., 2001]	Eau	Tri.	Th. and Exp.	Modélisation 1D, Peclet et Jacob, vitesse adimensionnée sont les paramètres clé du déclenchement des instabilités observées.
[Qu and Mudawar, 2003c]	Eau	Rect.	Th. and Exp.	Observations d'instabilités de couplage au sein de microcanaux en parallèle
[Li et al., 2003]	Eau	Tri.	Exp.	Observations d'instabilités au sein de deux microcanaux montés en parallèle pour des densités de puissance importantes

les diamètres supérieurs, la vitesse d'ascension fluctue le long de l'écoulement. Cette étude est l'une des premières mettant en évidence des oscillations d'un écoulement diphasique.

[Hetsroni et al., 2003] ont réalisé un dispositif expérimental afin d'étudier des écoulements eau-air et eau-vapeur (issue de l'ébullition) au sein d'un réseau en parallèle de microcanaux triangulaires allant de 103 à 161 μm . Leur dispositif permet de visualiser avec un microscope l'écoulement au travers d'une plaque de pyrex. L'étude a pour but de mettre en évidence l'influence des conditions d'injection sur les écoulements diphasiques au sein des microcanaux. Ils ont mis en évidence des écoulements asymétriques en observant des structures d'écoulements différentes pour un même point de fonctionnement comme on peut le voir sur la figure 4.10. On peut noter, pour le microcanal du haut, un écoulement à bulles ; pour

celui juste en dessous un écoulement annulaire avec un film liquide et des gouttes entraînées dans le gaz puis enfin pour le microcanal du bas un écoulement totalement liquide. La répartition aléatoire du liquide et du gaz s'explique par le fait que l'injection du liquide et du gaz n'est pas imposée à l'entrée de chaque microcanal mais dans un collecteur.

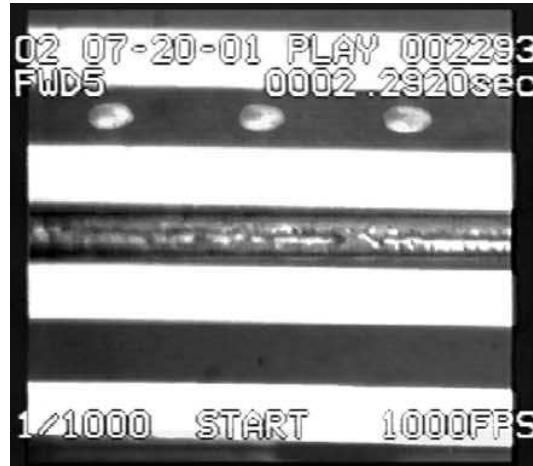


FIG. 4.10 – Ecoulement eau-air en microcanaux triangulaires en parallèles [Hetsroni et al., 2003]

[Lee et al., 2003] dans leur récente étude ont présenté des micro-capteurs capacitifs appliqués à l'étude de 4 microcaloducs de sections triangulaires en parallèle de diamètre hydraulique moyen de $52 \mu\text{m}$. Les micro-capteurs capacitifs utilisent la grande différence de constante diélectrique entre les gaz et les liquides afin de détecter la proportion respective des deux phases. Cependant l'étalonnage du micro-capteurs est délicat car la mesure est influencée par la fréquence d'acquisition, la température et la concentration en ions.

TAB. 4.5 – Etudes expérimentales diphasique : liquide-gaz en macro, mini & microconduites

Auteur, année	Couple liquide/gaz	Géométrie	D_H (mm)	But de l'étude
[Gibson, 1913]	Eau / Air	Circ.	4.2 à 77.8	Oscil. écl.
[Damianides and Westwater, 1988]	Eau / Air	Rect.	1.74	Struc. d'écl.
[Wambsganss et al., 1992]	Eau / Air	Rect.	5.45	Perte de pression
[Colin et al., 1996]	Eau / Air	Circ.	6.0	Gravité et struc. d'écl.
[Leguis et al., 1997]	Eau / Air	Cir.	50	Visu. et taux de vide
[Xu et al., 1999]	Eau / Air	Rect.	0.3 à 1.0	Carte d'écl.
[Triplett et al., 1999b]	Eau / Air	Circ.	1.09, 1.49	Visu. des struc. d'écl.
[Triplett et al., 1999a]	Eau / Air	Circ.	1.09 et 1.49	Taux de vide et ΔP
[Harris et al., 2000]	Eau, Glycol / Air	Rect.	0.31 à 0.34	Perf. d'un μ -échangeur
[Zhao and Bi, 2001]	Eau / Air	Tri.	0.87 à 2.88	Perte de pression
[Serizawa et al., 2002]	Eau / Vapeur	Cir.	0.02 à 0.1	Visu. et cartes
[Chen et al., 2002]	Eau / Air	Rect.	1 et 1.5	Visu., cartes, taux de vide
[Lee et al., 2003]	Eau / Air	Rect.	0.052	Taux de vide
[Hetsroni et al., 2003]	Eau / Air	Tri.	0.103 à 0.161	Visu. optique et infrarouge

Les études sur les écoulements liquide-gaz en mini & microconduites se concentrent au vue de la littérature principalement sur des études expérimentales. Certains auteurs étudient la variation du taux de vide par des mesures capacitives ou par des mesures optiques classiques pour déterminer les structures d'écoulements.

4.4 Synthèse bibliographique

La revue bibliographique a mis en évidence que de nombreuses études ont été réalisées sur l'ébullition en conduite centimétriques. Les structures d'écoulements sont répertoriées sur des cartes d'écoulement établies en fonction de deux paramètres : les deux vitesses apparentes liquide et vapeur. Des corrélations sur les transferts thermiques lors de l'ébullition convective ont également été proposées. Les instationnarités mises en évidence au sein d'écoulements liquide-vapeur ont fait l'objet de classifications en fonction de leurs caractéristiques et mécanismes (instabilités statiques et dynamiques).

La plupart des études expérimentales effectuées sur l'ébullition en mini & microconduites ont principalement porté sur la détermination des transferts de chaleur, des pertes de pression globales et plus récemment sur la visualisation des écoulements diphasiques. Les études sont diverses et opèrent pour différentes conditions opératoires. Beaucoup d'auteurs rapportent l'existence d'instationnarités dans ces petites conduites. L'ensemble des travaux relatifs à l'ébullition dans les microconduites ne permet pas à l'heure actuelle d'accéder à des résultats quantitatifs sur les écoulements et les transferts. L'objet de ce travail vise à une meilleure compréhension du phénomène d'ébullition dans les microconduites. Cela

nous amène à la mise au point d'un dispositif de caractérisation des transferts de chaleur en maîtrisant au mieux les conditions aux limites.

"... nous ne savons presque rien, mais ... c'est merveilleux d'en savoir tant, et plus encore d'acquérir un si grand pouvoir avec un si maigre savoir."

Bertrand Russell (1872-1970)

Moyens et résultats expérimentaux

Sommaire

5.1	Moyens expérimentaux et méthodes	145
5.1.1	Dispositif expérimental	145
5.1.2	Instrumentation de la boucle et visualisation	157
5.1.3	Protocole opératoire	159
5.2	Résultats et discussion sur l'écoulement diphasique	160
5.2.1	Description de l'ébullition en fonction du régime d'écoulement	160
5.2.2	Visualisation de l'ébullition convective	163
5.2.3	Variations de la perte de pression totale et de la pression locale	167
5.2.4	Modélisation physique de l'ébullition convective stationnaire	169
5.3	Résultats et discussion sur les transferts thermiques	174
5.3.1	Variations du titre vapeur en sortie du minicanal	174
5.3.2	Les transferts thermiques	176

Introduction

L'analyse de la littérature laisse apparaître que des études existent sur l'ébullition convective en mini & microconduites, or nombre de ces études se limitent à quantifier les pertes de pressions et coefficients de transferts. Peu d'études s'attachent à analyser les structures d'écoulement puis à les corrélérer avec des mécanismes de déstabilisation de l'écoulement. L'influence du confinement pur (due à la réduction des dimensions de la conduite) apparaît dès lors que le diamètre de conduite est plus petit que le diamètre typique des bulles. Nous étudions l'influence du confinement sur l'ébullition convective en réalisant un minicanal de section droite rectangulaire d'épaisseur de $500\ \mu\text{m}$ et de largeur de $4\ \text{mm}$. Le confinement est étudié au travers de la faible épaisseur alors que la largeur millimétrique permet une instrumentation mettant en oeuvre des moyens usuels. Ainsi dans le présent chapitre le dispositif expérimental est détaillé dans son ensemble. Les méthodes d'acquisition des températures et pressions sont détaillées dans la section 5.1.2 et les deux principaux minicanaux étudiés dans la section 5.1.1.

Nous présentons ensuite les résultats expérimentaux en commençant par une description des points de fonctionnement balayés pour, par la suite, analyser les vidéos rapides des différents régimes d'écoulements. Ensuite, nous nous attachons à décrire les variations de la pression. La modélisation des variations locales et globales de la pression est également traitée. Dans un second temps, les résultats sur les transferts thermiques sont présentés au travers de variations locales et globales des températures du fluide, de surface de la paroi.

5.1 Moyens expérimentaux et méthodes

5.1.1 Dispositif expérimental

Le dispositif est composé du minicanal à étudier et d'une boucle d'essai dans laquelle est inséré le minicanal. Un ensemble de capteurs et d'appareils permet le contrôle, l'acquisition et le traitement des données (Fig. 5.1).

Les minicanaux

Description Les cellules d'essais sont rectangulaires de dimensions $0,5 \times 4 \times 200\ \text{mm}^3$. Les minicanaux sont gravés dans des barres d'aluminium qui sont ensuite recouvertes de plaques de polycarbonate[®] de $5\ \text{mm}$ d'épaisseur afin de visualiser l'écoulement. Le fluide du n-pentane est choisi pour sa faible enthalpie de changement de phase et sa faible température de saturation à pression atmosphérique. Le fluide est introduit par le bas du minicanal à une vitesse constante en utilisant un des deux systèmes d'injections suivant la configuration étudiée. Le n-pentane est alors recueilli dans un séparateur puis migre vers un condenseur avant de retourner au système d'injection.

Les barreaux d'aluminium sont gravés par une fraiseuse numérique d'une précision de $5\ \mu\text{m}$. Les deux matériaux : aluminium et Polycarbonate[®] constituant le minicanal sont collés en utilisant un adhésif 3M[®] : haute température ($200\ \text{°C}$ maximum), acrylic (non détérioré par le n-pentane), d'épaisseur micrométrique contrôlée. Cet adhésif est directement appliqué sur l'aluminium et ne contient que la colle sans aucun support afin de ne pas modifier la profondeur du minicanal.

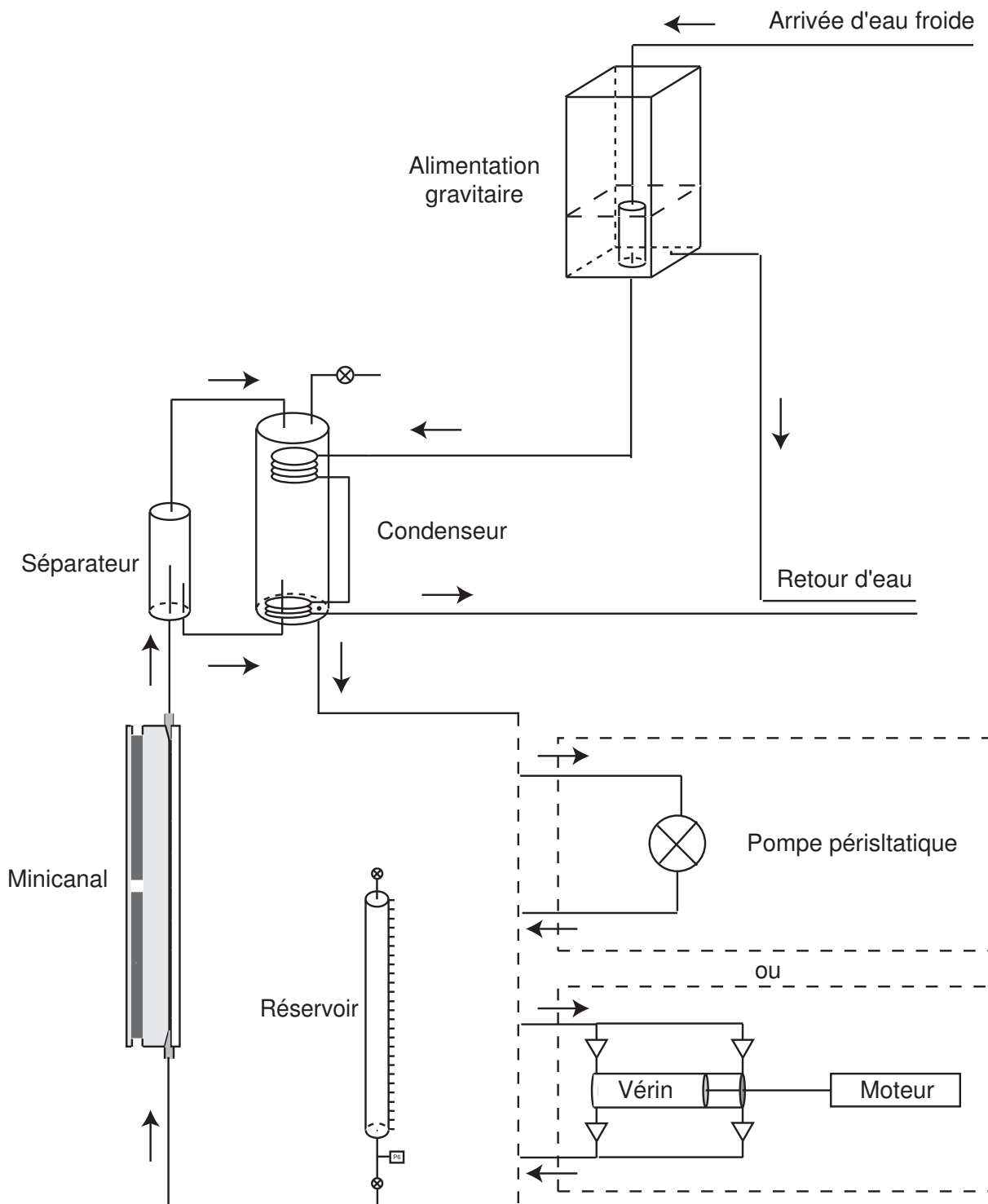


FIG. 5.1 – Schéma de principe du dispositif expérimental : le minicanal, le séparateur et le condenseur, l'alimentation gravitaire, les systèmes d'injection : pompe périslittique ou pousse seringue

La face avant en Polycarbonate[®] a une très faible conductivité thermique ($\sim 0.2 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$), elle assure une condition d'adiabaticité de la face supérieure. Deux résistances chauffantes placées en ligne de 200 W maximum chacune assure un chauffage de la face arrière du minicanal tandis que les observations sont réalisées par la face avant transparente. Les cartouches sont alimentées en parallèle par un rhéostat, les tensions et intensités d'alimentation délivrées aux deux cartouches sont affichées en continu.

Une vérification mécanique de la profondeur du minicanal est réalisée sur toute sa longueur afin de connaître la profondeur exacte de ce dernier (Fig. 5.2). Pour le minicanal de la figure 5.2, la profondeur désirée est de $500 \mu\text{m}$, la vérification post-usinage donne une profondeur moyenne de $511 \mu\text{m}$ avec une précision de $\pm 9 \mu\text{m}$ sur toute la longueur. La précision sur le diamètre hydraulique est donc au final de 1.76 % et sur la longueur du minicanal de 0.5 %.

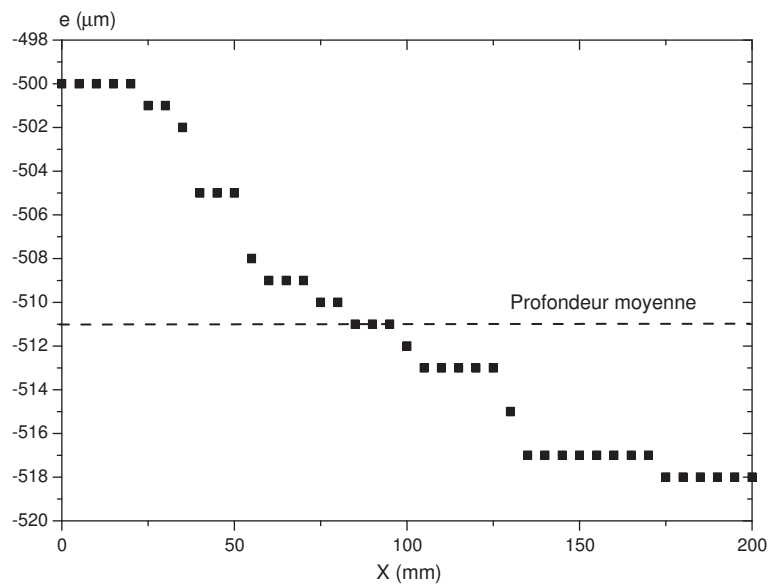


FIG. 5.2 – Variation de la profondeur du minicanal après usinage

Deux versions du minicanal $0.5 \times 4 \times 200 \text{ mm}^3$ sont réalisées. Une première version pour la visualisation à l'aide d'une caméra rapide, la seule instrumentation présente se trouve alors en entrée et en sortie afin d'acquérir la perte de pression expérimentale. Un second minicanal instrumenté en capteurs de températures et pressions est réalisé. Il possède les mêmes caractéristiques et permet d'obtenir les données locales que sont les pressions et températures le long de l'écoulement (Fig. 5.3). En plus de cette instrumentation interne au minicanal, 8 thermocouples sont placés à 4 côtes dans le minicanal pour obtenir la température de surface.

Une fois l'instrumentation en température dans le bloc d'aluminium puis l'étanchéité réalisées, les deux blocs sont insérés au sein de supports mécaniques en PTFE afin de réduire les pertes thermiques (Figs. 5.4 & 5.5). Les positions des thermocouples placés dans le barreau d'aluminium sont présentées sur la figure 5.6 pour le minicanal de $889 \mu\text{m}$ de diamètre hydraulique et de 200 mm de long.

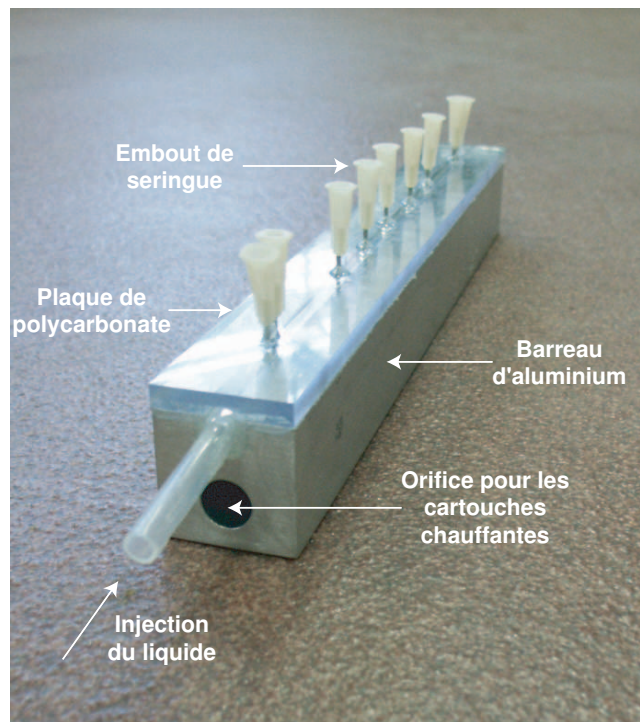


FIG. 5.3 – Perspectives du bloc avec le minicanal d'instrumentation sans l'isolation thermique

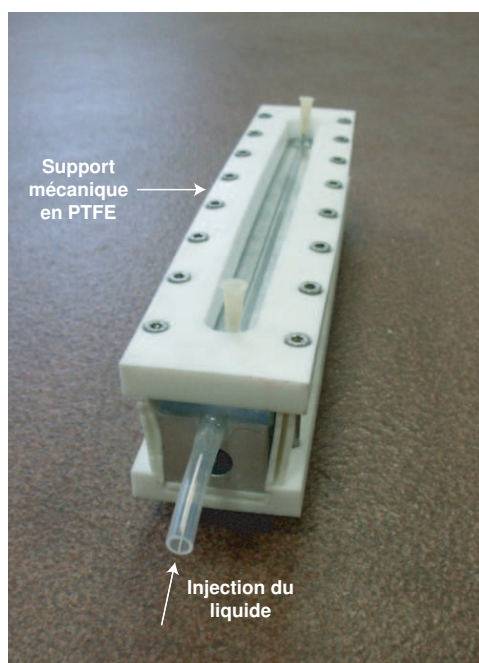


FIG. 5.4 – Perspectives du bloc avec le minicanal de visualisation isolé thermiquement

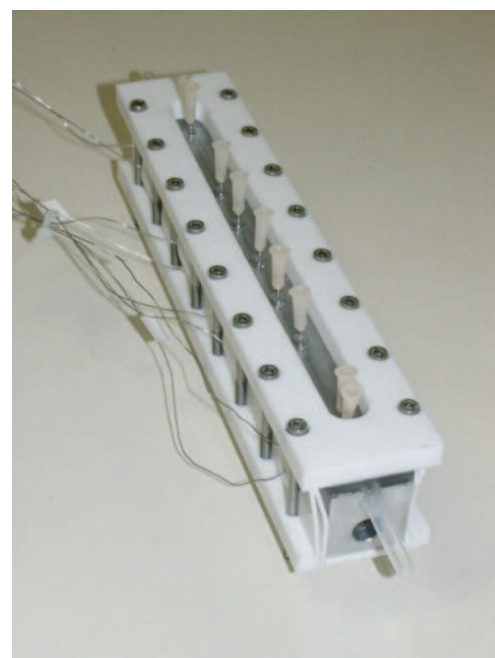


FIG. 5.5 – Perspectives du bloc avec le minicanal instrumenté et isolé thermiquement

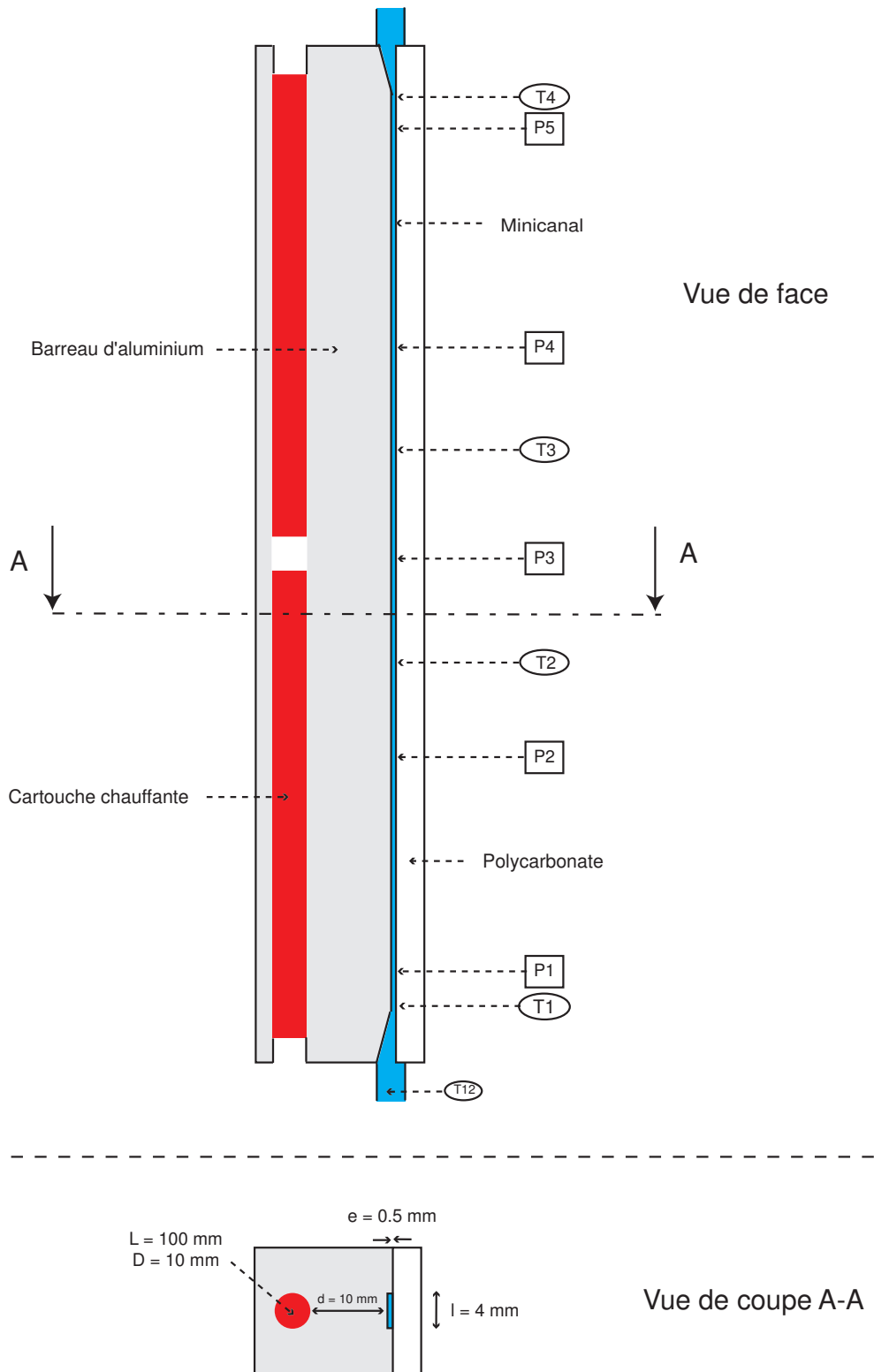


FIG. 5.6 – Position des thermocouples et capteurs de pression dans le minicanal de $0.5 \times 4 \times 200 \text{ mm}^3$

Bilan thermique sur le minicanal Le bilan sur le minicanal fait intervenir la puissance thermique apportée au minicanal avec la puissance électrique aux pertes près αP_w et la puissance apportée par le liquide P_{CpTL}^{IN} . Les pertes sont déterminées par des expériences de convection forcée en monophasique; elles varient entre 3 et 7 %. L'intégralité de cette puissance utile transférée au fluide sert soit seulement à monter en température P_{CpTL}^{OUT} soit en plus à provoquer l'ébullition P_{Lv} .

$$\alpha P_w + P_{CpTL}^{in} = P_{CpTL}^{out} + P_{Lv} \quad (5.1)$$

On note \dot{m}_T , le débit-masse total injecté, \dot{m}_L et \dot{m}_V respectivement les débits massiques liquide et vapeur en sortie de minicanal. Le titre massique vapeur de sortie est défini comme étant le rapport entre le débit-masse de vapeur et le débit-masse total (Eqs. 5.2 & 5.3).

$$\chi_V^{out} = \frac{\dot{m}_V}{\dot{m}_T} \quad (5.2)$$

$$\dot{m}_T = \dot{m}_L + \dot{m}_V \quad (5.3)$$

Si la puissance fournie n'est pas suffisante, l'écoulement reste liquide, ce qui correspond au cas 5.4a; tandis que pour vaporiser la totalité de la masse injectée, il faut satisfaire le critère 5.4b.

$$\chi_V^{out} = \begin{cases} < 0 & \text{si } P_w < \dot{m}_T Cp([T]_L^{sat} - [T]_L^{in})(a) \\ > 1 & \text{si } P_w > \dot{m}_T Cp([T]_L^{sat} - [T]_L^{in}) + \dot{m}_T L_V(b) \end{cases} \quad (5.4)$$

Si une zone diphasique est présente dans le minicanal alors, on écrit le bilan énergétique de l'équation 5.5 et l'on obtient, une première expression du titre vapeur en sortie de minicanal avec l'équation 5.6.

$$\alpha P_w + \dot{m}_T Cp[T]_L^{in} = \dot{m}_V [Cp[T]_L^{sat} + L_V] + \dot{m}_L Cp [T]_L^{sat} \quad (5.5)$$

$$\chi_V^{out} = \frac{1}{L_V} \left(\frac{\alpha P_w}{\dot{m}_T} + Cp[T]_L^{in} - Cp[T]_L^{sat} \right) \quad (5.6)$$

Les différents systèmes d'injections

Les deux systèmes d'injection qui sont utilisés sont une pompe péristaltique et un vérin hydraulique double effet monté sur un chariot de déplacement mono-axe double sens. La pompe péristaltique a permis de réaliser les premières études qualitatives sur les minicanaux de dimensions 1,3 X 8 X 60 mm³ et 0,5 X 4 X 50 mm³. Le principe de fonctionnement de cette pompe repose sur 3 galets tournants qui écrasent successivement un tuyau souple afin de mouvoir le fluide. Un inconvénient est que le débit alors fourni n'est pas constant aux temps courts mais présente des fluctuations basses fréquences d'ordre de 1 à 3 Hz. Afin de palier ce défaut, un amortisseur de vibrations est inséré entre la pompe et le minicanal; sa fonction est de stocker et redistribuer le fluide afin de maintenir un débit-masse constant. Cet amortisseur de vibrations est un simple récipient souple qui "gonfle" sous une surpression et donc stocke le fluide. La capacité de stockage du récipient souple sous pression est de 10 ml maximum. Un autre système a donc été mis en place afin de fournir un débit-masse constant et au besoin de simuler une source de fluctuation comme l'amortisseur de vibrations. L'alimentation est assurée par un système utilisant un chariot de déplacement mono-axial pour la mise en mouvement de la tige d'un vérin hydraulique (Fig. 5.7). Le chariot est piloté par un bloc de commande spécifique qui reçoit les commandes par une liaison série RS232. Le pilotage s'effectue par le logiciel Labview®.

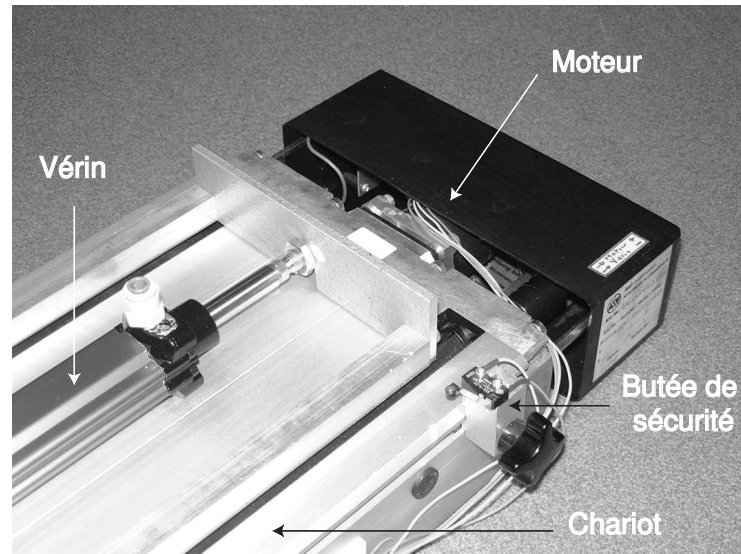


FIG. 5.7 – Vérin hydraulique double effet monté sur le chariot de déplacement unidirectionnel

L'étalonnage de la vitesse linéaire du vérin (Eq. 5.7) permet de connaître le débit-volume. La figure 5.8 donne la vitesse linéaire de déplacement du chariot en fonction de la fréquence de commande pour la plage maximale exploitable dans les deux sens de fonctionnement. La plus basse fréquence acceptée par le chariot est de 50 Hz soit une vitesse linéaire minimale de $15.6 \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1} \pm 2 \%$ et la fréquence maximale est de 5000 Hz soit une vitesse linéaire maximale de $1.56 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1} \pm 2 \%$.

$$U = aF \quad a = 3.128 \times 10^{-7} \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{Hz}^{-1} \pm 2.42\% \quad (5.7)$$

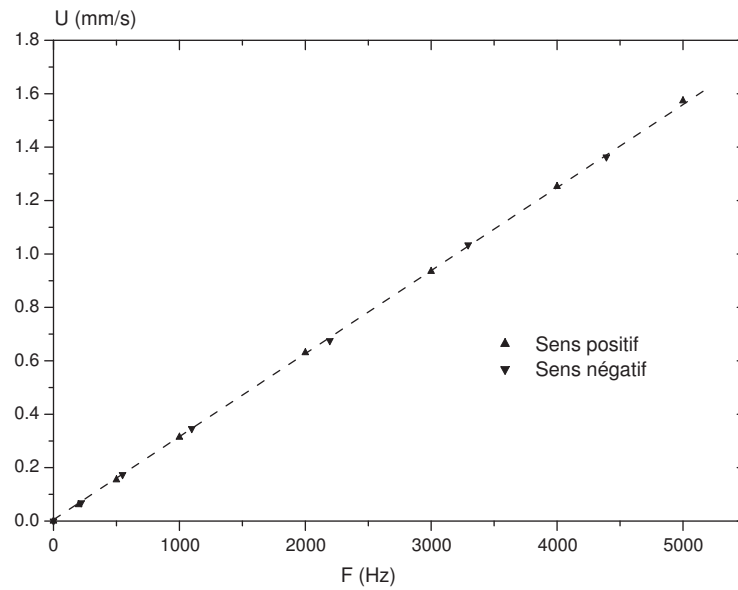


FIG. 5.8 – Courbe d'étalonnage du chariot de déplacement surmonté du vérin hydraulique

Deux vérins sont utilisés pour explorer une plus grande gamme de débits. Les caractéristiques des vérins sont données dans le tableau 5.1. Le vérin # 2 a été fabriqué sur mesure par *Rexroth Mecman Pneumatik* pour atteindre des débits très faibles. Une correction est à effectuer selon le sens de déplacement du piston afin de compenser la présence de la tige dans la chambre du vérin. Ainsi la plage de débit d'utilisation du vérin hydraulique va de $7.7 \mu\text{L.s}^{-1} \pm 2.42 \%$ à $7.8 \text{ mL.s}^{-1} \pm 2.42 \%$. La pression maximale de fonctionnement des vérins est de 10 bar (données constructeur).

TAB. 5.1 – Caractéristiques des vérins hydrauliques

Modèle	$D_{chambre}$ (mm)	Longueur (mm)	Volume (L)	Q_M^{min} ($\mu\text{L.s}^{-1}$)	Q_M^{max} ($\mu\text{L.s}^{-1}$)
1	80	200	1	78.6	7860
2	25	400	0.196	7.7	768

Sur la figure 5.7, le vérin hydraulique double-effet #2 est représenté sur le chariot de déplacement monoaxial. Étant double-effet, il est nécessaire en bout de course d'effectuer le changement du sens de déplacement et donc l'inversion des tuyaux pour de nouveau injecter le fluide. Cette opération étant longue manuellement, un système d'électrovannes a été monté en sortie du vérin pour disposer d'un système d'injection fonctionnant en continu. Quatre électrovannes alimentées en 24 V en laiton normalement fermées sont placées comme indiqué sur la figure 5.9 de manière à effectuer l'inversion synchronisée grâce à des relais sur ordre du bloc de commande. Pour se replacer dans le cas où un volume de stockage est présent dans la boucle, il est nécessaire dans la configuration qui utilise le vérin de simuler le stockage du fluide (Fig. 5.10).

Un tube cylindrique de 40 cm de long et de 24 mm de diamètre interne (4.52 cm^2) en polycarbonate® est utilisé ; il est gradué suivant sa longueur et est disposé verticalement avant l'entrée du minicanal. Son niveau est réglable en fonction du couplage désiré avec la boucle. La quantité de fluide pouvant être stockée dans le tube cylindrique va influencer la dynamique d'éventuelles oscillations au sein du tube. Une vanne de purge est située en haut du buffer afin de chasser une éventuelle surpression en gaz (air + vapeur de pentane) avant de commencer les expériences. Ce système constitue à la fois un amortisseur de vibrations et une capacité de stockage dont la capacité peut être déterminée analytiquement. Le pentane liquide est injecté sous-refroidi, l'influence du sous-refroidissement n'a pas été étudié ; cependant il est possible de dire que son influence concerne principalement la longueur de la zone monophasique dans le minicanal.

La séparation et la condensation

Description Un séparateur est placé en sortie de minicanal au plus près de ce dernier. Les tubes utilisés entre la sortie du minicanal et le séparateur sont isolés thermiquement afin d'éviter toute condensation parasite. La fonction du séparateur est de séparer le liquide et la vapeur s'il y a ébullition, et d'accéder aux températures des deux phases (T_{10} pour la phase vapeur et T_{11} pour la phase liquide). Le liquide retourne par gravité (effet syphon) vers le condenseur et la vapeur plus légère rejoint par un circuit supérieur le haut du condenseur comme indiqué sur la figure 5.11. Deux serpentins en cuivre parcourent le condenseur (Fig. 5.12). Un circuit supérieur permet de condenser la vapeur, un second en bas du condenseur permet de refroidir le liquide et de le ramener à une température de sortie proche de la température ambiante. Le circuit de refroidissement du condenseur est instrumenté en température par quatre thermocouples.

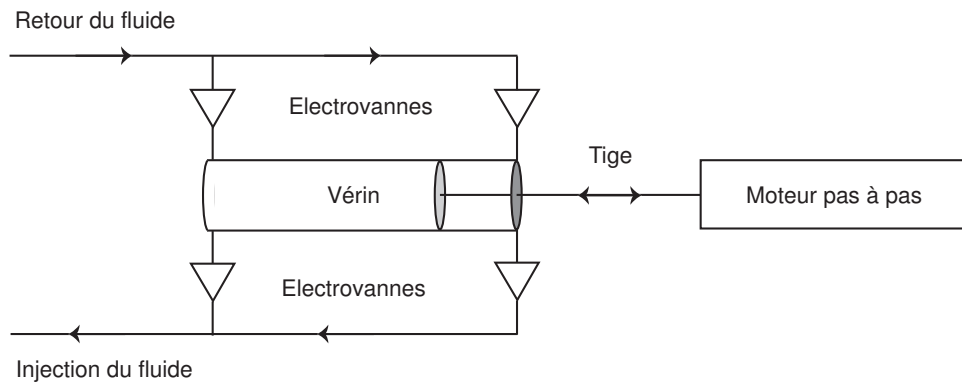


FIG. 5.9 – Montage des quatre électrovannes en entrée et en sortie du vérin hydraulique double-effet

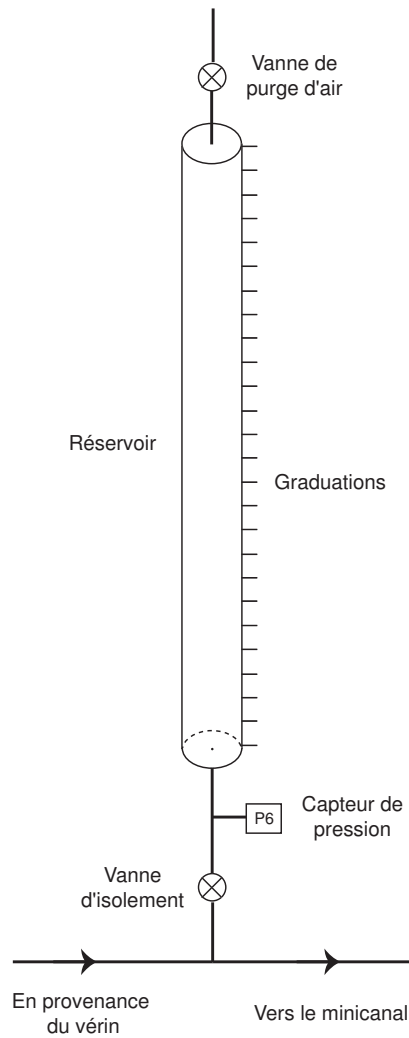


FIG. 5.10 – Volume de stockage de fluide placé en amont du minicanal

Trois autres permettent d'effectuer le bilan thermique du condenseur en faisant les bilans individuels des circuits supérieurs et inférieurs de refroidissement (T_6 , T_7 & T_8). Le thermocouple T_5 donne accès à la température au centre du serpentins supérieur du condenseur.

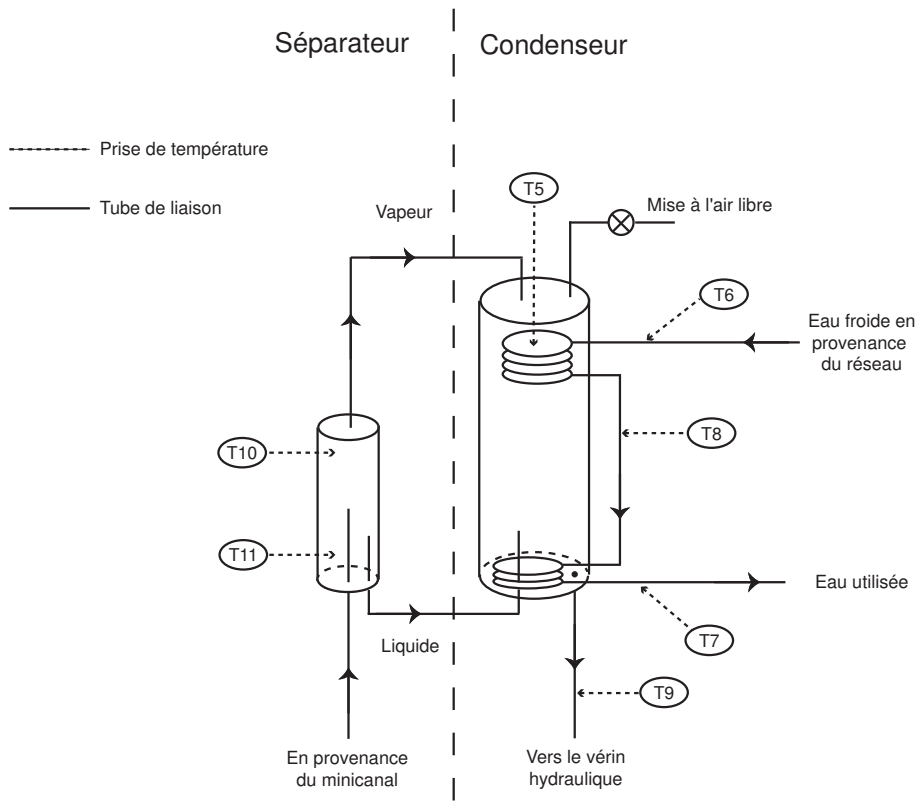


FIG. 5.11 – Schéma de principe du séparateur et du condenseur à deux étages afin de condenser la vapeur et de refroidir le liquide

Le circuit de refroidissement utilise l'eau du réseau. Pour avoir un débit-masse constant au niveau du condenseur et éviter d'éventuelles fluctuations de la puissance échangée, le débit-masse doit être maintenu constant. Une alimentation gravitaire est mise en place en utilisant un récipient double disposé en hauteur. Ce récipient est placé à 2 mètres de hauteur par rapport au condenseur (Fig. 5.13). Une vanne de régulation nous permet d'ajuster le débit.

Un débitmètre à turbine est placé en sortie de condenseur et est étalonné pour une température d'eau circulant de 20 °C. Une pesée chronométrée permet d'obtenir une valeur du débit-masse avec une bonne précision connaissant la masse à ± 0.1 g près et le temps à ± 0.1 s. La droite d'étalonnage du débit-mètre est fournie en figure 5.14 et l'expression du débit-masse d'eau en fonction de la fréquence est donnée par l'équation 5.8.

$$Q_M = A + BF \quad \text{avec} \quad A = 0.62 \pm 6.47\% \quad \text{et} \quad B = 9.59 \times 10^{-2} \pm 0.94\% \quad (5.8)$$

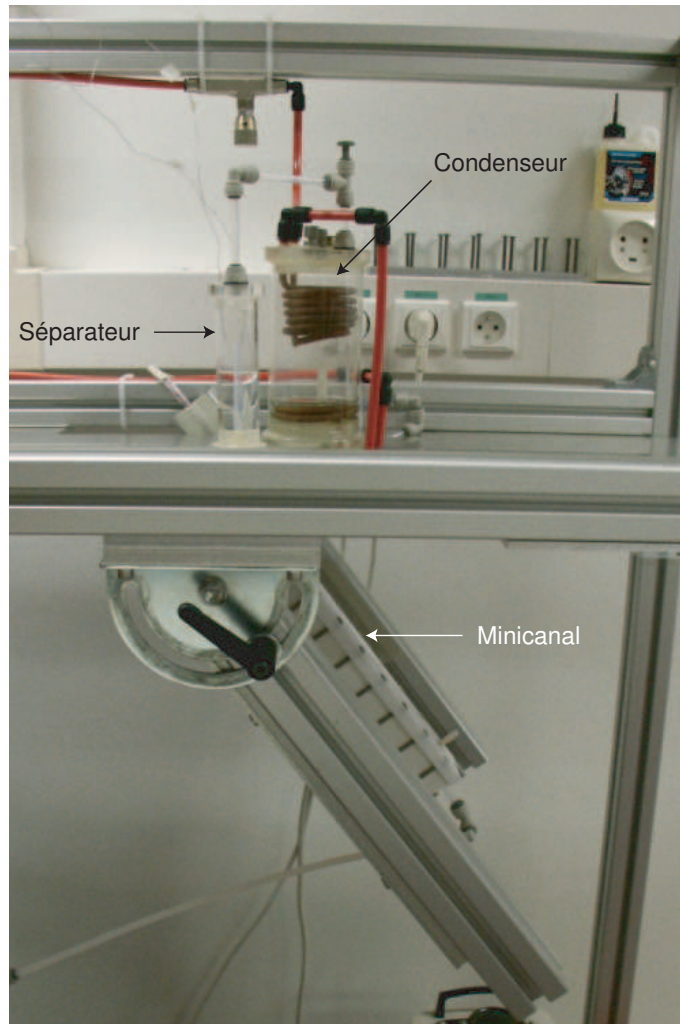


FIG. 5.12 – Photographie du séparateur et du condenseur au dessus du minicanal

Bilan thermique Le bilan sur le condenseur fait intervenir la puissance condensée en partie haute et refroidie en partie basse de ce dernier ; c'est un deuxième bilan qui permet d'accéder au titre. Il est ainsi possible de donner plus d'assurance au titre précédemment calculé. Dans un premier temps, il faut exprimer la puissance récupérée du côté eau puis côté pentane. Puis enfin réunir les deux expressions et en déduire le titre vapeur. La puissance récupérée au condenseur est la somme de la puissance du circuit du haut (P_{cond}^{haut}) avec celle recueillie par le circuit du bas (P_{cond}^{bas}) au sous-refroidissement près (P_{SR}). En effet, il se peut que le pentane sorte du condenseur plus froid qu'il n'est entré dans la boucle, il faut alors en tenir compte dans le bilan (Eq. 5.9).

$$P_{cond}^{eau} = P_{cond}^{haut} + P_{cond}^{bas} - P_{sr} \quad (5.9)$$

$$P_{cond}^{haut} = \dot{m}_{eau} (Cp[T]_{eau}^{milieu} - Cp[T]_{eau}^{entre}) \quad (5.10)$$

$$P_{cond}^{bas} = \dot{m}_{eau} (Cp[T]_{eau}^{sortie} - Cp[T]_{eau}^{milieu}) \quad (5.11)$$

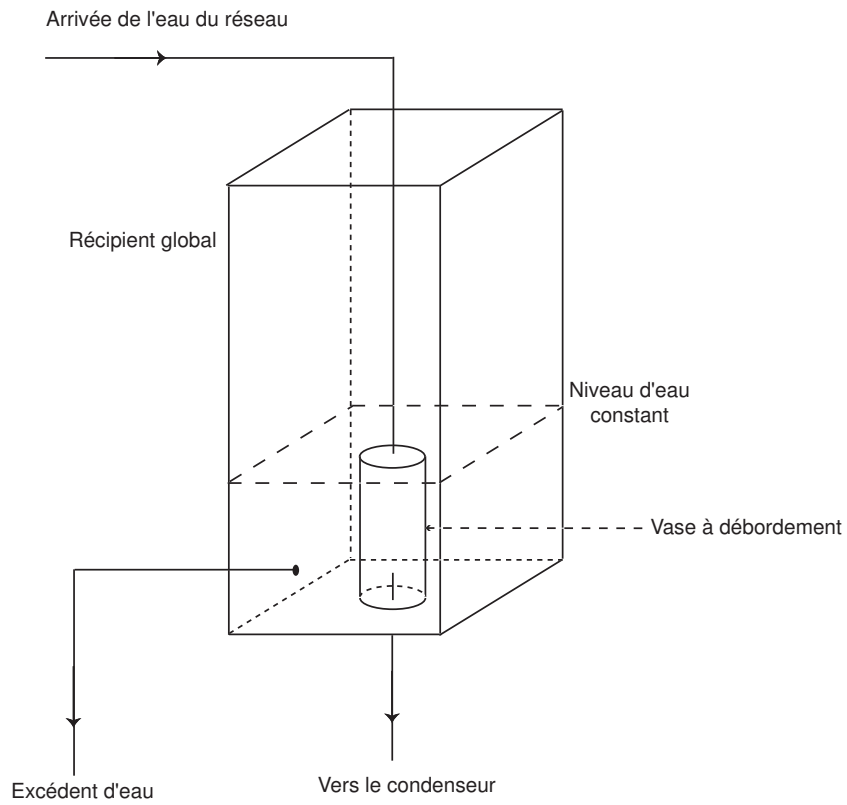


FIG. 5.13 – Principe de l'alimentation gravitaire avec le vase à débordement

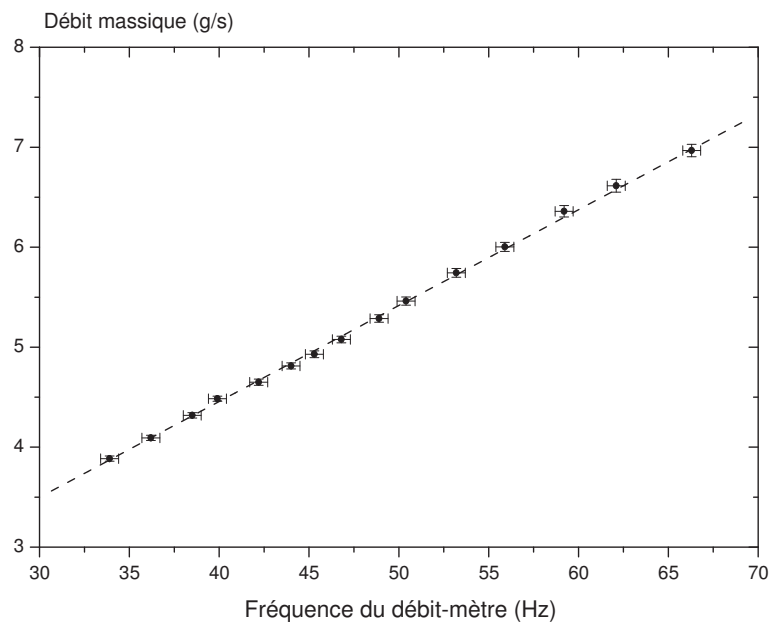


FIG. 5.14 – Courbe d'étalonnage du débit-mètre à turbine à l'eau

$$P_{sr} = \dot{m}_{pentane} (Cp[T]_{pentane}^{entre} - Cp[T]_{pentane}^{sortie}) \quad (5.12)$$

La puissance récupérée au condenseur coté pentane est la somme de la puissance utilisée pour la condensation et la puissance utilisée pour le refroidissement du liquide jusqu'à sa température de sortie du condenseur (Eqs. 5.13).

$$P_{cond} = P_{LV} + P_{refroidissement} \quad (5.13)$$

$$P_{LV} = \dot{m}_V L_V \quad P_{refroidissement} = \dot{m}_T (Cp[T]_L^{sat} - Cp[T]_L^{in}) \quad (5.14)$$

L'égalisation des puissances au niveau du condenseur coté eau et pentane donne l'expression du titre de l'équation 5.15.

$$\chi_V^{out} = \frac{1}{L_V} \left(\frac{P_{eau}^{cond}}{\dot{m}_T} + [CpT]_L^{in} - [CpT]_L^{sat} \right) \quad (5.15)$$

Les deux expressions de bilans pour accéder au titre vapeur (Eqs. 5.6 & 5.15) sont de la même forme, seule l'expression de la puissance diffère. Dans le premier c'est la puissance électrique transférée au pentane et dans le second c'est la puissance recueillie par le condenseur. Le titre qui servira par la suite est la moyenne de ces deux expressions.

5.1.2 Instrumentation de la boucle et visualisation

La carte d'acquisition

L'instrumentation permet l'acquisition des pressions et températures à l'aide d'une carte National Instrument® PCI 6033 E. Cette carte interne à un ordinateur de bureau est reliée à un bornier (SCB-100) permettant d'acquérir au maximum 100 voies de mesures. Suivant le type de capteur branché, l'utilisation de 2 ou 3 voies est nécessaire. Parmi ces 100 voies de mesures, deux compteurs d'impulsions sont disponibles et permettront de lire les impulsions délivrées par le débit-mètre à turbine. On relève les paramètres du fluide en écoulement à différents niveaux du canal. Plusieurs configurations de capteurs sont définies en fonction des dimensions du minicanal, une d'entre elles permet d'obtenir un profil de température de la paroi le long de l'axe principal de l'écoulement. Il en est de même pour les profils de pression. La figure 5.6 donne les positions des capteurs de pression et des thermocouples au sein du minicanal. Toutes les données (températures, pressions, débits) sont acquises à 100 Hz pour les points de fonctionnement stationnaires et à 500 Hz pour les points de fonctionnement instationnaires.

Les capteurs de pression et thermocouples

Les capteurs de pression utilisés sont des Sensym® SCX15DN de sensibilité 0.57 Pa/ μ V. Les capteurs de pression sont étalonnés avec un étalonneur *Druck DPI605* 20 bars entre 0 et 80 kPa. Sur la figure 5.15 est fourni un exemple d'étalonnage avec en équation 5.16 la corrélation utilisée dans Labview®.

$$P = A + B * V \quad \text{avec} \quad A = -382 \pm 14.1\% \quad \text{et} \quad B = 560721 \pm 0.1\% \quad (5.16)$$

Des thermocouples de type K de 0.5 mm de diamètres sont utilisés. Ils sont placés à différentes positions dans le minicanal et dans le barreau d'aluminium (Tab. 5.2).

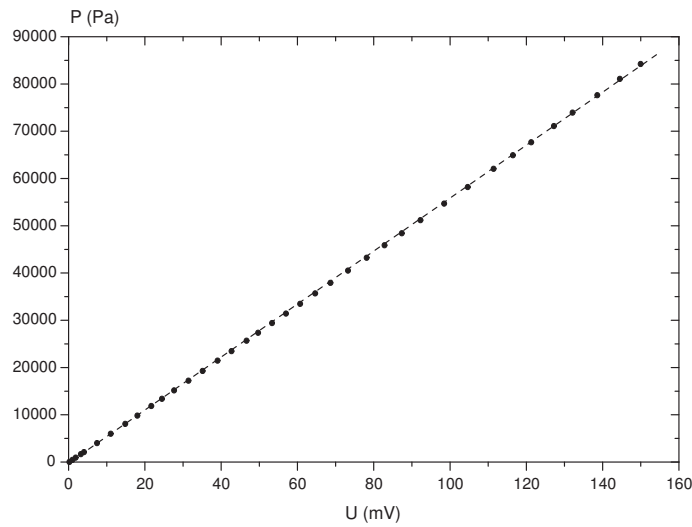


FIG. 5.15 – Courbe d'étalonnage typique d'un capteur de pression SCX15DN

TAB. 5.2 – Positions et caractéristiques des capteurs de pression et de température

Capteur	Modèle	Nomenclature	Position	Côte (mm)
Température	0.5 mm	T ₁	n-pentane dans le minicanal	0
Température	0.5 mm	T ₂	n-pentane dans le minicanal	75
Température	0.5 mm	T ₃	n-pentane dans le minicanal	125
Température	0.5 mm	T ₄	n-pentane dans le minicanal	200
Température	0.5 mm	T ₅	vapeur de n-pentane au centre du condenseur	-
Température	0.5 mm	T ₆	entrée du circuit de refroidissement en eau	-
Température	0.5 mm	T ₇	sortie du circuit de refroidissement en eau	-
Température	0.5 mm	T ₈	milieu du circuit de refroidissement en eau	-
Température	0.5 mm	T ₉	n-pentane en sortie du condenseur	-
Température	0.5 mm	T ₁₀	n-pentane vapeur dans le minicanal	335
Température	0.5 mm	T ₁₁	n-pentane liquide dans le minicanal	335
Température	0.5 mm	T ₁₂	n-pentane avant l'entrée dans le minicanal	-130
Température	0.5 mm	T _A	sous la surface du minicanal	125
Température	0.5 mm	T _B	sous la surface du minicanal	200
Température	0.5 mm	T _C	sur la cartouche chauffante	200
Température	0.5 mm	T _D	sous la surface du minicanal	75
Température	0.5 mm	T _E	sur la cartouche chauffante	0
Température	0.5 mm	T _F	sur la cartouche chauffante	75
Température	0.5 mm	T _G	sur la cartouche chauffante	125
Température	0.5 mm	T _H	sous la surface du minicanal	0
Pression	1 bar max	P ₁	n-pentane dans le minicanal	5
Pression	1 bar max	P ₂	n-pentane dans le minicanal	50
Pression	1 bar max	P ₃	n-pentane dans le minicanal	97.5
Pression	1 bar max	P ₄	n-pentane dans le minicanal	150
Pression	1 bar max	P ₅	n-pentane dans le minicanal	195
Pression	1 bar max	P ₆	n-pentane dans le buffer	-125

La caméra rapide

La visualisation est effectuée grâce à une caméra rapide FastCam Photron Ultima 1024 IEEE 1394 permettant de réaliser des vidéos rapides en 1024 X 1024 à 500 images/seconde et en 1024 par 512 à 1000 images/seconde. Cette dernière résolution est préférée étant donné le rapport d'aspect du minicanal à visualiser (rapport d'aspect de 50), un zoom macro est utilisé pour les vidéos de l'écoulement dans sa globalité tandis qu'un microscope à visée lointaine est préféré pour les vidéos locales. La prise d'un shutter à 1/16 000 de seconde avec un éclairage de 2 lampes de 800 W permet d'effectuer des vidéos d'une qualité suffisante pour exploiter les phénomènes locaux comme la vitesse des inclusions liquide et vapeur.



FIG. 5.16 – Caméra rapide FastCam Photron 1024

5.1.3 Protocole opératoire

Le fluide dans la boucle est chauffé afin d'obtenir une ébullition nucléée pendant quelques minutes pour éliminer les incondensables. Le fluide est ensuite ramené à son état initial. Les expériences sont réalisées suivant la procédure suivante pour des températures de liquide en entrée de minicanal constantes et des pressions de sortie de minicanal proche de la pression atmosphérique ± 5 hPa. Pour un débit-masse de liquide à l'entrée du canal et une puissance de chauffe fixée, les températures et pressions sont acquises en permanence à différentes fréquences (de 100 à 500 Hz) en fonction de la dynamique du phénomène. Après obtention d'un régime globalement stationnaire pendant un temps ad hoc, un pas d'incrément de la puissance fournie est réalisé. Le nouvel état est étudié. Cette procédure est répétée pour chaque débit d'entrée de canal. Un post-traitement est réalisé sur l'ensemble des données acquises. Après avoir identifié la plage stationnaire de chaque condition opératoire (débit fluide, puissance de chauffe), une moyenne temporelle des pressions et températures est réalisée. Nous en déduisons ainsi la perte de pression, la surchauffe locale et le titre vapeur. Puis, nous réalisons une analyse dynamique des paramètres (températures et pressions), dont nous déterminons la fréquence et l'amplitude des oscillations.

Conclusions

Ce dispositif ainsi réalisé permet la conduite d'expérience d'ébullition convective dans des minicanaux. Les deux minicanaux (instrumentation et visualisation) réalisés vont permettre d'accéder aux grandeurs

locales comme la pression et la température du fluide couplés à la visualisation rapide, pour obtenir les structures d'écoulement.

5.2 Résultats et discussion sur l'écoulement diphasique

Le dispositif expérimental précédemment développé est ici utilisé afin de réaliser l'étude sur l'ébullition convective en minicanaux. Dans un premier temps les structures de l'écoulement diphasique sont analysées en utilisant une caméra rapide ensuite les variations globales et locales des caractéristiques physiques de l'écoulement ainsi que les transferts thermiques sont étudiés aux travers de campagnes de mesures ciblées.

5.2.1 Description de l'ébullition en fonction du régime d'écoulement

On définit la perte de pression totale du minicanal (Eq. 5.17) par la différence entre la pression d'entrée et la pression de sortie, les capteurs de pression se trouvent tous deux à 5 mm de l'entrée et de la sortie ; la perte de pression obtenue en faisant la différence entre ces deux mesures représente la perte de pression totale pour toute la longueur ($L = 190$ mm). Pour une densité de puissance fixée à 89.9 kW.m^{-2} et un cas de confinement pur, on obtient la courbe typique de perte de pression présentée en figure 5.17 qui représente la variation de la perte de pression totale mesurée aux bornes du minicanal en fonction du Reynolds liquide en entrée de minicanal.

$$\Delta P \doteq P_{in} - P_{out} \quad (5.17)$$

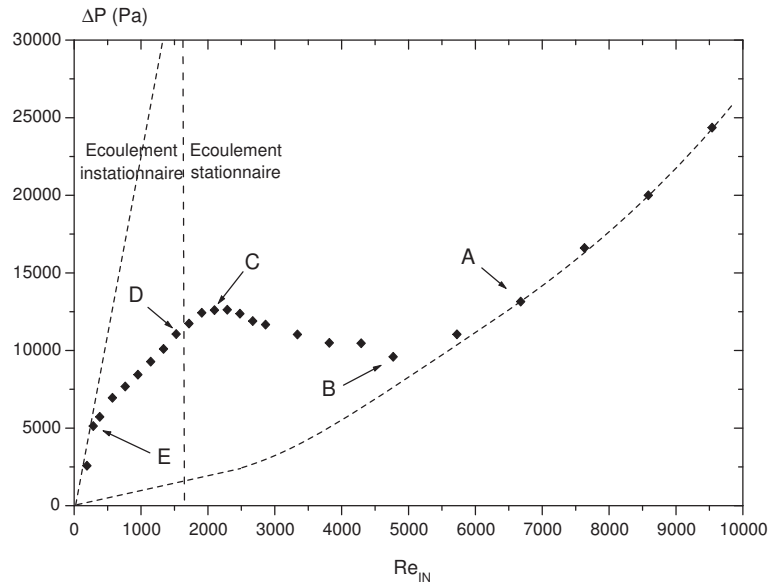


FIG. 5.17 – Perte de pression en fonction du nombre de Reynolds liquide [$Q_W = 89.9 \text{ kW.m}^{-2}$, $P_{atm} = 1012 \text{ hPa}$, $T_{IN} = 25 \text{ }^\circ\text{C}$]

La température du liquide en entrée du minicanal est, pour toutes les expériences, égale à la température de la pièce d'expérimentation (souvent $25 \text{ }^\circ\text{C}$). La pression de sortie est maintenue constante au plus proche de la pression atmosphérique : $1015 \pm 5 \text{ hPa}$. Dans ces conditions la température de saturation

du liquide est de $35.6 \text{ }^\circ\text{C}$ à $\pm 0.2 \text{ }^\circ\text{C}$ (Ann. B.3).

Le débit-masse est gardé constant en entrée de minicanal, ces conditions sont maintenues constantes durant toute la durée d'expérimentation et correspondent à un écoulement sous refroidi à l'entrée du minicanal. Une courbe en N est obtenue. Avant le point C de la figure 5.17, c'est à dire pour des nombres de Reynolds inférieurs à 2000, la perte de pression croît avec le nombre de Reynolds du liquide à l'entrée du minicanal (Re_{in}). Il apparaît de plus que pour des nombres de Reynolds inférieurs à 1500, des fluctuations de la pression peuvent être observées.

Dans la plage des nombres de Reynolds de 250 à 6500 et pour une densité de puissance donnée ($Q_W = 89.9 \text{ kW.m}^{-2}$), deux zones existent dans le minicanal avec une zone liquide et une zone diphasique. La longueur de chaque zone varie en fonction de Re_{in} . La zone diphasique est la plus grande pour $Re_{in} = 1500$ au point D tandis que la zone liquide est la plus petite. A l'opposé, la zone liquide est la plus grande pour $Re_{in} > 6500$. Pour $Re_{in} < 250$, c'est à dire le point E, une zone vapeur apparaît près de la sortie du minicanal ; cette zone envahit d'autant plus le minicanal que Re_{in} décroît. Dans la plage allant de 0 à 250, trois zones coexistent : liquide, diphasique et vapeur.

Nous appellerons 'écoulement instationnaire', un écoulement pour lequel nous observerons un pic d'amplitude significatif dans la densité spectrale de puissance. Par exemple, il n'est pas possible en regardant les signaux de pression de pouvoir dire si l'écoulement est instationnaire comme c'est le cas avec la figure 5.18 qui représente les signaux de pression d'un point de fonctionnement instationnaire. Il est nécessaire de tracer la Transformée de Fourier Rapide du signal de pression d'entrée afin de le confirmer comme sur les figures 5.19 a & b.

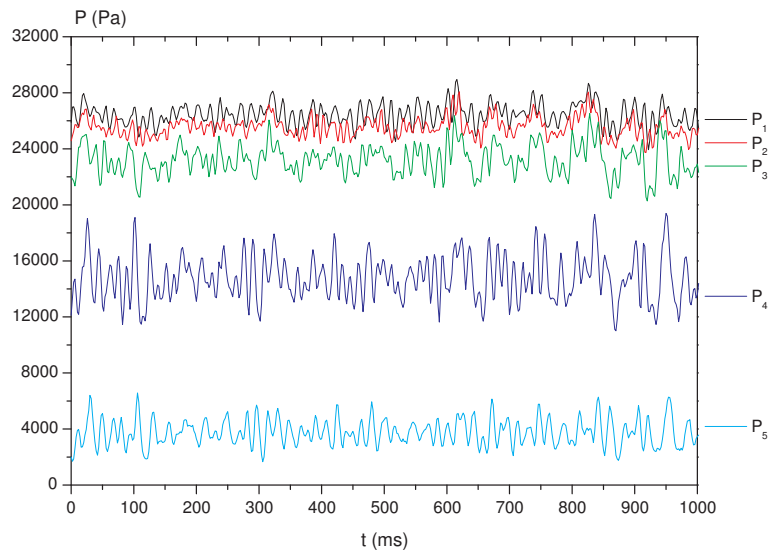


FIG. 5.18 – Évolution de signaux de pression instationnaires à différentes côtes dans le minicanal pour $Q_W = 125.6 \text{ kW.m}^{-2}$, $Q_M = 338.6 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, $P_{atm} = 1012 \text{ hPa}$, $T_{IN} = 25 \text{ }^\circ\text{C}$

C'est en traçant la FFT du signal de pression d'entrée qu'il est possible de mettre en évidence des instationnarités. Plusieurs fréquences plus ou moins nettes sont présentes. Un bruit d'ébullition à 65 Hz

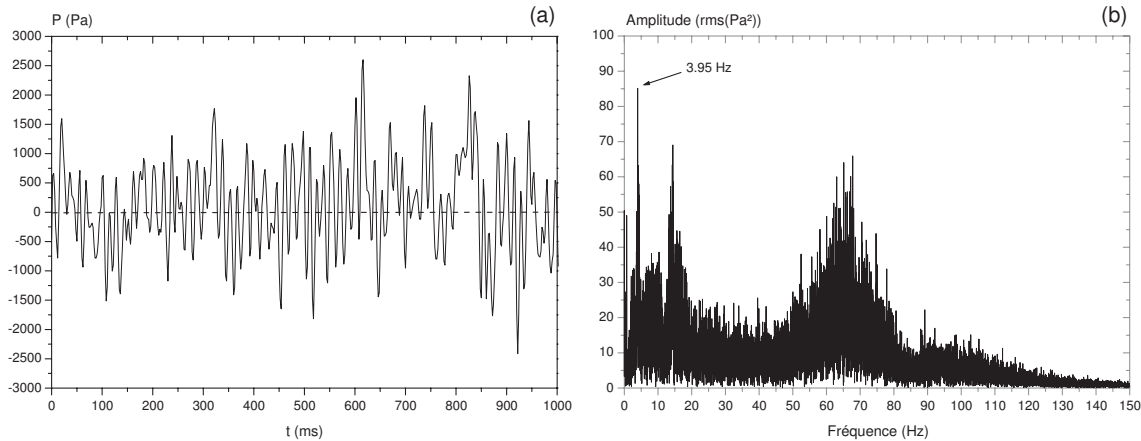


FIG. 5.19 – Composante fluctuante du signal de pression à l’entrée du minicanal (a) et sa FFT (b) pour $Q_W = 125.6 \text{ kW.m}^{-2}$, $Q_M = 338.6 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, $P_{atm} = 1012 \text{ hPa}$, $T_{IN} = 25 \text{ }^\circ\text{C}$

traduit le passage des bulles de vapeur et les fluctuations qu’elles engendrent sur l’écoulement. La transition de stationnaire à instationnaire se fait par l’apparition d’une fréquence caractéristique. L’amplitude correspondant à cette fréquence prend de plus en plus d’intensité jusqu’à dominer le bruit d’ébullition 5.20 a & b.

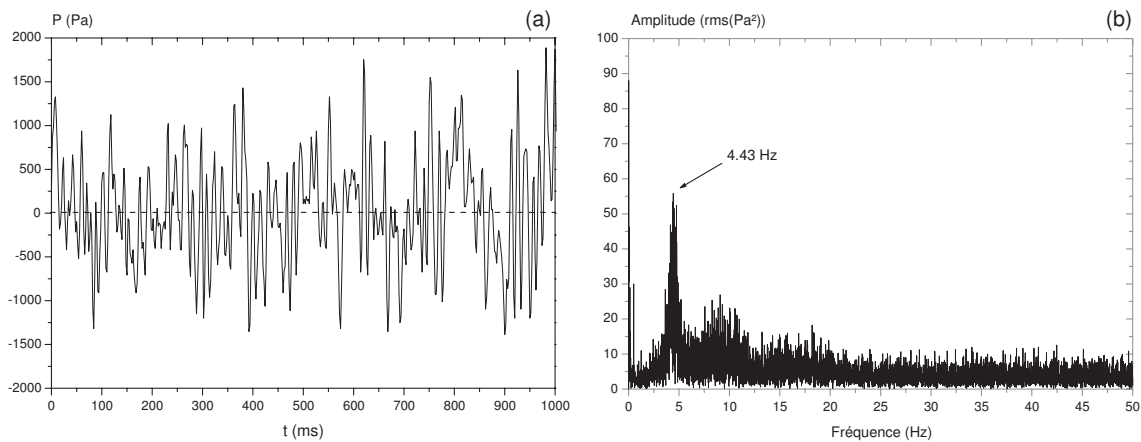


FIG. 5.20 – Composante fluctuante du signal de pression à l’entrée du minicanal (a) et sa FFT (b) pour $Q_W = 125.6 \text{ kW.m}^{-2}$, $Q_M = 241.8 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, $P_{atm} = 1012 \text{ hPa}$, $T_{IN} = 25 \text{ }^\circ\text{C}$

Avec les figures 5.21 & 5.22, nous présentons une évolution type des signaux de pression instationnaires pour des écoulements de type ‘geyser’ ; c’est à dire une succession de pics de pression de grande amplitude suivi d’une ébullition classique. Les signaux de pressions mettent en évidence l’augmentation simultanée de toutes les pressions dans le minicanal. Les pics de pression atteignent 35 kPa alors que la perte de pression moyenne du minicanal vaut à peine 1.4 kPa. Les expulsions se font par salves de 3 ou 4 expulsions qui durent 100 ms (fréquence à 9.76 Hz) suivies de périodes de calme pendant environ 1 s (fréquence à 1 Hz).

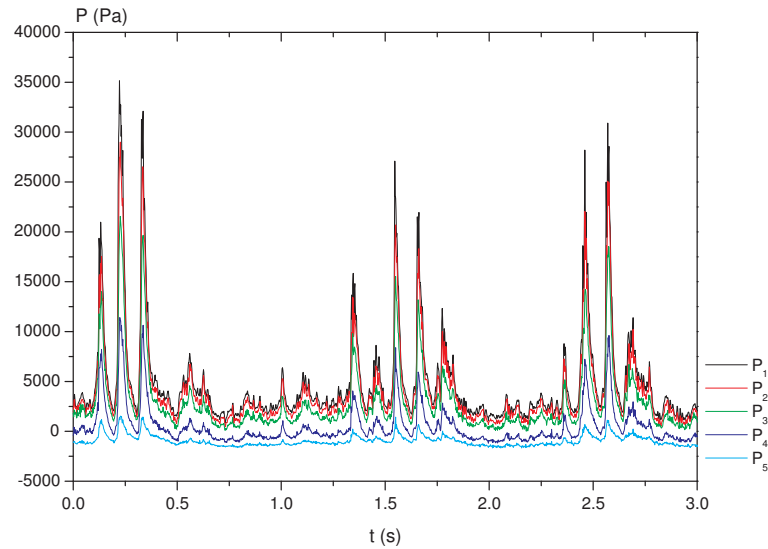


FIG. 5.21 – Évolution de signaux de pression instationnaires à différentes côtes dans le minicanal pour $Q_W = 125.6 \text{ kW.m}^{-2}$, $Q_M = 72.6 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, $P_{atm} = 1012 \text{ hPa}$, $T_{IN} = 25 \text{ }^\circ\text{C}$

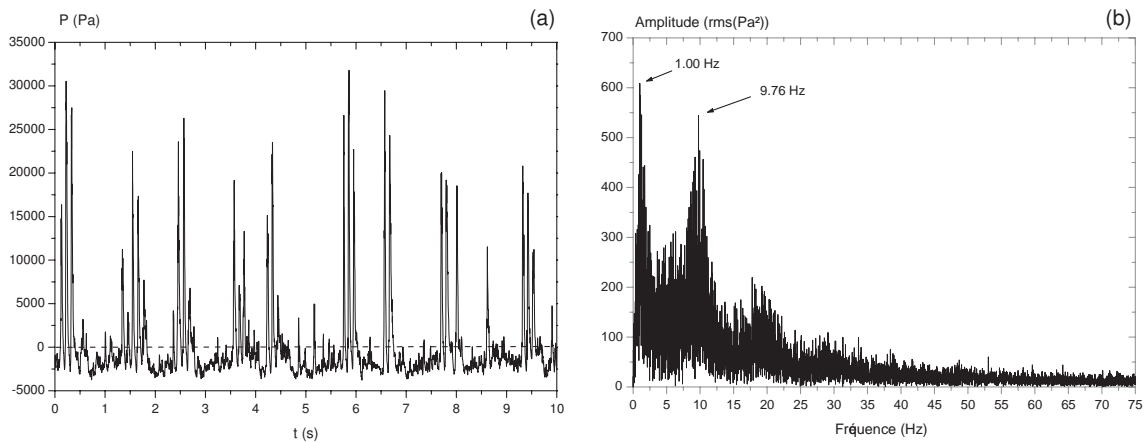


FIG. 5.22 – Composante fluctuante du signal de pression à l'entrée du minicanal (a) et sa FFT (b) pour $Q_W = 125.6 \text{ kW.m}^{-2}$, $Q_M = 72.6 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, $P_{atm} = 1012 \text{ hPa}$, $T_{IN} = 25 \text{ }^\circ\text{C}$

5.2.2 Visualisation de l'ébullition convective

En fonction des deux paramètres du problème que sont le débit-masse liquide en entrée du minicanal et la densité de puissance, il est possible d'obtenir différents régimes d'écoulement. Ceux-ci ont été observés à la fois au travers des signaux mais également grâce à l'imagerie rapide. Une cartographie des écoulements liquide-vapeur en conduite macrométrique existe comme cela a été vu au chapitre précédent. En fonction des vitesses superficielles de la phase liquide et de la phase vapeur ; les auteurs [Carey, 1992] définissent les différents domaines d'existences des régimes d'écoulements. L'objectif de l'étude est l'analyse des transferts de chaleur et du changement de phase lors de l'ébullition convective en mini et microcanaux, l'observation de différents régimes d'écoulement sera juste présentée et fera l'objet d'une étude plus

détaillée dans le chapitre suivant.

Les régimes d'écoulement instationnaires ne peuvent pas aisément être présentés sur un support papier ; c'est pourquoi sur le CD-ROM fourni sont présentés différents types d'ébullition instationnaire. Les vidéos présentent d'abord l'ébullition dans sa globalité pour toute la longueur du minicanal puis l'attention est focalisée sur les zones présentant un intérêt donc les côtes sont précisées dans un fichier PDF nommé 'movies details'.

Ebullition stationnaire

Avec la vidéo 1, il est possible de visualiser un régime d'ébullition stationnaire au sein du minicanal. Le rapport d'aspect : longueur sur largeur fait qu'il est difficile de discerner les structures exactes de l'écoulement ; des vidéos locales sont ainsi nécessaires. Au travers des séquences d'images des figures 5.23 et 5.24 extraites des vidéos 2 & 3, on peut mettre en évidence près de l'entrée du minicanal un écoulement à bulles qui transite, au fur et à mesure de son avancée, dans le minicanal en écoulement à bouchons de vapeur. Les vidéos ont été acquises à 1000 images par seconde soit un pas de temps de 1 ms entre chaque image ; cependant, pour des raisons de place, les images des figures 5.23 et 5.24 présentent un pas de temps de 5 ms.

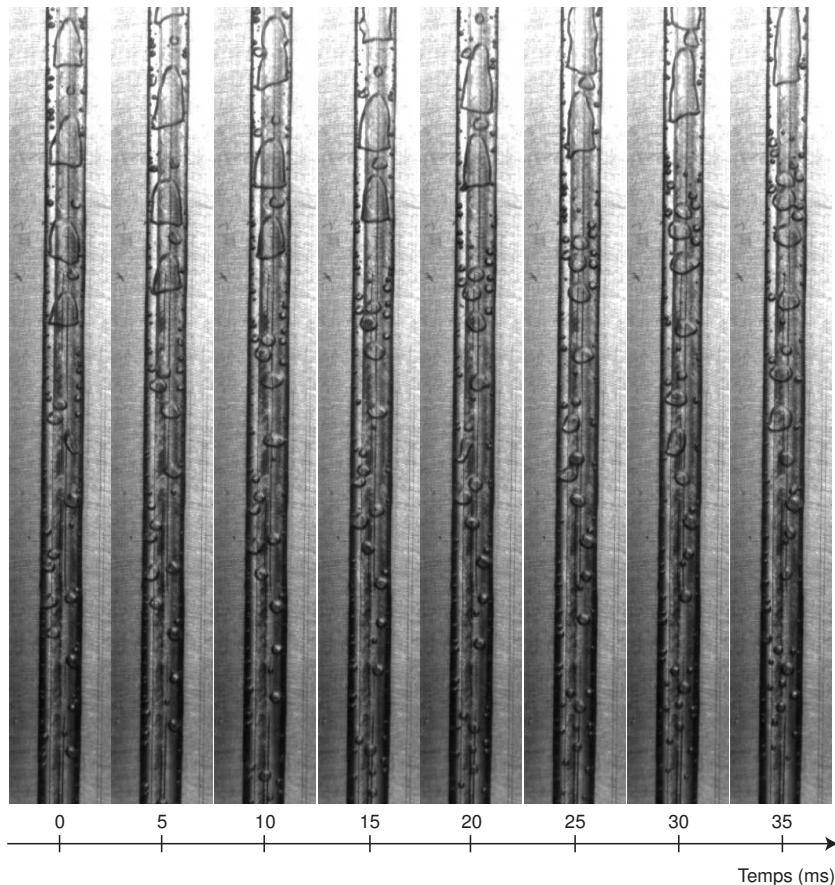


FIG. 5.23 – Écoulements à bulles puis bouchons dans un minicanal rectangulaire [$Q_M = 241.87 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, $Q_W = 33 \text{ kW.m}^{-2}$, $P_{atm} = 1012 \text{ hPa}$, $T_{IN} = 25 \text{ }^\circ\text{C}$, $X = 10 \text{ mm}$ à $x = 90 \text{ mm}$] (Vidéo 2)

Sur la séquence d'images de la figure 5.24, on peut observer le changement de structure de l'écoulement bouchon (plug flow) à l'écoulement de paquets liquide-vapeur (churn flow). La différence entre ces écoulements est leurs vitesses respectives de déplacement dans la miniconduite ainsi que la présence au niveau des parois latérales de petites bulles de vapeur emportées par l'écoulement.

Alors que l'écoulement à bulles de la figure 5.23 se déplace pratiquement à la vitesse du liquide, on note que la vitesse moyenne des bouchons croît rapidement en se déplaçant dans l'écoulement. La densité de puissance constante appliquée induit le changement de phase du liquide aux extrémités des bouchons qui viennent faire croître la taille de la bulle. Ceci explique l'augmentation de la vitesse de déplacement de la bulle dans le minicanal.

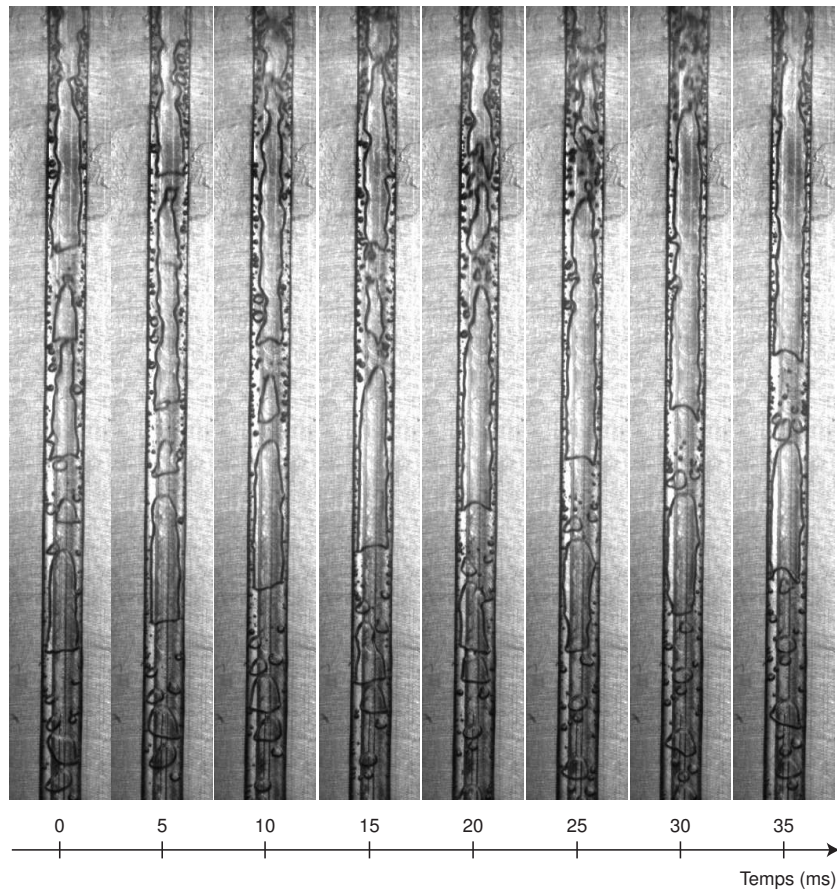


FIG. 5.24 – Écoulement à bulles puis bouchons dans un minicanal rectangulaire [$Q_M = 241.87 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, $Q_W = 33 \text{ kW.m}^{-2}$, $P_{atm} = 1012 \text{ hPa}$, $T_{IN} = 25 \text{ }^\circ\text{C}$, $X = 80 \text{ mm}$ à $x = 160 \text{ mm}$] (Vidéo 3)

Ebullition instationnaire

Sur les vidéos de 4 à 7 sont présentés les films de l'ébullition en régime instationnaire dans le minicanal. La vidéo 4 présente le cas où le volume de stockage n'est pas connecté. Il n'apparaît pas évident à l'oeil de dire que l'écoulement est instationnaire, il est nécessaire pour cela de diminuer l'échelle de la visualisation dans le minicanal avec la vidéo 5 qui met en évidence le passage régulier de paquets de

mélange diphasique. Le signal de pression associé à la vidéo 5 est présenté par la figure 5.25 où l'on note la fluctuation périodique de la pression d'entrée du minicanal alors que la pression de sortie plus faible fluctue avec une amplitude beaucoup plus faible invisible sur le signal mais perceptible sur la FFT.

La vidéo 6 correspond au cas où le volume de stockage est connecté à la boucle. Le nombre de Reynolds en entrée de minicanal est identique tout comme la densité de puissance fournie. Toutefois comme il est possible de le constater, les écoulements sont radicalement différents avec des retours de fluide en amont du minicanal. Cette situation sera analysée plus finement dans le chapitre suivant. Quand on observe plus précisément le processus de retour de fluide en amont avec la vidéo 7, on s'aperçoit que l'écoulement s'arrête durant quelques millisecondes puis se coupe en deux, la partie supérieure est expulsée par le haut du minicanal alors que la partie inférieure l'est par le bas. Le signal de pression associé à cet écoulement instationnaire est présenté par la figure 5.26 où l'on note une nette fluctuation de la pression d'entrée.

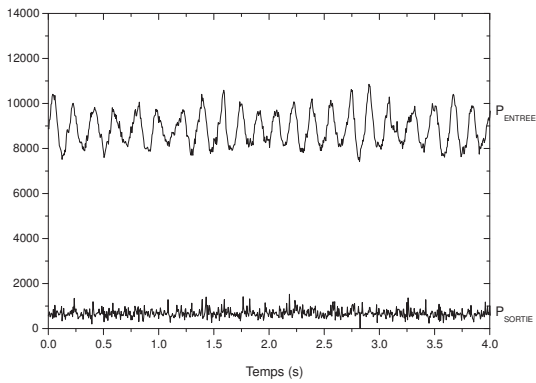


FIG. 5.25 – Évolution des pressions d'entrée et de sortie du minicanal quand le volume de stockage n'est pas connecté [$Q_M = 226.8 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, $Q_W = 125.6 \text{ kW.m}^{-2}$, $P_{atm} = 1012 \text{ hPa}$, $T_{IN} = 25 \text{ }^\circ\text{C}$] (Vidéo 4)

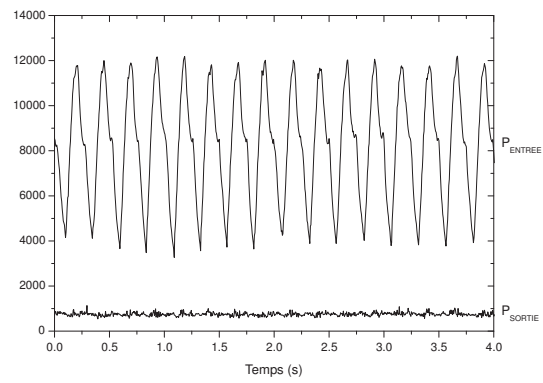


FIG. 5.26 – Évolution des pressions d'entrée et de sortie du minicanal quand le volume de stockage est connecté [$Q_M = 226.8 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, $Q_W = 125.6 \text{ kW.m}^{-2}$, $P_{atm} = 1012 \text{ hPa}$, $T_{IN} = 25 \text{ }^\circ\text{C}$] (Vidéo 6)

Discussion

L'augmentation de la densité de puissance à débit fixé où la réduction du débit de liquide à densité de puissance fixée entraîne le déplacement des zones de transition d'écoulement dans le minicanal. Ainsi la côte d'apparition de l'ébullition se rapproche de plus en plus de l'entrée physique du minicanal tout comme les différentes transitions d'écoulement. L'écoulement en sortie de minicanal atteint des vitesses de plus en plus élevées. A densité de puissance fixée au delà d'un débit critique, l'écoulement ne présente plus de comportement stationnaire mais des instationnarités qui feront l'objet d'une étude détaillée dans le chapitre 6.

Les signaux de pression rencontrés pour une même densité de puissance mettent en évidence la diversité des écoulements instationnaires rencontrés au sein du minicanal. L'écoulement laisse apparaître des fréquences types qui augmentent en intensité devant le bruit ambiant jusqu'à dominer. Les signaux quant à eux passent de simples fluctuations par rapport à la perte de pression moyenne à des augmentations violentes de type 'geyser'.

5.2.3 Variations de la perte de pression totale et de la pression locale

Perte de pression totale

La réalisation de campagnes d'expériences consiste à fixer la densité de puissance et à faire varier le débit-masse de liquide à l'entrée du minicanal de manière décroissante. Ainsi, les expériences sont réalisées pour les températures les plus faibles aux plus élevées réduisant entre deux points de fonctionnement le débit-masse liquide. Les résultats qui sont présentés distinguent deux conditions d'entrée bien précises qui seront par la suite appelées : cas du couplage et cas du confinement pur ; ceci correspond à la présence du réservoir placé en amont du minicanal qui peut être respectivement connecté ou non à la boucle de fluide. Quand le volume de stockage est connecté à la boucle alors on introduit une zone compressible et l'on introduit un couplage entre le volume de stockage et le minicanal tandis que lorsque le volume n'est pas connecté, on observe l'ébullition uniquement influencée par le confinement pur.

Les courbes de perte de pression ont été obtenues pour 5 autres densités de puissance. La perte de pression totale mesurée aux bornes du minicanal est tracée en fonction du nombre de Reynolds liquide en entrée sur la figure 5.27 pour le cas du confinement pur.

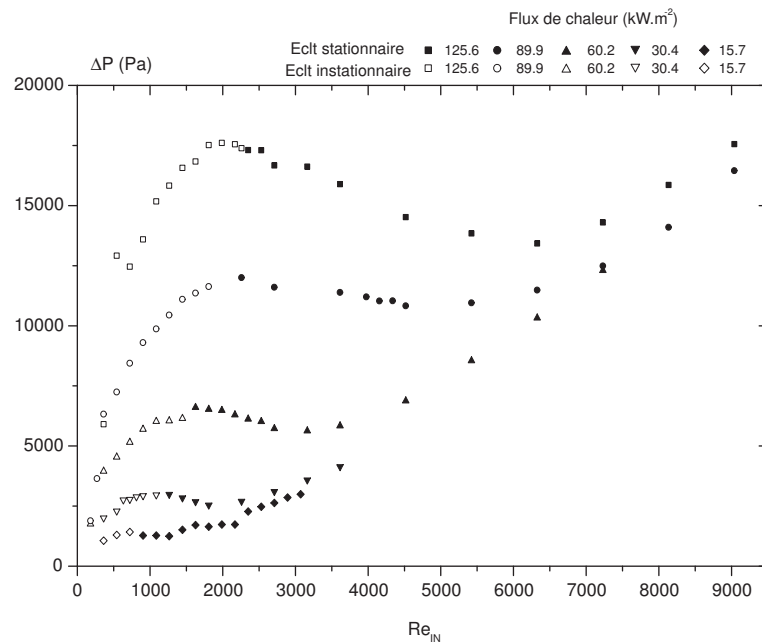


FIG. 5.27 – Perte de pression pour plusieurs densités de puissance au sein d'un minicanal de 0.5 X 4 X 200 mm³ dans le cas du confinement pur [$P_{atm} = 1015$ hPa, $T_{IN} = 25.5$ °C]

La figure 5.28 présente la variation de la perte de pression en fonction du nombre de Reynolds dans le cas du couplage avec le minicanal appelé par la suite simplement : 'cas du couplage'. Il s'agit ici de mettre en évidence l'influence de ce volume sur le phénomène d'ébullition confiné et plus particulièrement sur la perte de pression.

Un comportement similaire en N est observé sur les figures 5.27 & 5.28 quel que soit la densité de puissance étudiée. Avec les densités de puissance croissantes, la perte de pression se déplace pour

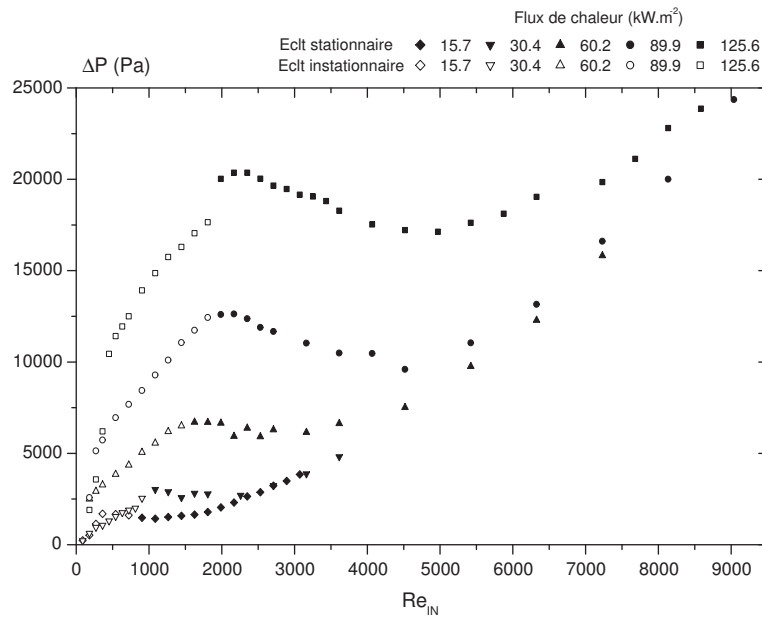


FIG. 5.28 – Perte de pression pour plusieurs densités de puissance au sein d’un minicanal de 0.5 X 4 X 200 mm³ dans le cas du couplage [$P_{atm} = 1012$ hPa, $T_{IN} = 25$ °C]

des valeurs plus importantes et la forme en N est de plus en plus prononcée. Des régimes d’écoulements stationnaires et instationnaires existent et sont représentés pour toutes les densités de puissances étudiées.

Variation locale de la pression en regime stationnaire

On traite maintenant des variations de la pression locale prise le long de l’écoulement. La connaissance de l’état du fluide permet de discuter de l’influence de la zone diphasique sur la variation de la pression et ses conséquences sur les transferts et la stabilité de l’écoulement. On représente par exemple sur les figures 5.29 & 5.30, les variations locales de la pression pour une densité de puissance constante fournie au minicanal et quelques débits massiques en entrée : des écoulements totalement liquide (Fig. 5.29), ou des écoulements comportant une zone diphasique (Fig. 5.29). Le cas d’un écoulement vapeur en sortie ne se présente jamais avec un écoulement stationnaire mais toujours avec un écoulement instationnaire.

Quand l’écoulement est totalement liquide (Fig. 5.29), la décroissance de la pression doit être linéaire en régime hydrodynamiquement établi, or dans notre cas la présence du convergent en entrée couplé à l’écoulement turbulent provoque un jet de liquide dans les premiers centimètres du minicanal. Ce jet turbulent réduit ainsi la pression locale et de ce fait la perte de pression totale est modifiée. Ceci explique, pour le capteur à la côte 5 mm, la faible pression mesurée et ensuite la décroissance linéaire de la pression observée pour les 4 capteurs suivants.

Quand l’écoulement comporte une zone diphasique (Fig. 5.30), la décroissance de la pression n’est plus du tout linéaire mais présente une décroissance de plus en plus prononcée dans la zone diphasique. Pour les deux points de fonctionnement présentés, la décroissance est similaire. La première partie de courbe représente la perte de pression dans la zone liquide et la seconde partie la décroissance due au

changement de phase (CF : modèle de la perte de pression).

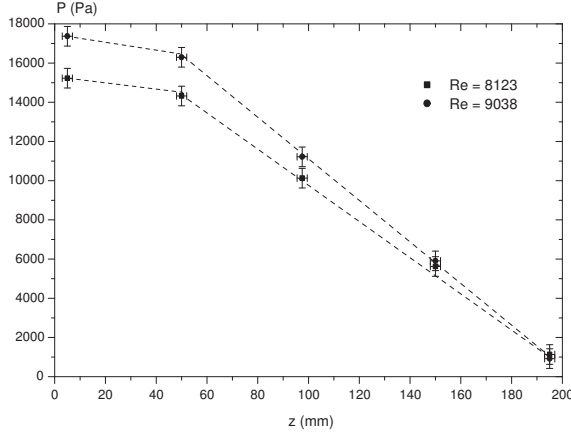


FIG. 5.29 – Pression locale au sein d'un écoulement liquide [$Q_W = 89.9 \text{ kW.m}^{-2}$, $P_{atm} = 1012 \text{ hPa}$, $T_{IN} = 25 \text{ °C}$]

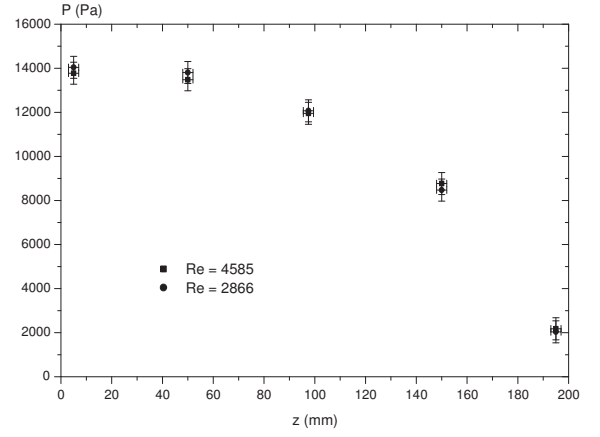


FIG. 5.30 – Pression locale au sein d'un écoulement diphasique [$Q_W = 89.9 \text{ kW.m}^{-2}$, $P_{atm} = 1012 \text{ hPa}$, $T_{IN} = 25 \text{ °C}$]

5.2.4 Modélisation physique de l'ébullition convective stationnaire

Afin d'analyser les variations expérimentales de la pression locale et de la perte de pression, un modèle 1D stationnaire est développé. Les paramètres physiques du modèle sont listés dans le tableau 5.3. Les masses volumiques du liquide et de la vapeur sont prises constantes à 25 °C ainsi que les viscosités et chaleurs spécifiques, tout comme la chaleur latente de vaporisation. La puissance transférée au minicanal varie entre 15.7 W et 125.6 W . Ceci correspond à des densités de puissance allant de 125.6 kW.m^{-2} à 15.7 kW.m^{-2} . Le modèle prend en compte l'existence de trois zones dans le minicanal en fonction des paramètres de contrôle et des propriétés physiques (Ann. E).

TAB. 5.3 – Propriétés du n-pentane liquide et vapeur

Conditions	Symbole	Valeur	Unité
25 °C	σ	$13.12 \cdot 10^{-3}$	N.m^{-1}
25 °C	μ_L	$2.23 \cdot 10^{-4}$	Pa.s
	ρ_L	621	kg.m^{-3}
	C_{pL}	2142	$\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$
37.5 °C	ρ_V	2.57	kg.m^{-3}
	μ_V	$6.78 \cdot 10^{-6}$	Pa.s
	C_{pV}	1717	$\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$
1010 hPa	T_{SAT}	37.5	°C
37.5 °C	L_V	382450	J.kg^{-1}

Modélisation de la perte de pression totale

Les variations de la perte de pression totale en fonction du nombre de Reynolds à l'entrée du minicanal sont représentées avec la figure 5.31. Un bon accord est obtenu entre les pertes de pression calculées

et mesurées pour les régimes d'ébullition stationnaires. Une courbe en N est également obtenue avec le modèle 1D stationnaire. Pour les nombres de Reynolds inférieurs à 1500, l'écoulement devient instationnaire et la modélisation stationnaire devient alors inopérante. L'écart entre l'expérience et la modélisation peut trouver son origine avec les termes instationnaires importants comme c'est le cas pour la dérivée temporelle de la pression. Les fluctuations de pression consomment de l'enthalpie, les oscillations modifient aussi l'énergie à apporter pour accélérer le fluide au sein des oscillations. Un calcul des différents ordres de grandeurs des termes instationnaires serait nécessaire afin de quantifier l'écart entre la modélisation et l'expérience.

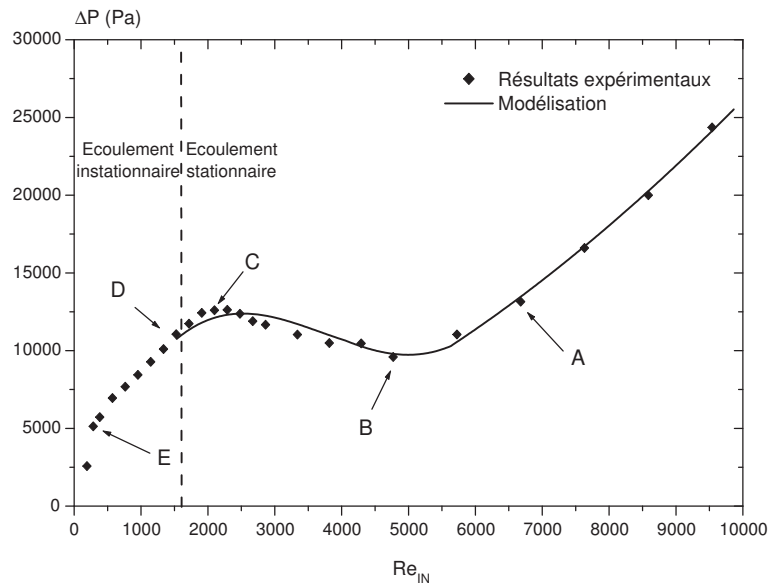


FIG. 5.31 – Perte de pression du minicanal en fonction du nombre de Reynolds à l'entrée : comparaison entre la modélisation et l'expérience pour une densité de puissance de 89.9 kW.m^{-2} dans un minicanal de $0.5 \times 4 \times 200 \text{ mm}^3$ avec 5 % de pertes thermiques [$Q_W = 89.9 \text{ kW.m}^{-2}$, $P_{atm} = 1012 \text{ hPa}$, $T_{IN} = 25 \text{ °C}$]

A partir du modèle stationnaire, les différentes contributions de la perte de pression dans la zone diphasique sont évaluées. Sur la figure 5.32, les pertes de pression de la zone liquide et de la zone diphasique sont analysées en fonction de Re_{IN} . De plus, la perte de pression totale correspondante est présentée. Avec Re_{IN} qui croît la contribution de la perte de pression liquide augmente et devient importante tandis que la contribution diphasique diminue. La zone diphasique diminue et disparaît pour les nombres de Reynolds supérieurs à 5400.

Dans la zone diphasique, la perte de pression est la somme de trois contributions : la gravité, l'accélération et le frottement. La principale contribution provient de la perte de pression par frottement (Fig. 5.32). La perte de pression due à l'accélération du mélange diphasique est en moyenne 5 fois faible que la perte de pression par friction tandis que la perte de pression gravitaire est négligeable quelle que soit le nombre de Reynolds à l'entrée du minicanal.

Le bon accord obtenu entre la modélisation et l'expérience provient de la construction du modèle. Ce

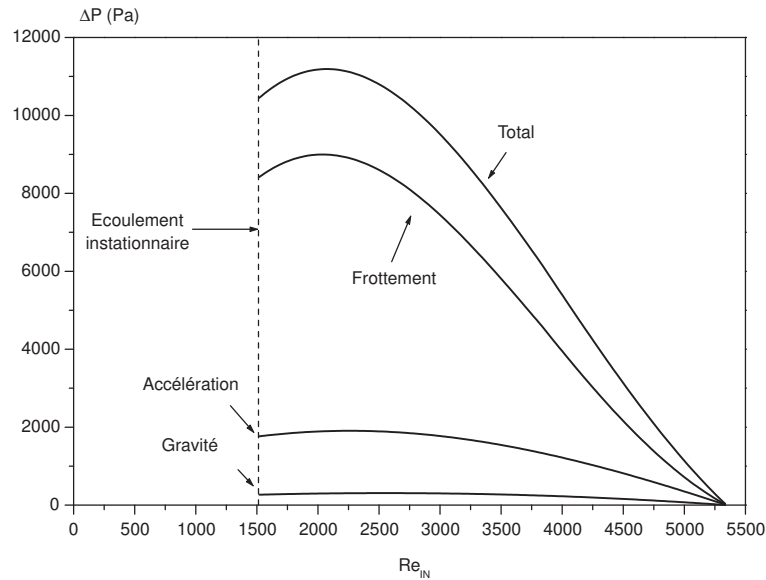


FIG. 5.32 – Différentes contributions de la perte de pression en fonction du nombre de Reynolds liquide d'entrée avec 4 % de pertes thermiques [$Q_W = 89.9 \text{ kW.m}^{-2}$, $P_{atm} = 1012 \text{ hPa}$, $T_{IN} = 25 \text{ °C}$]

dernier se base sur un modèle semi-homogène pour la zone diphasique, la perte de pression par frottement est ainsi calculée à partir du multiplicateur diphasique. L'écoulement de référence est l'écoulement liquide au sein de la même conduite. Afin de calculer la perte de pression diphasique, le modèle se base donc sur la perte de pression obtenue en monophasique. Or comme cela est expliqué en annexe E, un effet d'entrée modifie la pression à l'entrée du minicanal et réduit ainsi la perte de pression globalement. Il s'agit maintenant de vérifier si localement la modélisation est correcte.

Modélisation de la pression locale

Le modèle permet d'accéder aux variations locales de la pression. La figure 5.33 représente les variations locales du modèle de perte de pression comparé à des mesures expérimentales. L'utilisation des conditions expérimentales exactes met en évidence un écart entre la modélisation et l'expérience. Cet écart ne peut pas être expliqué uniquement par les pertes thermiques du modèle. La distribution locale du flux est supposée uniforme; cette hypothèse sera discutée ultérieurement. L'incertitude sur le nombre de Reynolds ($\sim 7 \%$) contribue également aux écarts entre la modélisation et l'expérience et altère le seuil d'apparition de l'ébullition. C'est pourquoi sur la figure 5.33 est présenté dans un premier temps la comparaison modèle-expérience en faisant varier les pertes thermiques puis avec la figure 5.34 la comparaison modèle-expérience est effectuée avec la prise en compte de l'incertitude sur le nombre de Reynolds.

La première zone de la figure 5.33 pour les z inférieurs à 70 mm correspond à la longueur où le fluide est encore liquide pour le modèle. Le seuil d'apparition de l'ébullition est situé à la côte $z = 70 \text{ mm}$. La décroissance de la pression du modèle dans la zone diphasique est beaucoup plus précoce et lente que dans la réalité quelle que soient les pertes thermiques prises en compte. Les points expérimentaux mettent en évidence une décroissance plus tardive et plus forte. Les bilans expérimentaux ont mis en évidence des pertes thermiques moyennes de 5 % qui seront supposées constantes pour la suite avec l'étude de

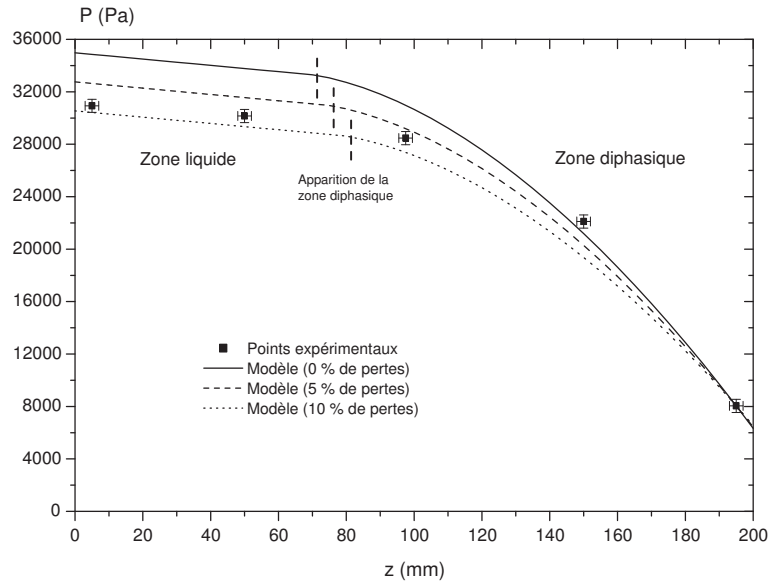


FIG. 5.33 – Pression locale expérimentale et modélisée au sein d’un écoulement diphasique avec la prise en compte de pertes thermiques comprises entre 0 et 10 % [$Q_M = 680.0 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, $Q_W = 125.6 \text{ kW.m}^{-2}$, $P_{atm} = 1012 \text{ hPa}$, $T_{IN} = 25 \text{ °C}$]

l’incertitude de la vitesse débitante.

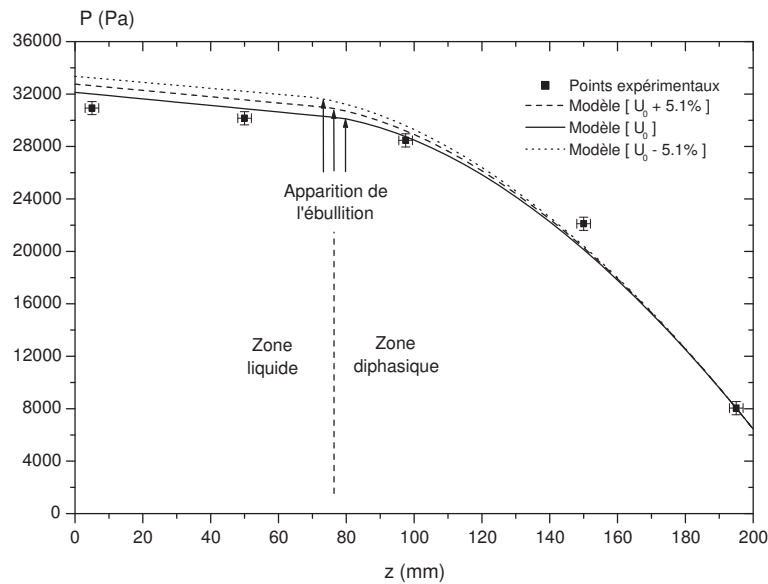


FIG. 5.34 – Pression locale expérimentale et modélisée au sein d’un écoulement diphasique avec 5 % de pertes thermiques pour la vitesse débitante de 1.16 m.s^{-1} assortie d’une incertitude de $\pm 0.06 \text{ m.s}^{-1}$ [$Q_M = 680.0 \pm 47.7 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, $Q_W = 125.6 \text{ kW.m}^{-2}$, $P_{atm} = 1012 \text{ hPa}$, $T_{IN} = 25 \text{ °C}$]

Sur la figure 5.34, on remarque que l'influence de l'incertitude sur la vitesse débitante n'est pas significative. Certes, on peut noter un décalage du seuil d'apparition de l'ébullition mais cependant la pression locale n'est pas sensiblement modifiée. Avec les figures 5.33 et 5.34, on remarque que dans tous les cas de figures la décroissance de la pression dans la zone diphasique prédite par le modèle est plus précoce qu'avec l'expérience. Le modèle va maintenant être comparé à l'expérience pour d'autres points de fonctionnement. Afin de ne pas avoir à faire varier à la fois les pertes thermiques et l'incertitude sur la vitesse débitante, les deux paramètres sont changés simultanément et leurs conséquences sont donc cumulées. Les deux courbes supplémentaires autour du modèle constituent donc ainsi une incertitude sur les pertes thermiques et la vitesse débitante. Les pertes thermiques moyennes ayant été obtenues expérimentalement autour de 5 %, la plage des pertes thermiques sera entre 3 et 7 % alors que pour le débit liquide l'incertitude est de 5.1 %.

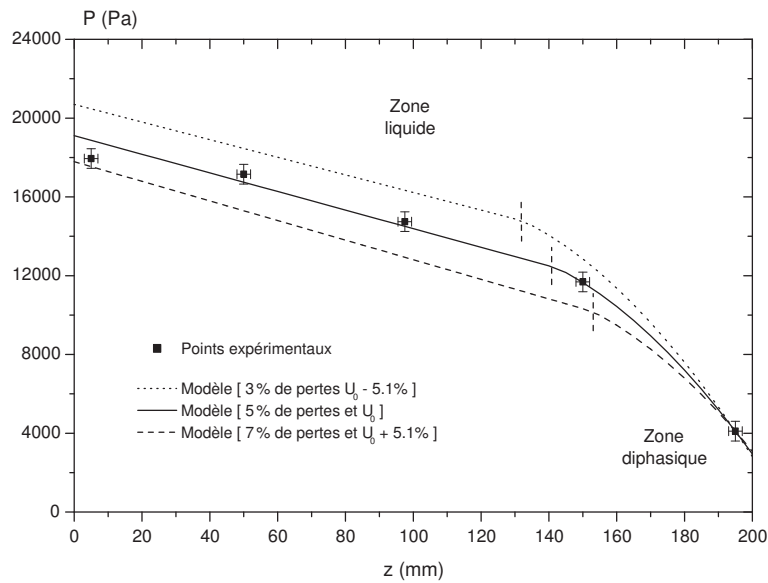


FIG. 5.35 – Pression locale expérimentale et modélisée au sein d'un écoulement diphasique pour une vitesse débitante de 2.32 m.s^{-1} → zone liquide dominante au sien du minicanal [$Q_M = 1360.2 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, $Q_W = 125.6 \text{ kW.m}^{-2}$, $P_{atm} = 1012 \text{ hPa}$, $T_{IN} = 25 \text{ °C}$]

Pour des nombres de Reynolds élevés (Fig. 5.35), la zone liquide est majoritaire dans le minicanal, la zone diphasique n'est présente qu'en sortie de minicanal alors que dans le cas opposé (faibles nombres de Reynolds) avec la figure 5.36, la zone diphasique occupe la quasi totalité du minicanal. Dans les deux cas en prenant en compte les incertitudes sur la valeur exacte des pertes thermiques, il apparait que pour les faibles taux de vide de vapeur (Fig. 5.35) le modèle est satisfaisant alors que pour des taux de vide plus importants (Fig. 5.36) le modèle présente des écarts. La décroissance de la pression locale est plus précoce. De plus, les incertitudes sur les pertes thermiques et la vitesse débitante ne change pas sensiblement le comportement.

Ces écarts entre la modélisation locale et l'expérience peuvent avoir plusieurs origines dont le choix du modèle pour la vitesse de glissement (pour les taux de vide élevés) ou encore des hypothèses physiques incorrectes. Le modèle choisi pour la vitesse de glissement [Zivi, 1964] est simple et ne traduit pas

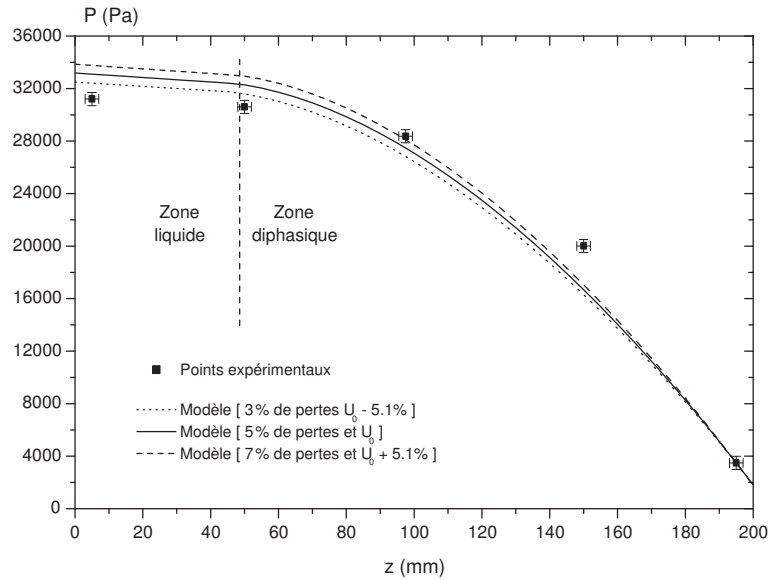


FIG. 5.36 – Pression locale expérimentale et modélisée au sein d’un écoulement diphasique pour une vitesse débitante de 0.77 m.s^{-1} → zone diphasique dominante au sien du minicanal [$Q_M = 453.6 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, $Q_W = 125.6 \text{ kW.m}^{-2}$, $P_{atm} = 1012 \text{ hPa}$, $T_{IN} = 25 \text{ °C}$]

parfaitement le comportement expérimental. Le modèle est également basé sur une hypothèse forte de densité de puissance uniforme fournie à la paroi or il semblerait (ceci est détaillé par la suite) que la densité de puissance réelle ne soit pas homogène le long de l’axe principal de l’écoulement. Dans ce cas, la variation du titre de vapeur n’est plus linéaire, les propriétés physiques s’en trouvent donc modifiées ainsi que l’ébullition.

En conclusion, la perte de pression linéique croît donc de plus en plus à l’approche de la sortie. On peut donc en tirer comme conclusion que la perte de pression linéique est plus faible au début de la zone diphasique, dans cette zone la formation de bouchons de vapeur pourrait alors obstruer l’écoulement et engendrer des surpressions venant modifier la stabilité de l’écoulement. Ce mécanisme fera l’objet d’une analyse dans le chapitre suivant.

5.3 Résultats et discussion sur les transferts thermiques

Les résultats sur les transferts bien qu’ils soient fortement couplés à l’écoulement sont ici présentés séparément. Il s’agit de présenter les variations, dans un premier temps globales puis locales, des températures de surface, du fluide et de la saturation. L’exploitation des données locales du coefficient de transfert n’est pas possible car la densité de puissance est connue globalement mais pas localement. Une répartition le long de l’axe principal de l’écoulement modifie ainsi l’apport de chaleur et le coefficient de transfert local est erroné ; seul un coefficient de transfert global peut alors être défini.

5.3.1 Variations du titre vapeur en sortie du minicanal

Le titre vapeur qui sera pris en compte par la suite est obtenu à partir de deux bilans thermiques : un premier effectué sur le minicanal et le second sur le condenseur. Le principe est d’utiliser les mesures

de température et de débit-masse liquide afin de calculer de deux manières différentes le titre vapeur en sortie de minicanal.

Description

Un exemple de titre vapeur de sortie de minicanal obtenu grâce aux deux expressions calculées précédemment est représenté sur la figure 5.37 pour une densité de puissance constante de 89.9 kW.m^{-2} avec le cas confinement pur. Les 5 points pour les nombres de Reynolds les plus élevés correspondent aux sensibilités les plus faibles sur les mesures ce qui explique les écarts avec la représentation théorique en pointillés (Eq. 5.6). Le titre vapeur de sortie caractérise l'état du changement de phase atteint au sein du minicanal, donc l'avancement du changement de phase. Le titre calculé ici est un titre moyen en faisant l'hypothèse d'un flux constant.

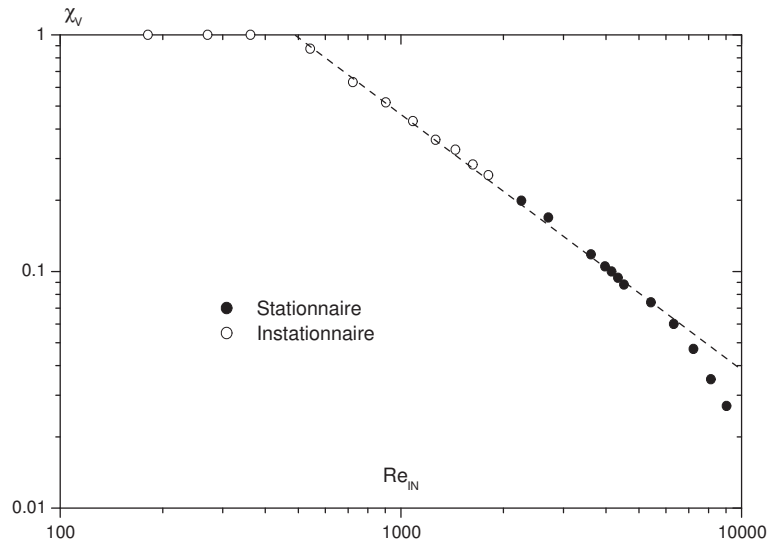


FIG. 5.37 – Titre vapeur de sortie en fonction du nombre de Reynolds liquide en entrée de minicanal en échelle log-log [$Q_W = 89.9 \text{ kW.m}^{-2}$, $P_{atm} = 1015 \text{ hPa}$, $T_{IN} = 25.5 \text{ °C}$]

La variation globale du titre vapeur de sortie est en $1/Re_{in}$ comme l'indiquent les équations 5.6 et 5.15. Le passage d'écoulement stationnaire à instationnaire ne modifie pas la variation du titre. En effet, on s'aperçoit en analysant les équations instationnaires de bilan d'énergie que la présence des fluctuations de pression consomme de l'enthalpie. Cette dernière prise sur la source de chaleur fournie ne servira donc pas à augmenter le titre vapeur de sortie.

Généralisation à d'autres flux

Sur la figure 5.38 est représenté le titre vapeur de sortie (χ_V^{out}). Chaque courbe représente la variation du titre vapeur en sortie de minicanal en fonction du nombre de Reynolds à l'entrée de ce dernier.

Sur la figure 5.38, un critère de transition de l'écoulement pour toutes les densités de puissance est représenté par une ligne en pointillé (χ_{out}^C, Re^C). Une courbe de stabilité marginale peut ainsi être avancée. Une relation linéaire entre le titre vapeur critique et le Reynolds critique en entrée de minicanal est donc proposée comme le donne la relation de l'équation 5.18.

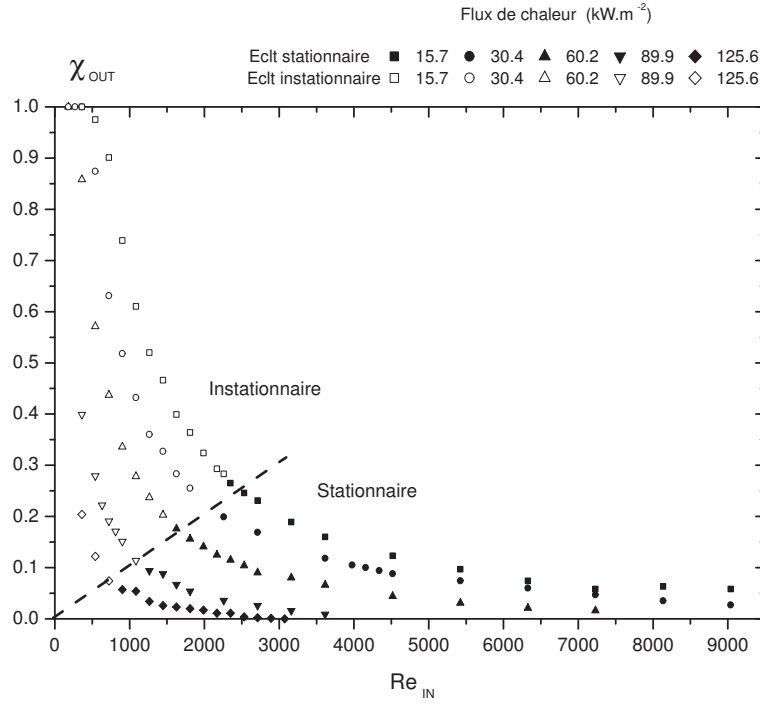


FIG. 5.38 – Titre vapeur de sortie en fonction du nombre de Reynolds liquide en entrée de minicanal pour 5 densités de puissance et pour le cas confinement pur [$P_{atm} = 1015$ hPa, $T_{IN} = 25.5$ °C]

$$\chi_V^{out} \hat{=} N_{pch} - N_{sub} = ARe^C \quad (5.18)$$

$$N_{pch} \hat{=} \frac{4q_W}{\rho_0 U_0 L_V} \frac{L}{D_H} \quad (5.19)$$

$$N_{sub} \hat{=} \frac{\Delta h_i}{L_V} \quad (5.20)$$

Dans l'équation 5.18 : Re^C est le nombre de Reynolds critique et χ_{out}^C le titre vapeur critique reliés ensemble par une constante : A. Pour tous les nombres de Reynolds en dessous de cette limite critique, l'ébullition convective est stationnaire quelle que soit la densité de puissance fournie tandis qu'au dessus, l'écoulement est instationnaire. La stabilité de l'écoulement peut donc être caractérisée par le rapport : $(N_{pch}^C - N_{sub}^C)/Re^C$. La constante A diffère en fonction des conditions d'entrée. Ce critère sera utilisé au chapitre suivant dans l'analyse des transferts lors d'écoulements instationnaires.

5.3.2 Les transferts thermiques

L'implantation de thermocouples sous la surface chauffante et dans l'écoulement permet d'accéder aux différences de températures fluide-paroi locales. L'association avec les mesures de pression locales permet de confirmer la présence de l'ébullition dans le minicanal. Ces données locales peuvent être moyennées afin d'obtenir des données globales pour chaque point de fonctionnement et ainsi comparer l'efficacité des différents régimes de transfert de chaleur (stationnaire ou instationnaire).

Variations locales des températures

Il est possible de représenter les variations des températures de surface, du fluide et de saturation au sein de l'écoulement. Ces différentes grandeurs seront développées et discutées dans les paragraphes à venir. Ainsi avec la figure 5.39 est présenté la variation de la température du fluide en fonction de la côte dans le minicanal pour différents points de fonctionnement caractéristiques avec ou sans ébullition. Pour les deux nombres de Reynolds les plus élevés (9040 & 5420) l'écoulement est totalement liquide, les températures du liquide sont en tout point du minicanal inférieures à la température de saturation fournie avec la figure 5.40 à partir des mesures de pression locales.

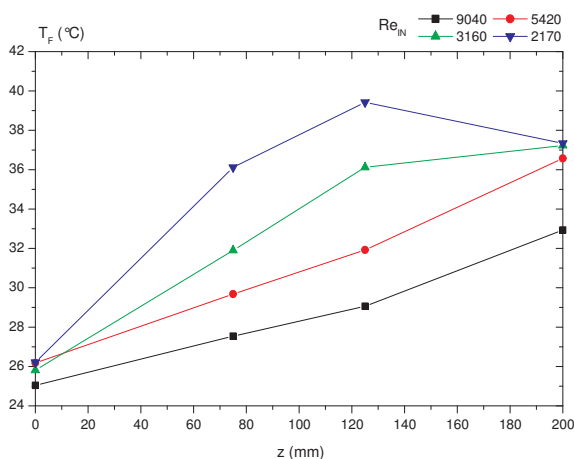


FIG. 5.39 – Température du fluide en fonction de la position dans le minicanal [$Q_W = 89.9 \text{ kW.m}^{-2}$, $P_{atm} = 1015 \text{ hPa}$, $T_{IN} = 25.5 \text{ °C}$]

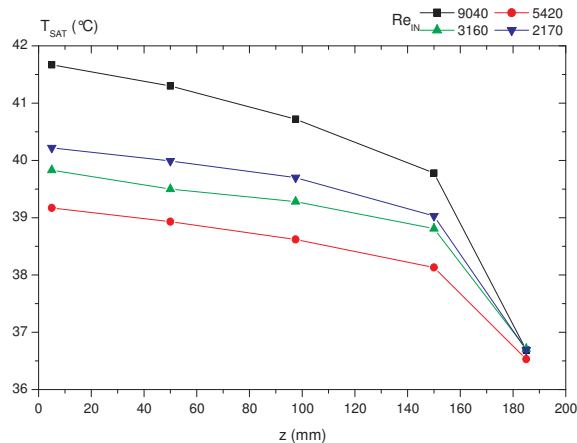


FIG. 5.40 – Température de saturation en fonction de la position dans le minicanal [$Q_W = 89.9 \text{ kW.m}^{-2}$, $P_{atm} = 1015 \text{ hPa}$, $T_{IN} = 25.5 \text{ °C}$]

Les modifications sur la température de saturation sont non-négligeables et peuvent atteindre plusieurs degrés ; ainsi avec une pression locale dans le minicanal de 20 kPa, la température de saturation du n-pentane avoisine les 41 °C et non plus 36 °C. Ces modifications sont à prendre en compte afin de pouvoir analyser correctement les résultats entre autre la côte d'apparition de la zone diphasique. Sur la figure 5.39 pour les deux nombres de Reynolds inférieurs (3160 & 2170), une zone diphasique est présente dans le minicanal. Si l'on s'attache à la variation de la température du fluide pour le nombre de Reynolds 2170, on observe une forte croissance puis une décroissance de la température. Or une densité de puissance est constamment fournie en paroi. Cette décroissance s'explique quand en parallèle on représente la variation de la température de saturation.

Sur des cas bien précis, on représente les variations des deux températures pour trois situations :

- l'écoulement sort liquide : $\chi_V = 0$ (Fig. 5.41), alors la température du fluide reste en tout point inférieure à la température de saturation,
- l'écoulement sort diphasique : $0 < \chi_V < 1$ (Fig. 5.42), la température du fluide croît jusqu'à atteindre la température de saturation à la pression locale ; puis comme la pression diminue au fur et à mesure de l'avancement dans le minicanal alors la température du fluide suit la température de saturation,

- l'écoulement sort vapeur : $\chi_V = 1$ (Fig. 5.43), les phases précédentes sont observées puis une fois le changement phase effectué en totalité, la température de sortie indique un écoulement de vapeur sèche car la température de saturation est dépassée.

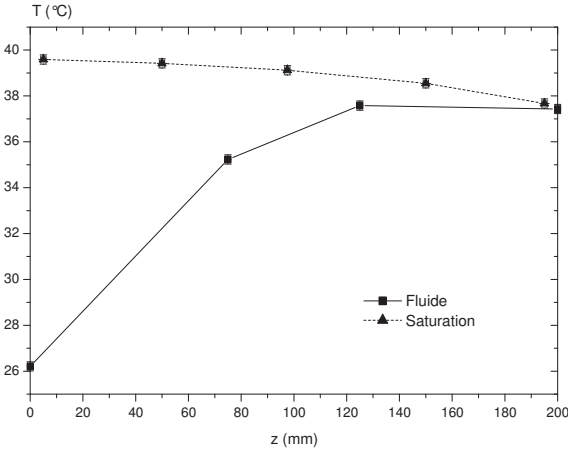


FIG. 5.41 – Températures de saturation et du fluide en fonction de la position dans le minicanal pour un titre de sortie de 0 ($Re = 1627$) [$Q_M = 435.3 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, $Q_W = 89.9 \text{ kW.m}^{-2}$, $P_{atm} = 1012 \text{ hPa}$, $T_{IN} = 25 \text{ °C}$]

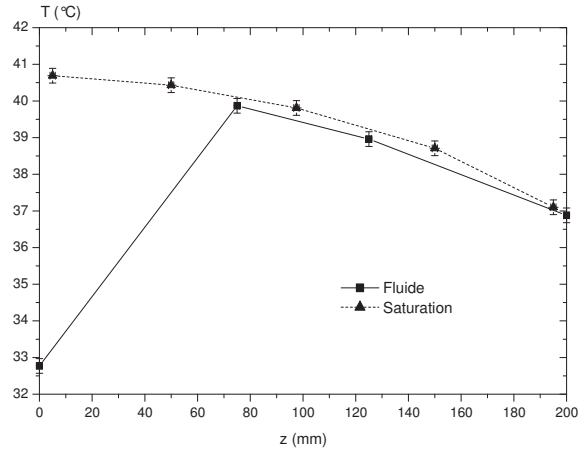


FIG. 5.42 – Températures de saturation et du fluide en fonction de la position dans le minicanal pour un titre de sortie inférieur à 1 ($Re = 723$) [$Q_M = 193.5 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, $Q_W = 89.9 \text{ kW.m}^{-2}$, $P_{atm} = 1012 \text{ hPa}$, $T_{IN} = 25 \text{ °C}$]

La température de surface présente un comportement singulier car le maximum de température est toujours atteint dans la partie centrale du minicanal et ce quelque soit le régime d'écoulement : liquide ou diphasique (Fig. 5.44). Les températures détaillées précédemment ne traduisent pas séparément les transferts de chaleur locaux, il faut représenter la différence de température surface-paroi afin de constater des changements de comportement (Fig. 5.45).

On remarque, quel que soit le point de fonctionnement, une chute de la différence de température surface-fluide le long du minicanal. Cette chute est plus accentuée pour le nombre de Reynolds de 2170 qui correspond à une ébullition dans le minicanal bien avancée. Si l'on fait l'hypothèse d'une même répartition de la densité de puissance hétérogène mais globalement identique pour les quatre nombres de Reynolds présentés, cela signifie que les transferts localement lors de l'ébullition sont meilleurs aux 3/4 du minicanal alors que près de l'entrée ils sont moins performants.

Maintenant, si l'on fait l'hypothèse d'une densité de puissance uniforme apportée à la paroi (Q_W) alors cela signifierait un coefficient de transfert plus important en sortie de minicanal qu'en entrée en se basant sur l'équation 5.21. Or par exemple pour le nombre de Reynolds de 9060, l'écoulement est totalement liquide dans le minicanal, le nombre de Nusselt local étant plus important en entrée là où la couche limite hydrodynamique est la plus faible, les transferts y sont donc plus intenses et donc la différence de température surface-fluide devrait y être plus faible. Si ce n'est pas le cas c'est que l'hypothèse de base d'un flux constant en paroi de minicanal n'est pas réaliste.

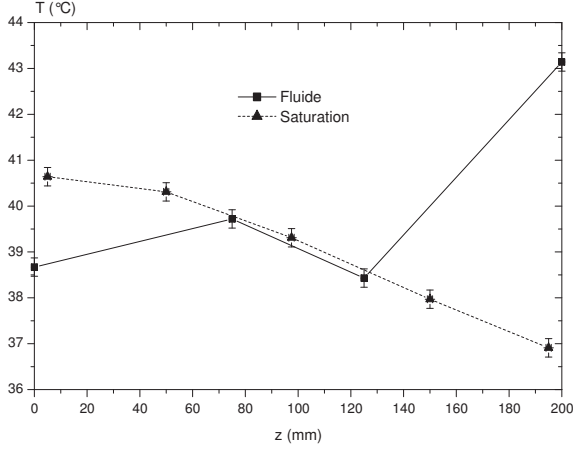


FIG. 5.43 – Température de saturation et du fluide en fonction de la position dans le minicanal ($Re = 542$) [$Q_M = 145.1 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$, $Q_W = 89.9 \text{ kW}\cdot\text{m}^{-2}$, $P_{atm} = 1012 \text{ hPa}$, $T_{IN} = 25 \text{ °C}$]

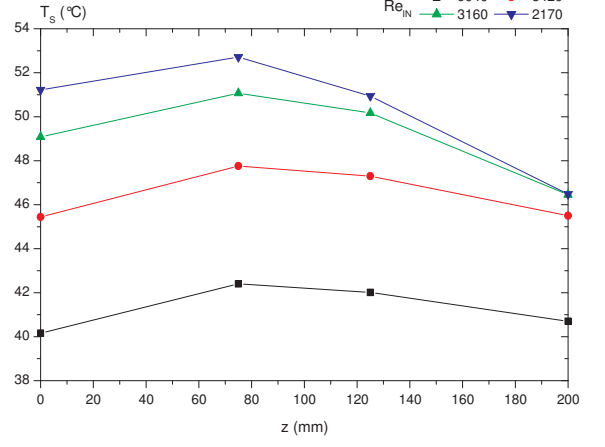


FIG. 5.44 – Température de surface en fonction de la position dans le minicanal [$Q_W = 89.9 \text{ kW}\cdot\text{m}^{-2}$, $P_{atm} = 1012 \text{ hPa}$, $T_{IN} = 25 \text{ °C}$]

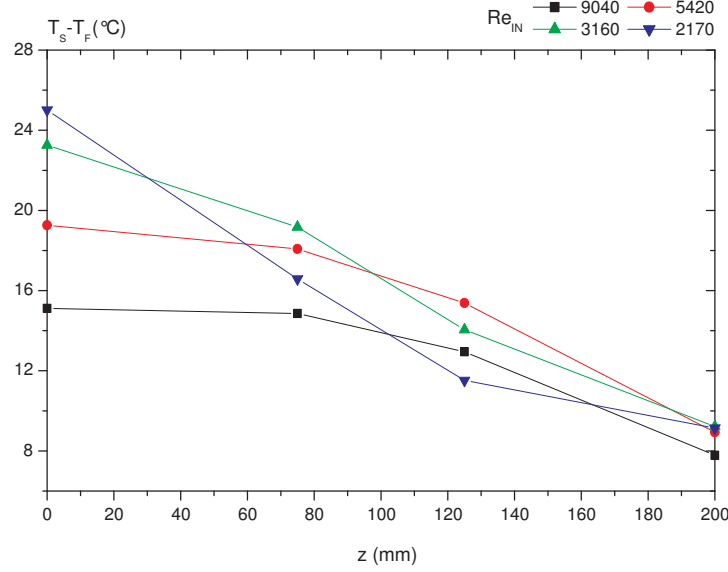


FIG. 5.45 – Différence de température surface-fluide en fonction de la position dans le minicanal [$Q_W = 89.9 \text{ kW}\cdot\text{m}^{-2}$, $P_{atm} = 1012 \text{ hPa}$, $T_{IN} = 25 \text{ °C}$]

$$\bar{h} \hat{=} \frac{\bar{Q}_W}{\bar{T}_S - \bar{T}_F} \quad (5.21)$$

Variations globales des températures

Afin de comparer les variations des températures suivant les différents points de fonctionnement, on calcule des grandeurs moyennes à partir des grandeurs locales. Ainsi on définit la température de surface

moyenne à partir des 4 mesures de la température de surface (Eq. 5.22a), de même pour la température moyenne du fluide basée sur les 4 mesures de température du fluide (Eq. 5.22b).

$$\bar{T}_S \hat{=} \sum_{i=1}^{i=4} T_S^i \quad (a) \quad \bar{T}_F \hat{=} \sum_{i=1}^{i=4} T_F^i \quad (b) \quad (5.22)$$

La figure 5.46 met en évidence une augmentation de la température de surface pour les nombres de Reynolds décroissants. La stabilisation pour $Re = 2200$ puis la décroissance de la température de surface ne correspondent pas non plus à la transition d'écoulement stationnaire à instationnaire. Un changement dans la structure de l'écoulement pourrait être à l'origine de ces changements; toutefois cela reste à confirmer par une analyse plus approfondie.

Faute de pouvoir accéder au coefficient de transfert local, la différence de température surface-fluide traduit les échanges à la paroi et donc de manière moyennée sur la longueur du minicanal, les échanges dans leur ensemble comme représenté sur la figure 5.47. La croissance de la différence de température surface-liquide pour les nombres de Reynolds décroissants traduit la détérioration des transferts : pour les nombres de Reynolds supérieurs à 6500, l'écoulement étant totalement liquide, on observe alors de la convection forcée et la croissance de la différence de température traduit la diminution du coefficient de transfert. Cette diminution se poursuit pour les faibles titres vapeur dans le minicanal car un palier n'est atteint que pour $Re = 3000$.

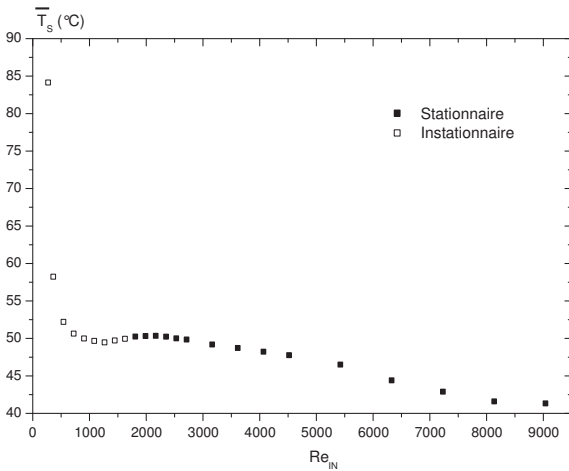


FIG. 5.46 – Température de surface en fonction du nombre de Reynolds en entrée de minicanal [$Q_W = 89.9 \text{ kW.m}^{-2}$, $P_{atm} = 1012 \text{ hPa}$, $T_{IN} = 25 \text{ °C}$]

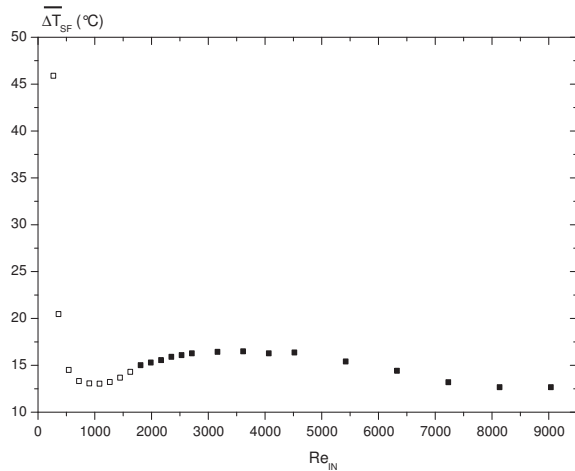


FIG. 5.47 – Différence de température surface-fluide en fonction du nombre de Reynolds en entrée de minicanal [$Q_W = 89.9 \text{ kW.m}^{-2}$, $P_{atm} = 1012 \text{ hPa}$, $T_{IN} = 25 \text{ °C}$]

On observe la forte décroissance de la différence de température en deçà de 3000. La transition de régime d'écoulement de stationnaire à instationnaire n'altère en rien cette décroissance et les échanges se font de manière globale de mieux en mieux; ceci jusqu'à un Reynolds critique d'environ 1000 pour lequel la différence de température est minimale. Pour ce point de fonctionnement, la différence de température est la même que dans le cas de convection forcée avec un débit-masse 9 fois supérieur. Cependant dès que le nombre de Reynolds passe sous les 1000 alors les transferts se détériorent rapidement : la différence de température croît très rapidement. Ceci correspond exactement au nombre de Reynolds tel que le titre

de sortie soit de 1. Dès que la totalité du mélange diphasique est passée vapeur, les transferts en sortie de minicanal se font avec un écoulement vapeur. Comme les échanges sont bien moins intenses avec le n-pentane gaz (nombre de Prandtl plus faible) qu'avec le n-pentane liquide, la température de surface nécessaire pour faire passer le même flux est bien plus importante.

Il est donc possible d'expliquer l'envol de la température de surface par la présence d'une zone vapeur sèche en sortie de minicanal. Ce point de fonctionnement constitue donc la limite basse si l'on désire des transferts de chaleur intenses en minimisant l'écart de température surface-fluide.

Coefficient de transfert de chaleur moyen

Le coefficient de transfert qui va ici être traité est un coefficient moyen basé sur la différence des températures moyennes de surface et du fluide. Une densité de puissance globale constante est fournie (\bar{Q}_W) alors que dans la réalité la densité de puissance se redistribue dans le barreau en aluminium. Les mesures locales de température de surface et de fluide ne peuvent donc pas être utilisées pour calculer un coefficient local mais fournissent des grandeurs moyennes globales. En utilisant la différence de température ($\bar{T}_S - \bar{T}_F$) et le flux total transféré on accède à une grandeur moyenne qui englobe les différents régimes d'écoulement sans distinguer des zones liquides, diphasiques et parfois vapeurs. L'instrumentation en température de surface n'ayant été effectuée qu'après la campagne de manipulation dans le cas confinement pur, on ne dispose que des résultats dans le cas du couplage.

Sur la figure 5.48 la variation du coefficient de transfert global dans le cas du couplage est représenté en fonction du nombre de Reynolds liquide en entrée de minicanal pour plusieurs densités de puissance comme définis suivant l'équation 5.21.

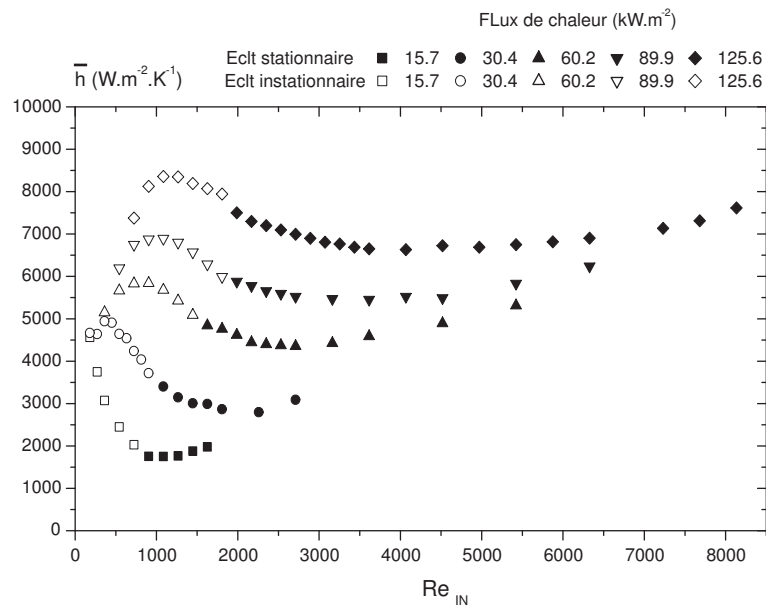


FIG. 5.48 – Coefficient de transfert moyen en fonction du nombre de Reynolds en entrée de minicanal [$Q_W = 89.9 \text{ kW.m}^{-2}$].

Seuls les points de fonctionnement pour lesquels le titre varie strictement entre 0 et 1 sont présentés

afin de pouvoir analyser principalement la contribution du régime vapeur. Dans les faits, la présence de bulles de vapeur est détectée le long du minicanal, cette situation correspond à l'ébullition d'un liquide sous-saturé. En augmentant la densité de puissance, la variation typique du coefficient de transfert est de plus en plus prononcée comme c'est le cas pour la courbe de la perte de pression. Les points noirs de la figure 5.48 représentent un état stationnaire pour l'écoulement tandis que les points blancs un état instationnaire.

Conclusion

Un dispositif expérimental a été mis au point afin d'étudier l'ébullition convective au sein de minicanaux de section droite rectangulaire et de diamètres hydrauliques inférieurs au millimètre. L'instrumentation à la fois en température et en pression permet d'accéder aux grandeurs physiques locales comme la pression, la température moyenne dans une section droite du fluide [Brutin et al., 2003a]. L'analyse des résultats expérimentaux met en évidence la présence d'instationnarités de l'écoulement diphasique pour des plages de fonctionnement bien délimitées. En comparaison des instabilités qui peuvent apparaître en macroconduites, les plages instationnaires sont différentes.

La représentation de la perte de pression totale de l'écoulement met en évidence une variation typique en N quel que soit la densité de puissance étudiée. Il en est de même pour la représentation du coefficient de transfert global. Un seuil expérimental de déstabilisation de l'écoulement diphasique est mis en évidence par la représentation du titre vapeur de sortie en fonction du nombre de Reynolds liquide à l'injection; il est alors possible de délimiter une zone de points de fonctionnement stationnaire et instationnaire [Brutin and Tadrist, 2004].

Il s'agit maintenant d'analyser ces comportements expérimentaux afin de pouvoir comprendre les phénomènes locaux mis en jeu dans la déstabilisation de l'écoulement. Les structures d'écoulements mettent en évidence des comportements radicalement différents, il s'agit d'être capable de les analyser afin de pouvoir en tirer le ou les paramètres qui régissent l'ébullition convective dans les minicanaux.

"Savoir c'est pouvoir."

Un ami qui se reconnaîtra.

Analyse de l'ébullition convective instationnaire dans un minicanal

Sommaire

6.1	Description des différentes instationnarités observées	189
6.1.1	Instationnarités de couplage buffer-minicanal	189
6.1.2	Instationnarités de confinement pur	196
6.2	Analyses locales des instationnarités sur une période d'oscillation . .	199
6.2.1	Volume de stockage non connecté à la boucle	200
6.2.2	Volume de stockage connecté à la boucle	202
6.3	Modèle physique	204
6.3.1	Influence du confinement pur sur l'ébullition	204
6.4	Critère théorique de déstabilisation	210
6.4.1	Mise en place du modèle	210
6.4.2	Critère de déstabilisation théorique de l'écoulement	212
6.5	Stabilité de l'écoulement et loi d'échelle	213
6.5.1	Critère de déstabilisation expérimental	213
6.5.2	Loi d'échelle sur la perte de pression	214
6.5.3	Loi d'échelle sur les transferts thermiques	216
6.5.4	Loi d'échelle sur les fréquences d'oscillation	217

Introduction

Au chapitre précédent nous avons mis au point un dispositif expérimental permettant d'étudier l'ébullition convective au sein de minicanaux. L'instrumentation locale et la visualisation à l'aide d'une caméra rapide nous permet d'accéder à la pression et à la température locales. Les visualisations nous indiquent qu'aux régimes stationnaires et instationnaires correspondent des régimes d'écoulement différents. L'objet du présent chapitre est d'analyser les instationnarités de l'ébullition observées et de les relier au confinement pur induit par la taille millimétrique de la conduite.

Cette analyse va se faire progressivement au travers de la description des instationnarités observées suivant les deux conditions aux limites. Puis une analyse locale à l'aide des vidéos rapides va permettre d'appréhender les mécanismes de déstabilisation de l'écoulement et les processus physiques qui constituent les périodes caractéristiques des instationnarités. La décomposition de plusieurs instationnarités par l'analyse vidéo permettra entre autre d'extraire les positions dans le minicanal où naissent les instationnarités.

En se basant sur les observations expérimentales, un mécanisme de déstabilisation est proposé ; il se base sur la formation de bouchons de vapeur mis en évidence par visualisation. Cette explication permet d'interpréter la présence des instationnarités observées quelle que soient les conditions d'entrée. Nous discuterons ensuite des conséquences des instationnarités sur les écoulements et des caractéristiques physiques par lesquelles elles vont se traduire. Un modèle simplifié fait apparaître un critère théorique de déstabilisation de l'écoulement diphasique. L'adimensionnement des résultats expérimentaux en se basant sur ce modèle physique fait apparaître des lois d'échelle pour les écoulements et les transferts. Le critère expérimental de déstabilisation de l'écoulement diphasique coïncide avec le critère théorique prédit par le modèle.

6.1 Description des différentes instationnarités observées

6.1.1 Instationnarités de couplage buffer-minicanal

Comme cela a été expliqué dans la section 5.1, un volume compressible peut-être connecté à la boucle afin d'étudier l'influence des conditions d'entrée. Dans les sections précédentes, l'écoulement a été analysé pour une condition d'entrée de débit massique constant ; ici un volume compressible est connecté juste avant l'entrée dans le minicanal. Le niveau de remplissage du volume compressible est un paramètre qui sera abordé rapidement dans cette section. En effet, aucune étude paramétrique n'a été effectuée pour le moment sur ce point. Les résultats présentés le sont donc pour des degrés de couplage différents, ce degré est ici indiquée par le niveau du liquide dans le tube réservoir et est donc un paramètre de l'expérience. Ce niveau peut varier entre $Z_{buffer} = 0$ cm ce qui signifie un couplage maximal (le réservoir est rempli de pentane vapeur et d'air) et $Z_{buffer} = 40$ cm ce qui signifie un couplage quasi nul (le réservoir est rempli de liquide).

Si l'on compare, pour une même densité de puissance, deux variations de la perte de pression, il apparaît quand l'écoulement est stationnaire, que les pertes de pression sont identiques. Alors qu'en présence d'écoulement instationnaire deux comportements apparaissent aussi bien sur l'amplitude des fluctuations que sur les pertes de pressions moyennes. Ainsi sur la figure 6.1, où l'on présente les variations stationnaires, un net décrochement de la perte de pression est observé quand les instationnarités apparaissent.

Alors que ceci n'est pas présent dans le cas du confinement pur.

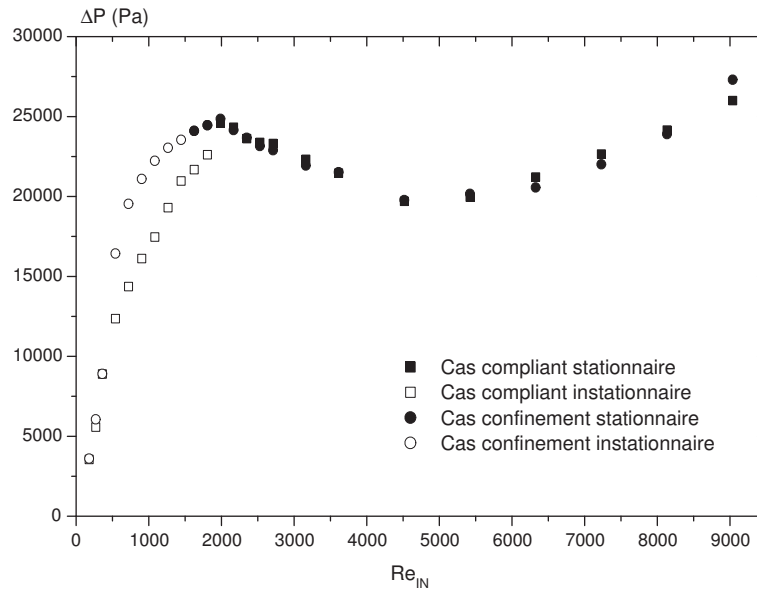


FIG. 6.1 – Perte de pression dans le cas du confinement pur et du couplage [$Q_W = 125.6 \text{ kW.m}^{-2}$, $P_{atm} = 1014 \text{ hPa}$, $T_{IN} = 23 \text{ °C}$, $Z_{buffer} = 22.5 \text{ cm}$]

L'écart que l'on peut observer pour les régimes d'écoulements instationnaires entre les deux courbes de la figure 6.1 s'explique par la présence du volume de stockage. Tant que l'écoulement est stationnaire le niveau du volume de stockage s'adapte à la pression d'entrée du minicanal sans induire de différences sur les pertes de pression moyenne. Or dès que les instationnarités apparaissent l'écart se creuse pour atteindre son maximum quand les amplitudes des fluctuations de pression sont maximales.

L'écart entre les deux courbes est fonction de la compressibilité du volume de stockage (du degré de couplage). Plus la quantité de gaz dans le haut du volume de stockage est grande plus le volume est compressible. Les oscillations de pression peuvent alors se développer. Aucune étude quantitative sur l'influence du degré de couplage n'a été effectuée ; cependant, il est possible d'interpréter le comportement de la perte de pression moyenne :

- Si le volume de stockage n'est pas connecté, il n'y a aucun degré de couplage possible entre le minicanal et le volume de stockage. On obtient alors la courbe du cas du confinement pur de la figure 6.1,
- Si le degré de couplage est faible, c'est à dire si la quantité de gaz compressible est faible alors les fluctuations de pression sont limitées, en quelque sorte 'bridées' : des fluctuations de pression ayant pour origine un couplage peuvent apparaître mais on a alors une faible amplitude car une surpression importante est nécessaire pour comprimer le peu de gaz présent (Eq. 6.1). Les instationnarités de la pression consomment de l'enthalpie et/ou de la quantité de mouvement en fonction de leurs caractéristiques. L'énergie et la quantité de mouvement dissipées dans les instationnarités de couplage par le "buffer" ne se retrouvent donc au pas au niveau de la perte de pression de l'écoulement. La perte de pression moyenne est donc alors plus faible que prévue car elle ne tient

pas compte de l'énergie et de la quantité de mouvement utilisée pour 'alimenter' les instationnarités,

- Si le volume de stockage contient beaucoup de gaz, le degré de couplage est donc très important, les oscillations peuvent donc avoir une grande amplitude et se développer, l'écart par rapport à la situation où le volume de stockage n'est pas connecté est donc tout aussi grand. Cette dernière situation reste à confirmer par une étude paramétrique.

$$\frac{\delta P}{P} = \frac{\delta V}{V} \quad (6.1)$$

Pour conclure, quand on compare les amplitudes des fluctuations sur les figures 6.2 & 6.3, il apparaît que les plus grandes amplitudes sont observées pour le cas du couplage. Il paraît logique que la présence d'un volume pouvant stocker du fluide en cas de surpression dans le minicanal entraîne un couplage avec des fluctuations de fortes amplitudes. Dans le cas du confinement pur, aucune possibilité n'est offerte à l'écoulement de pouvoir fluctuer ainsi les instationnarités sont dues à l'écoulement même et non pas à un couplage avec le reste de la boucle. Il est ainsi possible de mettre en évidence par ces deux comparaisons la présence d'instationnarités de l'écoulement observées sur la perte de pression. Ces instationnarités seront analysées plus finement afin de déterminer leurs origines et conséquences sur les transferts de chaleur et de masse.

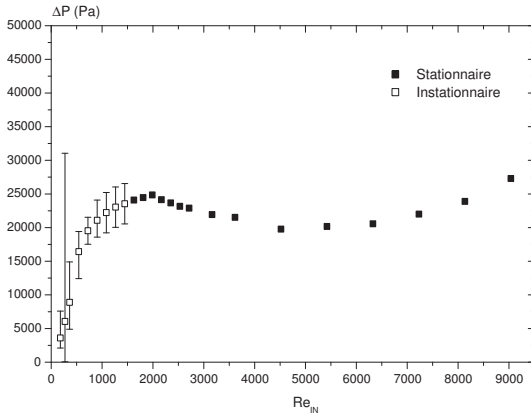


FIG. 6.2 – Amplitudes des fluctuations de la perte de pression dans le cas du confinement pur [$Q_W = 125.6 \text{ kW.m}^{-2}$, $P_{atm} = 1014 \text{ hPa}$, $T_{IN} = 23 \text{ °C}$]

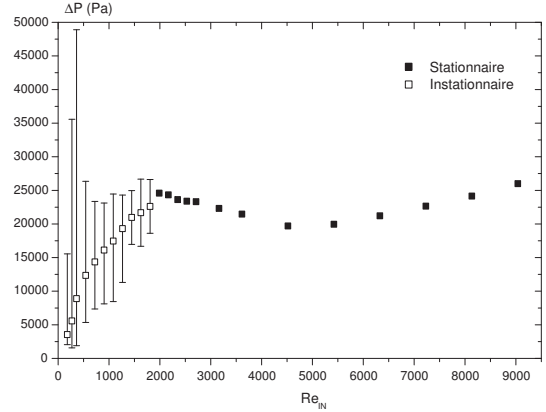


FIG. 6.3 – Amplitudes des fluctuations de la perte de pression dans le cas du couplage [$Q_W = 125.6 \text{ kW.m}^{-2}$, $P_{atm} = 1014 \text{ hPa}$, $T_{IN} = 23 \text{ °C}$, $Z_{buffer} = 22.5 \text{ cm}$]

Déstabilisation de l'écoulement

Avant d'analyser plus précisément les étapes successives des instationnarités dans le cas d'un couplage boucle-minicanal, la transition de l'écoulement de stationnaire à instationnaire est ici détaillée. Il s'agit de mettre en évidence que, dans le cas des oscillations de couplage, le déclenchement des oscillations est net et se produit pour un point de fonctionnement donné à l'inverse des instationnarités de confinement pur. Pour la densité de puissance qui nous concerne (125.6 kW.m^{-2}), le déclenchement des instationnarités se trouve entre les nombres de Reynolds 1627 et 1446. Pour un nombre de Reynolds de 1627, les signaux de pression (Fig. 6.4) ainsi que la FFT des signaux de pression ne permettent pas de déceler des instationnarités (Figs. 6.5 & 6.6).

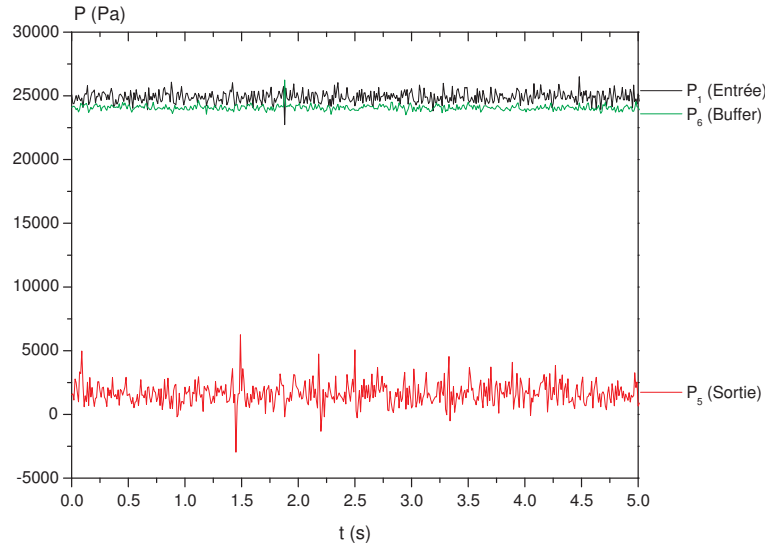


FIG. 6.4 – Évolution des signaux de pression en entrée, sortie de minicanal et au niveau du volume tampon → Écoulement stationnaire ($Re = 1627$) [$Q_M = 435.5 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, $Q_W = 125.6 \text{ kW.m}^{-2}$, $P_{atm} = 1014 \text{ hPa}$, $T_{IN} = 23 \text{ }^\circ\text{C}$, $Z_{buffer} = 22.5 \text{ cm}$]

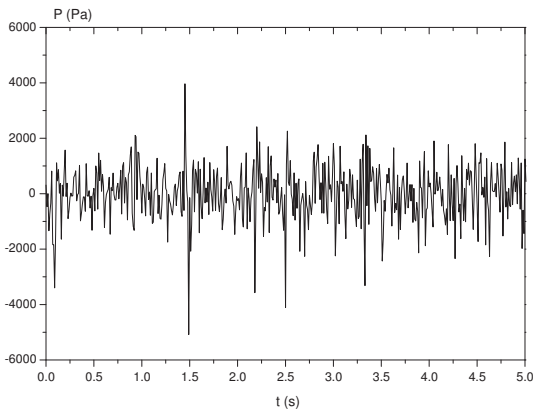


FIG. 6.5 – Évolution de la perte de pression de l'écoulement [$Q_M = 435.5 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, $Q_W = 125.6 \text{ kW.m}^{-2}$, $P_{atm} = 1014 \text{ hPa}$, $T_{IN} = 23 \text{ }^\circ\text{C}$, $Z_{buffer} = 22.5 \text{ cm}$]

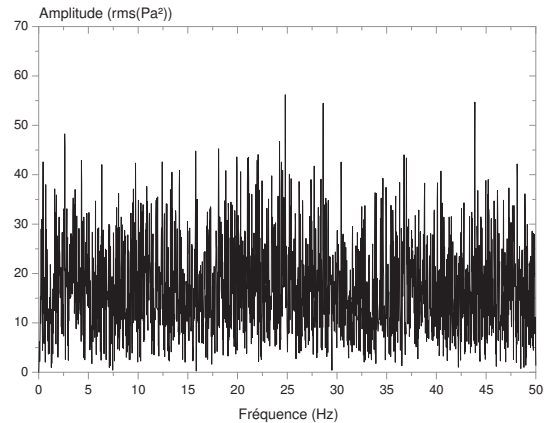


FIG. 6.6 – FFT du signal de perte de pression [$Q_M = 435.5 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, $Q_W = 125.6 \text{ kW.m}^{-2}$, $P_{atm} = 1014 \text{ hPa}$, $T_{IN} = 23 \text{ }^\circ\text{C}$, $Z_{buffer} = 22.5 \text{ cm}$]

Visuellement, l'écoulement au sein du minicanal ne présente pas de caractéristiques particulières, les structures classiques d'écoulement sont observées : écoulement à bulles au début du minicanal puis des paquets turbulents. Pour un nombre de Reynolds en entrée de minicanal légèrement plus faible, à la fois les signaux temporels de pression (Fig. 6.7) mais aussi la FFT mettent en évidence des fréquences d'oscillations (Figs. 6.8 & 6.9).

La visualisation de l'écoulement permet nettement de constater des oscillations de l'écoulement diphasique. La transition de l'écoulement diphasique stationnaire à instationnaire se fait brutalement pour

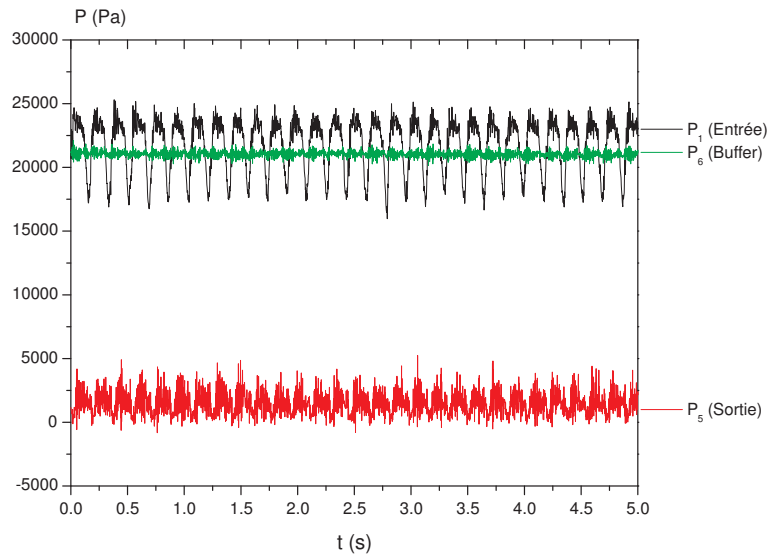


FIG. 6.7 – Évolution des signaux de pression en entrée, sortie de minicanal et au niveau du volume tampon → Écoulement instationnaire ($Re = 1446$) [$Q_M = 387.0 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, $Q_W = 125.6 \text{ kW.m}^{-2}$, $P_{atm} = 1014 \text{ hPa}$, $T_{IN} = 23 \text{ °C}$, $Z_{buffer} = 22.5 \text{ cm}$]

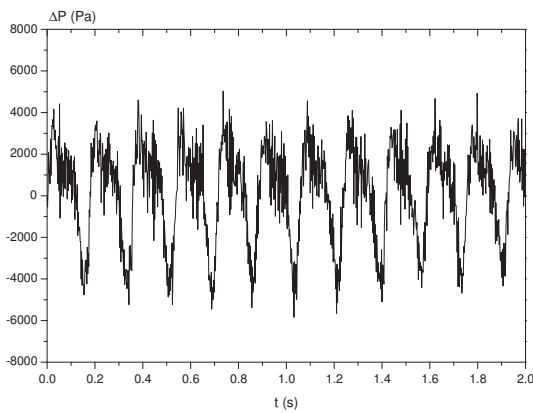


FIG. 6.8 – Évolution de la perte de pression de l'écoulement [$Q_M = 387.0 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, $Q_W = 125.6 \text{ kW.m}^{-2}$, $P_{atm} = 1014 \text{ hPa}$, $T_{IN} = 23 \text{ °C}$, $Z_{buffer} = 22.5 \text{ cm}$]

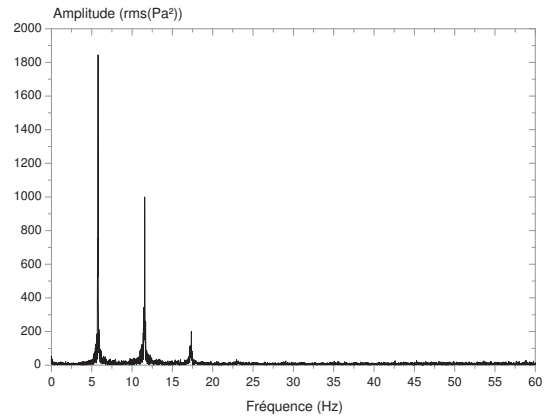


FIG. 6.9 – FFT du signal de perte de pression [$Q_M = 387.0 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, $Q_W = 125.6 \text{ kW.m}^{-2}$, $P_{atm} = 1014 \text{ hPa}$, $T_{IN} = 23 \text{ °C}$, $Z_{buffer} = 22.5 \text{ cm}$]

un nombre de Reynolds liquide d'injection entre 1446 et 1627 avec une densité de puissance constante de 125.6 kW.m^{-2} . Ceci laisse raisonnablement penser à un mécanisme de seuil critique plutôt qu'à un phénomène secondaire qui prendrait de l'importance pour devenir dominant au sein de l'écoulement une fois un seuil critique franchi.

Analyse d'une série de vidéos rapides

Des vidéos rapides ont été effectuées pour une densité de puissance constante de 125.6 kW.m^{-2} , il apparaît avec l'analyse des signaux de pression que les fréquences d'oscillation de l'écoulement restent quasiment les mêmes tant que le mélange sort diphasique (titre vapeur < 1) alors que le débit de liquide injecté est divisé par un facteur 2.7 (Fig. 6.10). Puis pour des titres de sortie de 1, les fréquences d'oscillations chutent et la structure de l'écoulement ne peut plus être analysée à l'aide des vidéos rapides à cause de la vitesse de l'écoulement trop grande devant de la vitesse d'acquisition. Afin de comprendre les différentes phases qui constituent les instationnarités, tant que l'on sort diphasique du minicanal, on détaille dans cette section les vidéos rapides.

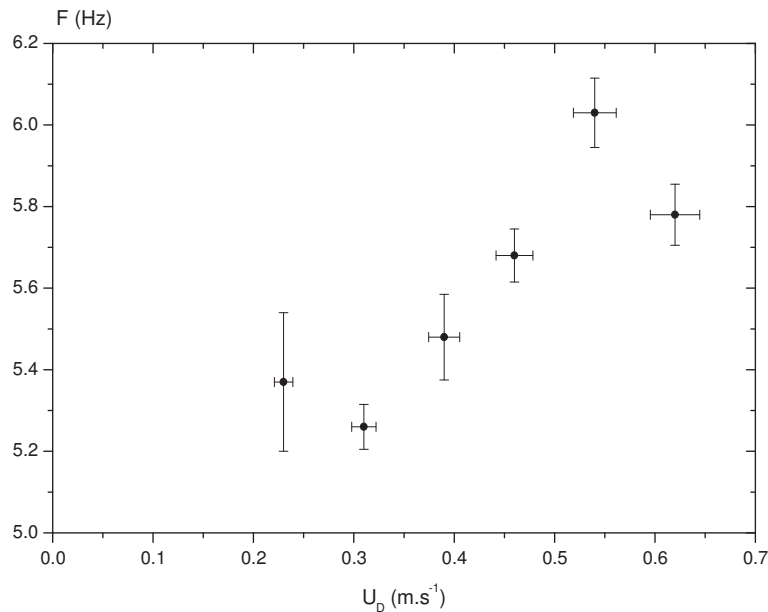


FIG. 6.10 – Variation des fréquences d'oscillation de l'écoulement diphasique dans le minicanal dans le cas du couplage à partir des signaux de pression (la barre d'erreur sur la fréquence correspond à la largeur de base du pic de la FFT)

Le tableau 6.1 présente les temps caractéristiques des différentes séquences du phénomène d'obstruction du minicanal, de purge et de re-remplissage décrits à la section 6.2.2 ainsi que les vitesses que l'on peut en déduire. Dans le tableau 6.1 sont détaillés, les paramètres suivants :

- côte de coupure : côte dans le minicanal pour laquelle une partie de l'écoulement remonte en amont et l'autre partie continue en aval ($\pm 4 \text{ mm}$),
- temps de purge : temps nécessaire afin de purger le minicanal de mélange diphasique ($\pm 2 \text{ ms}$),
- temps de remplissage : temps nécessaire afin de remplir de liquide le minicanal juste avant la purge ($\pm 2 \text{ ms}$),
- temps de vide : temps durant lequel le minicanal ne contient que de la vapeur de pentane ($\pm 2 \text{ ms}$),
- temps total : somme des trois temps précités ($\pm 6 \text{ ms}$),
- fréquence déduite : fréquence des instationnarités déduite des temps calculés,
- fréquence réelle : fréquence obtenue à partir de l'analyse de Fourier des signaux de pression,

- vitesse débitante : vitesse du liquide en entrée de minicanal,
- vitesse de remplissage : vitesse moyenne de remplissage obtenue à partir du temps mesuré,
- vitesse de poussée négative : vitesse de l'interface liquide-vapeur qui remonte l'écoulement lors de la purge vers l'entrée,
- vitesse de poussée positive : vitesse de l'interface liquide-vapeur qui expulse l'écoulement lors de la purge vers la sortie,
- énergie de poussée positive : énergie associée au déplacement du bouchon supérieur à la vitesse précédemment calculée,
- énergie de poussée négative : énergie associée au déplacement du bouchon inférieur à la vitesse précédemment calculée,
- énergie de poussée totale : somme des deux énergie de poussée positive et négative,
- puissance de poussée totale : puissance utilisée afin d'expulser la totalité du bouchon durant le temps de purge.

TAB. 6.1 – Analyse des vidéos rapides d'ébullition dans le cas du couplage pour une densité de puissance de 125.6 kW.m^{-2}

Reynolds liquide en entrée de minicanal	-	Donnée	1446	1265	1085	904	723	542
Côte de coupure	mm	Mesurée	30	60	70	75	80	70
Temps de purge	ms	Mesuré	70	65	50	45	35	25
Temps de remplissage	ms	Mesuré	65	50	40	30	20	15
Temps de vide	ms	Mesuré	30	45	75	90	105	120
Temps total	ms	Calculé	165	160	165	165	160	160
Fréquence déduite	Hz	Calculée	6.06	6.25	6.06	6.06	6.25	6.25
Fréquence réelle BO	Hz	Calculée	5.78	6.03	5.68	5.48	5.26	5.37
Vitesse débitante	m/s	Donnée	0.62	0.54	0.46	0.39	0.31	0.23
Vitesse de remplissage	m/s	Calculée	5.7	8.0	10.5	11.8	12.5	14.3
Vitesse de poussée négative	m/s	Calculée	1.3	3.1	5.0	6.7	8.0	10.0
Vitesse de poussée positive	m/s	Calculée	3.9	5.9	7.5	10.0	11.3	11.7
Énergie de poussée positive	mJ	Calculée	1.62	3.03	4.58	7.83	9.51	11.08
Énergie de poussée négative	mJ	Calculée	0.03	0.37	1.10	2.09	3.21	4.38
Énergie de poussée totale	mJ	Calculée	1.65	3.40	5.68	9.92	12.72	15.46
Puissance de poussée totale	mW	Calculée	23.64	52.32	113.51	220.3	363.4	618.59

La côte de coupure varie dans le minicanal en fonction des conditions expérimentales, sa position est représentée sur la figure 6.11, où l'on peut remarquer qu'elle ne dépasse pas la première moitié du minicanal. Le phénomène de coupure est donc bien localisé dans la partie basse du minicanal. La formation de bouchons de vapeur en expansion quasi-symétrique se fait donc dans la zone du minicanal où les taux de vide sont relativement faibles.

Les temps caractéristiques de purge, de remplissage et de vide du minicanal suivent des variations linéaires à partir de l'analyse des vidéos locales (Fig. 6.12). Au fur et à mesure que les vitesses d'injection diminuent les temps de purge et de remplissage diminuent similairement tandis que le minicanal reste de plus en plus longtemps vide de mélange diphasique. Ceci correspond donc à des expulsions de plus en plus fortes et donc des temps de retour de plus en plus longs pour remplir de nouveau le minicanal.

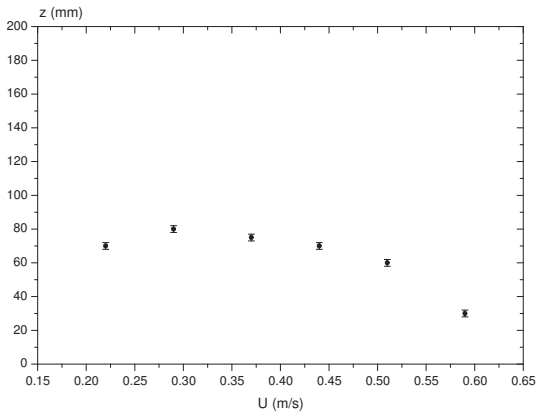


FIG. 6.11 – Variation de la côte de séparation de l'écoulement diphasique dans le minicanal pour une densité de puissance de 125.6 kW.m^{-2}

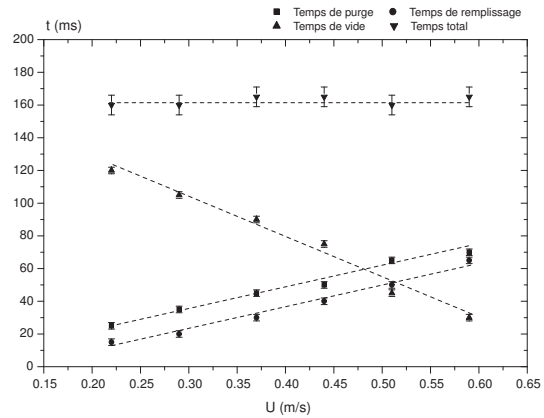


FIG. 6.12 – Temps caractéristiques des différentes phases du phénomène d'oscillation de l'écoulement diphasique pour une densité de puissance de 125.6 kW.m^{-2}

Les vidéos rapides mettent bien en évidence des vitesses caractéristiques d'évacuation du bouchon qui varient linéairement avec la vitesse d'injection du liquide (Fig. 6.13). La vitesse d'éjection du bouchon supérieur est plus rapide que celle du bouchon inférieur mais la vitesse moyenne suit une variation linéaire et sera détaillée par la suite.

Tout ceci peut-être résumé par la puissance utile afin d'éjecter les bouchons de mélange diphasique. Cette puissance est calculée à partir des énergies des différentes étapes de l'instationnarité. La puissance augmente exponentiellement à densité de puissance thermique constante alors que la vitesse d'injection du liquide en entrée décroît linéairement. Les instationnarités ponctionnent donc de plus en plus de puissance afin d'éjecter le fluide.

L'énergie stockée dans le volume tampon en amont du minicanal peut-être estimée par l'augmentation de pression associée à la réduction du volume compressible. Le niveau du liquide dans le volume tampon diminue pour les débits décroissants, l'énergie stockée dans le volume tampon diminue donc également. La puissance utilisée par les instationnarités n'est donc pas stockée dans le volume tampon. L'énergie apportée par le débit massique liquide injecté décroît elle aussi linéairement ; les instationnarités ponctionnent donc l'énergie de la seule source disponible qui est la puissance thermique. Pour des densités de puissance croissantes, la puissance dissipée dans les instationnarités devrait donc également augmenter. La fréquence des oscillations adimensionnée par le temps convectif (longueur du minicanal divisé par la vitesse d'injection) devrait donc permettre d'adimensionner les résultats instationnaires ; c'est ce qui fera l'objet d'une section par la suite (§6.5.4).

6.1.2 Instationnarités de confinement pur

Une série de vidéos rapides est analysée pour une densité de puissance de 125.6 kW.m^{-2} avec un débit massique constant en entrée de minicanal (le volume compressible n'est pas connecté à la boucle). Aucune information quantitative ne peut-être extraite des vidéos ; les écoulements ne présentent pas de

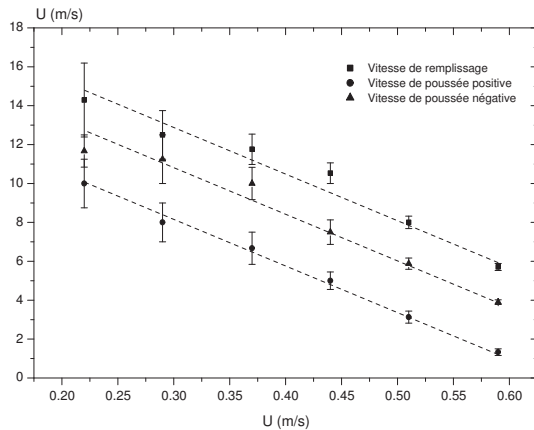


FIG. 6.13 – Vitesses des différents phases de l'ébullition pour une densité de puissance de 125.6 kW.m^{-2}

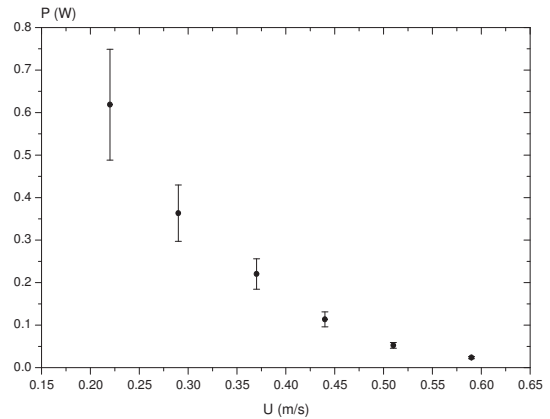


FIG. 6.14 – Puissance dédiée à l'évacuation des bouchons dans le cas du couplage calculée à partir de l'analyse des vidéos rapides pour une densité de puissance de 125.6 kW.m^{-2}

caractéristiques particulières au niveau de la transition de stationnaire à instationnaire.

Nous mettons ici en évidence des fréquences d'oscillations plus ou moins importantes en fonction du point de fonctionnement avec des structures d'écoulement totalement différentes comparées au cas du couplage. La figure 6.15 présente les fréquences de la FFT du signal de la perte de pression pour une densité de puissance de 125.6 kW.m^{-2} . Certains points de fonctionnement peuvent présenter des fréquences multiples (non harmoniques) de même intensité. Contrairement au cas du couplage, les fréquences ne sont pas à densité de puissance constante identiques, elle présentent des écarts importants.

La déstabilisation de l'écoulement dans le cas du confinement pur n'est pas aussi nette; en effet, les signaux de pression et leur FFT mettent en évidence la montée en intensité de basses fréquences au sein du signal comparé au bruit de l'ébullition. L'analyse des vidéos rapides juste avant et après la déstabilisation de l'écoulement ne permet pas non plus de trancher quant à l'état de l'écoulement. Pour la densité de puissance de 125.6 kW.m^{-2} , et des nombres de Reynolds supérieurs à 1627, aucune composante instationnaire n'est observée au sein de l'écoulement ni visuellement, ni avec les signaux de pression et leur FFT (Figs. 6.16 & 6.17).

La 'déstabilisation' de l'écoulement commence pour le nombre de Reynolds de 1446 car en traçant les signaux et leurs FFT (Figs. 6.18 & 6.19), des fréquences instationnaires apparaissent avec des intensités toutefois du même ordre que le bruit ambiant.

Il faut atteindre les nombres de Reynolds inférieurs à 1085 pour observer des signaux de pression (Figs. 6.20 & 6.21) présentant des caractéristiques instationnaires nettes devant le bruit de l'ébullition.

En conclusion, dans le cas des instationnarités de confinement pur, la transition de l'écoulement stationnaire à instationnaire est progressive. Alors que visuellement, l'écoulement ne présente pas de caractéristiques périodiques et que le signal de la perte de pression non plus, ce sont les FFT qui laissent apparaître dès les nombres de Reynolds de 1446 des basses fréquences du même ordre d'intensité que le

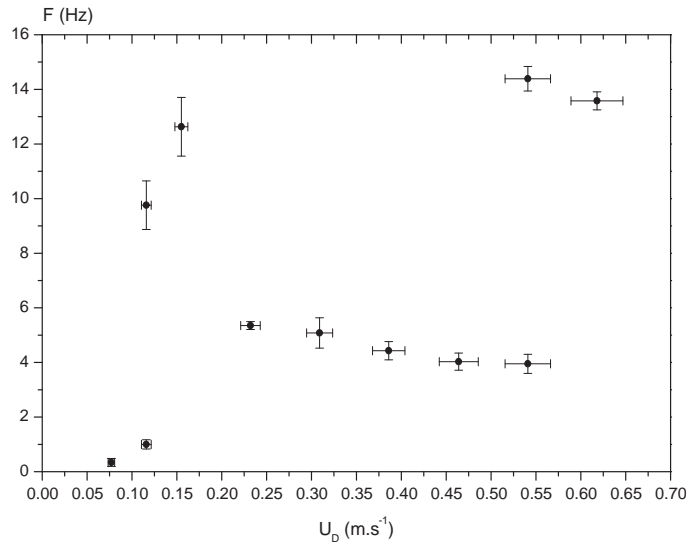


FIG. 6.15 – Variation des fréquences d'oscillation de l'écoulement diphasique dans le minicanal dans le cas du confinement pur à partir des signaux de pression (la barre d'erreur sur la fréquence correspond à la largeur de base du pic de la FFT)

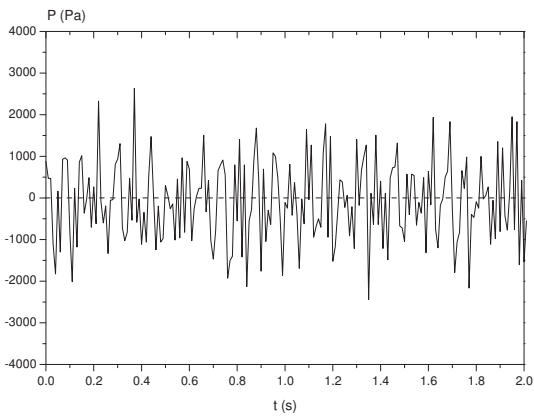


FIG. 6.16 – Évolution de la perte de pression de l'écoulement [$Q_M = 435.5 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, $Q_W = 125.6 \text{ kW.m}^{-2}$, $P_{atm} = 1014 \text{ hPa}$, $T_{IN} = 23 \text{ °C}$]

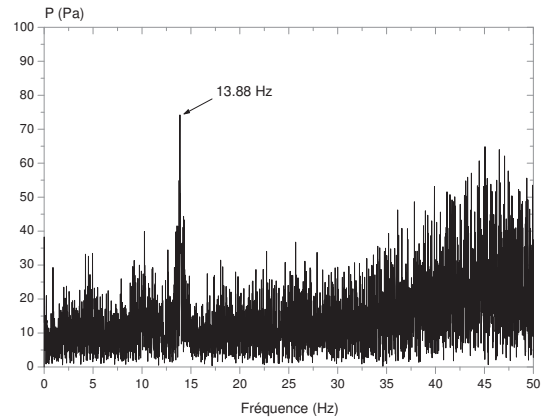


FIG. 6.17 – FFT du signal de perte de pression [$Q_M = 435.5 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, $Q_W = 125.6 \text{ kW.m}^{-2}$, $P_{atm} = 1014 \text{ hPa}$, $T_{IN} = 23 \text{ °C}$]

bruit d'ébullition. Ce n'est que pour des nombres de Reynolds inférieurs à 1265 que les instationnarités apparaissent clairement au sein de l'écoulement avec des intensités bien supérieures au bruit de l'ébullition.

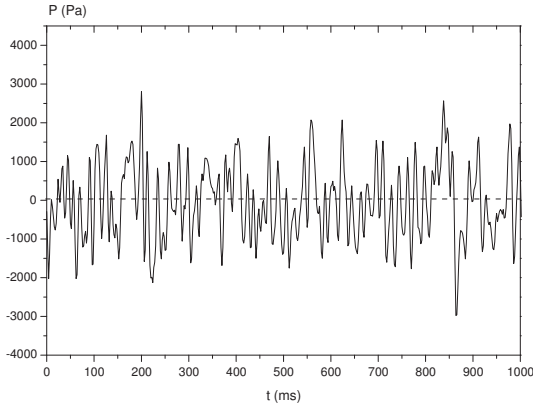


FIG. 6.18 – Évolution de la perte de pression de l'écoulement [$Q_M = 387 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, $Q_W = 125.6 \text{ kW.m}^{-2}$, $P_{atm} = 1014 \text{ hPa}$, $T_{IN} = 23 \text{ °C}$]

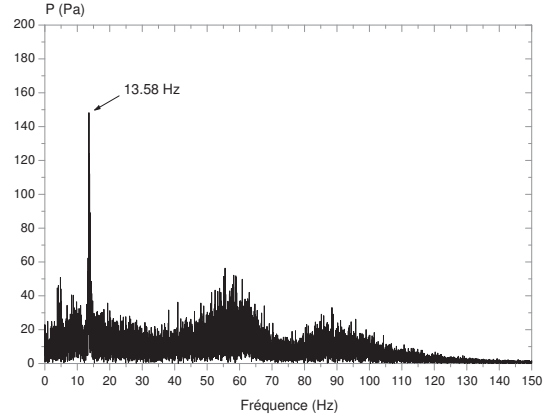


FIG. 6.19 – FFT du signal de perte de pression [$Q_M = 387 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, $Q_W = 125.6 \text{ kW.m}^{-2}$, $P_{atm} = 1014 \text{ hPa}$, $T_{IN} = 23 \text{ °C}$]

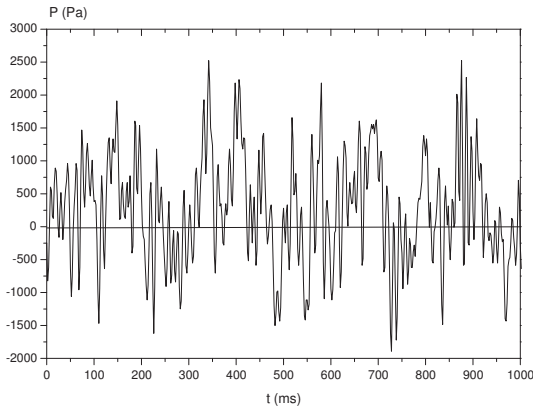


FIG. 6.20 – Évolution de la perte de pression de l'écoulement pour une densité de puissance de 125.6 kW.m^{-2} et un nombre de Reynolds de 1265

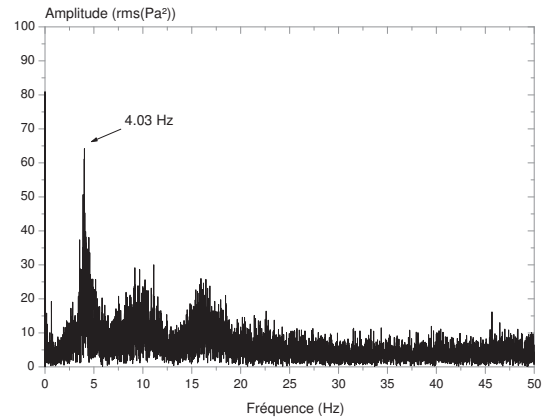


FIG. 6.21 – FFT du signal de perte de pression pour une densité de puissance de 125.6 kW.m^{-2} et un nombre de Reynolds de 1265

6.2 Analyses locales des instationnarités sur une période d'oscillation

Afin de mettre en évidence l'influence des conditions amont sur les structures d'écoulement, deux points de fonctionnement sont étudiés plus précisément avec et sans le volume de stockage connecté. Les essais ont été réalisés avec le récipient souple donc la capacité de stockage représente une dizaine de millilitres. Ceci correspond à un niveau de gaz dont le volume de stockage très faible et représente à peine deux centimètres de hauteur dans le tube cylindrique.

Le dispositif d'acquisition des vidéos rapides est ici utilisé afin de réaliser les séries de clichés qui seront présentées dans la suite du chapitre. Nous réalisons des films de l'ébullition à travers la face avant transparente du minicanal. Les films ont été pris à 1000 images par seconde avec un temps d'exposition

de $250 \mu\text{s}$. Les mesures de pression d'entrée et de sortie sont effectuées à travers la face avant aux côtes respectives : $X = 0 \text{ mm}$ et $X = 200 \text{ mm}$; tandis que l'on observe le phénomène dans une plage allant de $X = 15 \text{ mm}$ à $X = 95 \text{ mm}$ ou 185 mm . Il n'y a pas de synchronisation physique (trigger) entre les mesures de pression et la visualisation. Les recoupements se font par l'analyse des signaux de pression en amont et en aval avec la vidéo rapide de l'écoulement à partir d'un point de référence commun aux mesures de pression et à la visualisation. Ce point est celui pour lequel l'écoulement est arrêté; ce qui correspond donc à un maximum de pression atteint en amont du canal.

6.2.1 Volume de stockage non connecté à la boucle

Description

Dans ce cas d'étude, le volume de stockage est déconnecté de la boucle (au moyen d'une vanne) afin de ne fournir aucune source de stockage de liquide. Le débit massique fourni en entrée de minicanal est donc strictement constant et ne génère pas de fluctuations. Le signal de pression (Fig. 6.22) montre que la perte de pression moyenne est quasiment la même que pour le cas précédent. Par contre les fluctuations de pression sont de faibles amplitudes ($\sim 2 \text{ kPa}$) avec une fréquence caractéristique plus élevée de 5.1 Hz (Fig. 6.23).

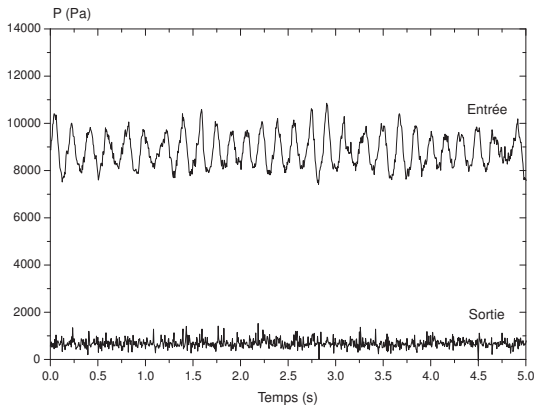


FIG. 6.22 – Pression en entrée et en sortie de minicanal dans le cas du confinement pur (Vidéo 5) [$Q_M = 145 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, $Q_W = 89.9 \text{ kW.m}^{-2}$, $P_{atm} = 1008 \text{ hPa}$, $T_{IN} = 22 \text{ }^\circ\text{C}$]

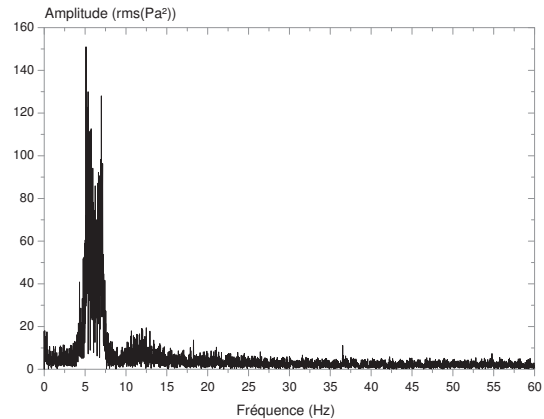


FIG. 6.23 – Transformée de Fourier rapide de la perte de pression dans le cas du confinement pur (Vidéo 5) [$Q_M = 145 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, $Q_W = 89.9 \text{ kW.m}^{-2}$, $P_{atm} = 1008 \text{ hPa}$, $T_{IN} = 22 \text{ }^\circ\text{C}$]

La structure de l'écoulement diphasique dans le minicanal se présente sous la forme d'un écoulement vapeur dans la majeure partie du canal en présence d'un film de liquide sur la face avant transparente. De façon quasi-périodique, il y a présence de liquide sous forme de paquets dans la phase vapeur comme sur le schéma de la figure 6.24. Nous avons évalué à titre indicatif les vitesses des deux phases. Pour la phase liquide s'écoulant en film, la vitesse est évaluée à partir du déplacement de rides sur la face avant. Pour la phase vapeur, celle-ci est mesurée à partir du déplacement d'un paquet de liquide qui sert de traceur de l'écoulement vapeur. Dans les conditions de débit et de densité de puissance donnés ($Re_{in} = 573$, $Q_W = 89.9 \text{ kW.m}^{-2}$), les vitesses moyennes des films liquide et vapeur (respectivement 0.46 m/s et 4.5 m/s) sont estimées sur le premier tiers du canal. Le rapport de ces deux vitesses est important (~ 10) ce qui peut-être à l'origine de ces instabilités de confinement pur.

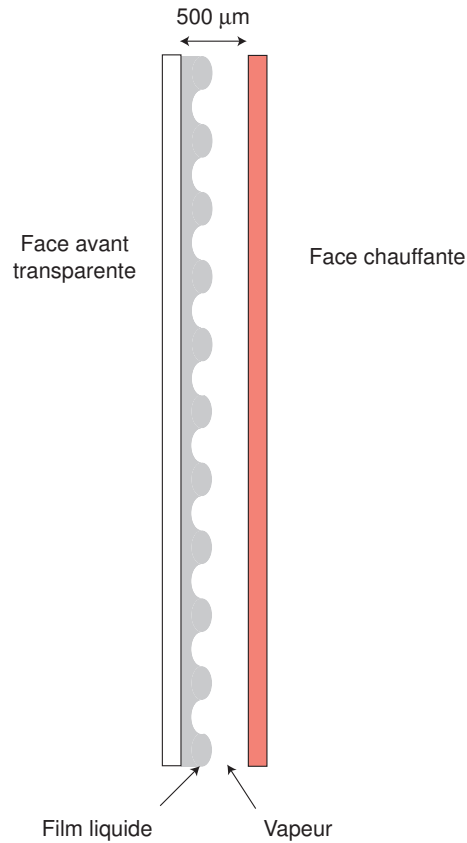


FIG. 6.24 – Coupe d'une section verticale du minicanal : structuration de l'écoulement en film liquide et vapeur

Analyse de l'écoulement instationnaire

Nous avons corrélé le signal de pression à la visualisation de l'écoulement sur une période (Fig. 6.25). Un écoulement en film s'établit (Point A), des paquets de liquide se forment et évoluent dans le canal. La formation et l'écoulement des paquets provoque des montées en pression afin d'évacuer ces derniers (Point B). Puis, leur formation s'arrête (Point C) et au fur et à mesure de leur avancée dans le canal, les paquets existants se résorbent en passant vapeur ce qui diminue la pression dans le canal (Point D). Quand le dernier paquet est résorbé, la pression est alors minimale en amont du canal (Point A).

L'écoulement en film occupe donc totalement le canal jusqu'à ce que les paquets suivants se reforment et se propagent de nouveau. Le mode de formation des paquets de liquide reste encore inexpliqué. La visualisation de la base du canal ($x = 0$ mm) étant impossible, on avance deux explications probables. Soit le film de liquide près de l'entrée du canal est déstabilisé à cause d'un rapport de vitesses trop important ($U_V/U_L \sim 10$) et conduit à l'arrachement de paquets de liquide. Soit la formation de paquets s'effectue à la base du canal en fonction du surplus de liquide injecté.

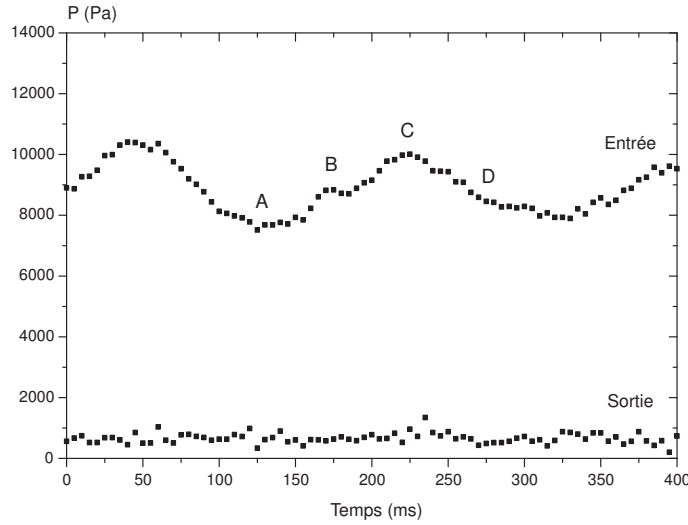


FIG. 6.25 – Détail du signal de pression entrée-sortie dans le cas du confinement pur [$Q_M = 145 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, $Q_W = 89.9 \text{ kW.m}^{-2}$, $P_{atm} = 1008 \text{ hPa}$, $T_{IN} = 22 \text{ }^\circ\text{C}$]

6.2.2 Volume de stockage connecté à la boucle

Description

Nous définissons que l'écoulement diphasique est instationnaire si la transformée de Fourier rapide présente un pic d'amplitude 20 fois supérieur au bruit résiduel. Prenons un point de fonctionnement pour lequel on est en présence d'instationnarités dans les deux cas de figure : volume capacitif connecté et non-connecté ($Re_{in} = 573$, $Q_W = 89.9 \text{ kW.m}^{-2}$). Le signal de pression de cet écoulement instationnaire est présenté en figure 6.26. L'amplitude des fluctuations est sensiblement égale à la perte de pression moyenne dans le canal (8 kPa). L'analyse spectrale du signal de pression d'entrée révèle une fréquence d'oscillation de 3.57 Hz (Fig. 6.27). Celle de sortie présente la même fréquence caractéristique mais d'amplitude bien plus faible ($< 2 \text{ kPa}$).

Analyse de l'écoulement instationnaire

L'analyse d'une période de l'écoulement instationnaire peut-être détaillée comme suit à partir de la figure 6.28. Le liquide s'écoule dans le canal (Point A). Des bulles sont créées au début de la zone diphasique. Leur taille et taux de génération sont si importants que les bulles coalescent pour former des bouchons de vapeur qui évoluent dans le canal. Ces bouchons génèrent une surpression qui réduit la vitesse du fluide en amont du canal. Les bulles en amont du bouchon de vapeur augmentent de taille sans progresser (Point B). Elles atteignent rapidement la section droite du canal. La vapeur en expansion pousse le fluide entrant en amont en utilisant le volume capacitif comme une zone de stockage de liquide (Point C). Finalement, le canal est rempli de vapeur (Point D). Quand la pression en amont du canal est suffisante, un "front" de liquide se propage dans ce dernier pour le ré-alimenter. Le fluide s'écoule à nouveau (Point E).

Corrélativement, la température de paroi chauffante croit rapidement lors de ce processus, des bulles de vapeur grossissent de nouveau pour former des bouchons (Point A). La figure 6.28, montre également qu'une période ($\sim 275 \text{ ms}$) peut-être décomposée en trois parties distinctes. La première (B - D ~ 150

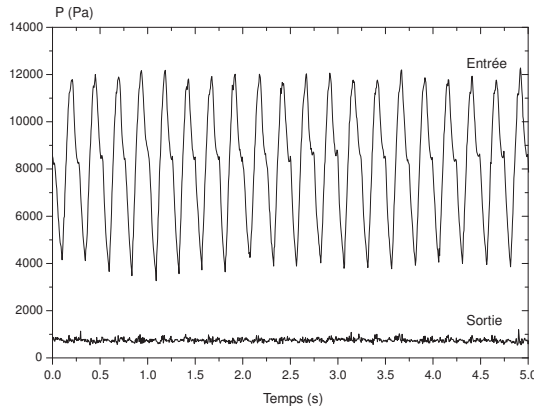


FIG. 6.26 – Pression en entrée et en sortie de minicanal dans le cas du couplage (Vidéo 7) [$Q_M = 145 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, $Q_W = 89.9 \text{ kW.m}^{-2}$, $P_{atm} = 1008 \text{ hPa}$, $T_{IN} = 22 \text{ }^\circ\text{C}$, $Z_{buffer} = 22.5 \text{ cm}$]

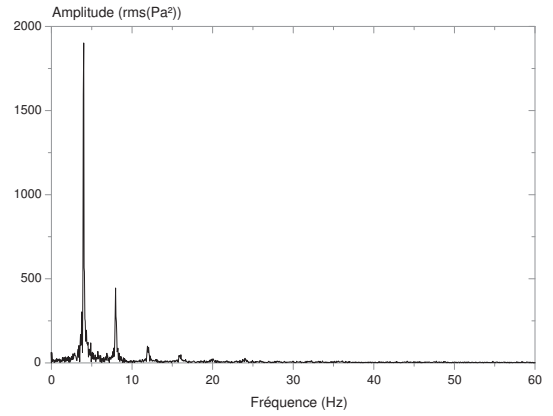


FIG. 6.27 – Transformée de Fourier rapide de la perte de pression dans le cas du couplage (Vidéo 7) [$Q_M = 145 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, $Q_W = 89.9 \text{ kW.m}^{-2}$, $P_{atm} = 1008 \text{ hPa}$, $T_{IN} = 22 \text{ }^\circ\text{C}$, $Z_{buffer} = 22.5 \text{ cm}$]

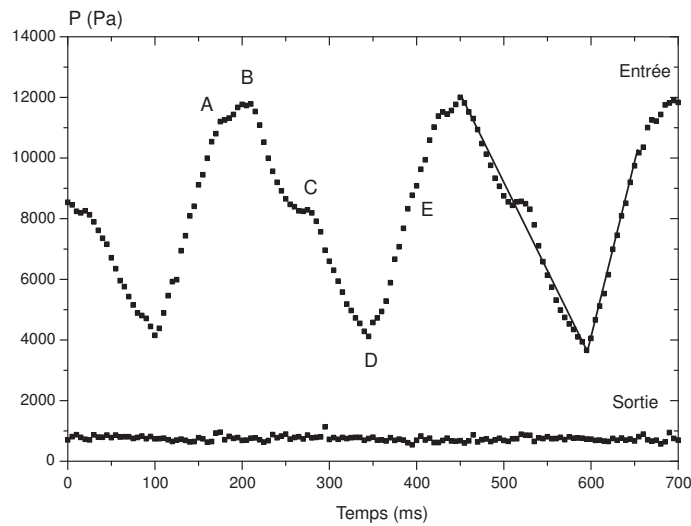


FIG. 6.28 – Détail du signal de pression entrée-sortie dans le cas du couplage

ms) qui correspond à la vidange du canal présente une décroissance de la pression amont avec une cinétique de 62 kPa/s . La seconde partie correspond au remplissage du canal (D - A $\sim 65 \text{ ms}$) et la pression amont croît avec une cinétique de 136 kPa/s . Pour la dernière partie (A - B $\sim 60 \text{ ms}$), il y a formation de bulles dans le canal. La pression amont continue de croître jusqu'à la formation de bouchons au point B.

Nous détaillons ici la phase de vidange sur une série de photos (Fig. 6.29) et mettons en évidence sur ces photos le contour de certaines bulles en expansion afin de suivre plus aisément leur croissance et évolution dans le canal. Avec les premières photos (1 à 3), on peut observer l'écoulement diphasique composé de bulles en écoulement à une vitesse proche de celle du liquide en entrée de canal. (Photo 1 de la figure 6.29). Tandis que pour la photo 4 l'écoulement s'arrête (Photo 4 de la figure 6.29) les

bulles grossissent (5 à 7). Les photos 8 à 11 montrent la coalescence des bulles et leur retour vers la zone d'injection. La dernière photo (12) montre le canal avec un taux de vapeur important (Photo 12 de la figure 6.29).

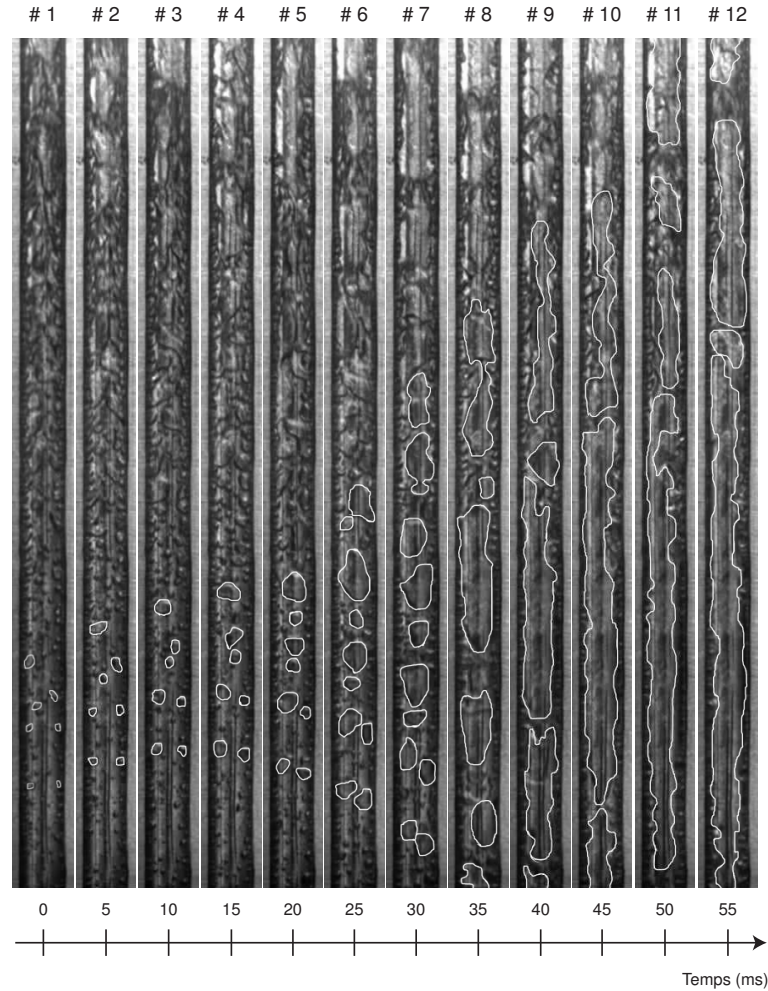


FIG. 6.29 – Formation d'un bouchon de vapeur et retour de fluide [$Re_{in} = 573$, $Q_W = 89.9 \text{ kW.m}^{-2}$]

6.3 Modèle physique

6.3.1 Influence du confinement pur sur l'ébullition

Ce que l'on entend par confinement pur ici, c'est l'influence des parois sur l'écoulement. Dans une macroconduite, l'ébullition n'est pas "gênée" par les parois de la conduite et l'écoulement a toute sa liberté pour se structurer et évoluer dans cette dernière. Dans notre minicanal, les dimensions sont telles que la croissance d'une bulle depuis un site de nucléation est altérée par la présence d'une paroi proche (Fig. 6.30).

Le n-pentane a été choisi comme fluide d'étude pour ses nombreux avantages en termes de faible coût,

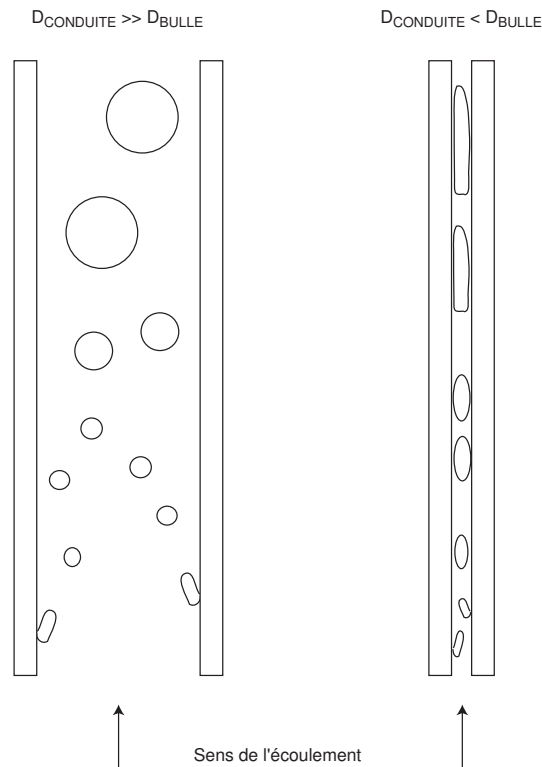


FIG. 6.30 – Influence des parois sur le comportement de l'ébullition

de faible enthalpie de changement de phase. Le critère a été de s'assurer que les bulles de n-pentane aient un diamètre plus grand que la plus petite dimension du notre miniconduite. On peut estimer le diamètre de détachement d'une bulle de vapeur en faisant des bilans plus ou moins complexes des forces agissant sur la bulle. Nous nous contenterons d'appliquer la relation de [Fritz, 1935] afin d'estimer le diamètre moyen de détachement de nos bulles de n-pentane pour une surface disposée verticalement (Eq. 6.2) où θ est l'angle de mouillage exprimé en degrés.

Cette relation est basée sur un bilan entre les forces de tension superficielle et les forces de flottabilité. On obtient un diamètre moyen des bulles au détachement de $600 \mu\text{m}$; ce qui signifie qu'avec notre minicanal rectangulaire d'une épaisseur de $500 \mu\text{m}$, les parois influencent la génération et le développement des bulles. Ainsi on peut penser que le confinement pur influence également la coalescence des bulles, la formation des poches de vapeur donc les changements de structures d'écoulement.

$$D_{\text{bulles}} = 0.0208\theta \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_G)}} \quad (6.2)$$

Maintenant que l'on sait que les bulles sont effectivement influencées dans leur évolution au sein du minicanal; on peut considérer qu'un "degré de liberté" leur est ôté. La conséquence est donc une croissance des bulles suivant les deux autres axes disponibles que sont la largeur et le long de l'axe principal de l'écoulement. Comme on peut le constater avec l'écoulement présenté avec la figure 6.31, ce dernier est modifié par la présence des parois. Les bulles normalement quasi-sphériques évoluent ici écrasées par les parois supérieures et inférieures augmentant ainsi la friction près de la paroi. Le long de

l'écoulement, les bulles grossissent et coalescent mais toujours en subissant l'influence du confinement pur.

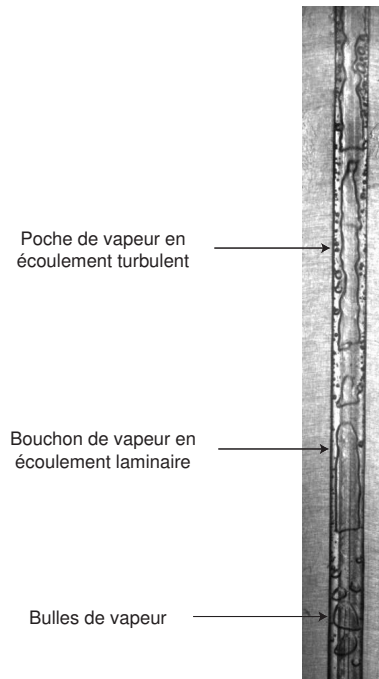


FIG. 6.31 – Ébullition convective en minicanal rectangulaire : évolution de la structure de l'écoulement le long du minicanal

Le confinement pur favorise la coalescence des bulles en réduisant le volume de la conduite ; la densité de bulles augmente donc rapidement et augmente le regroupement en paquets et donc la quantité de "poches de vapeur" qui s'écoulent dans le minicanal. Le frottement est plus favorisé que pour l'ébullition classique en macroconduite. L'ébullition et par conséquent les transferts thermiques s'en trouvent modifiés car la présence de poches de vapeur en grand nombre augmente les assèchements locaux. Lors du passage des bouchons de vapeur, les transferts sont réduits et ainsi la densité de puissance transférée localement diminue (Fig. 6.32). Ces passages périodiques sont amplifiés en intensité et en fréquence avec l'augmentation de la puissance thermique transférée et/ou la diminution du débit liquide fourni.

Que l'on se trouve dans le cas où le volume de stockage est connecté ou pas, le confinement pur est toujours présent et son influence sur l'ébullition aussi ; cependant la manifestation des instationnarités n'est pas la même. La formation de bouchons de vapeur comme sur la figure 6.33 se produit au sein du minicanal dans les deux cas pour à peu près les points de fonctionnement. Dans le cas où il y a un retour possible du fluide, l'expansion du bouchon se fait symétriquement et le temps caractéristique d'une instationnarité comprend alors le temps de purge, puis le temps de remplissage du minicanal. Dans le cas du confinement pur où aucun retour de fluide n'est possible, l'expulsion du bouchon de vapeur se fait obligatoirement pas le haut du minicanal (la sortie), le bouchon atteint ainsi plus rapidement la sortie et le minicanal se vide ainsi plus rapidement. Ce second phénomène est plus rapide que l'expansion quasi-symétrique et est donc en accord avec les analyses quantitatives des vidéos rapides.

Il s'agit maintenant de comprendre pourquoi l'apparition de bouchons de vapeur se produit toujours dans la partie basse du minicanal comme cela a été montré précédemment avec la figure 6.11. Pour

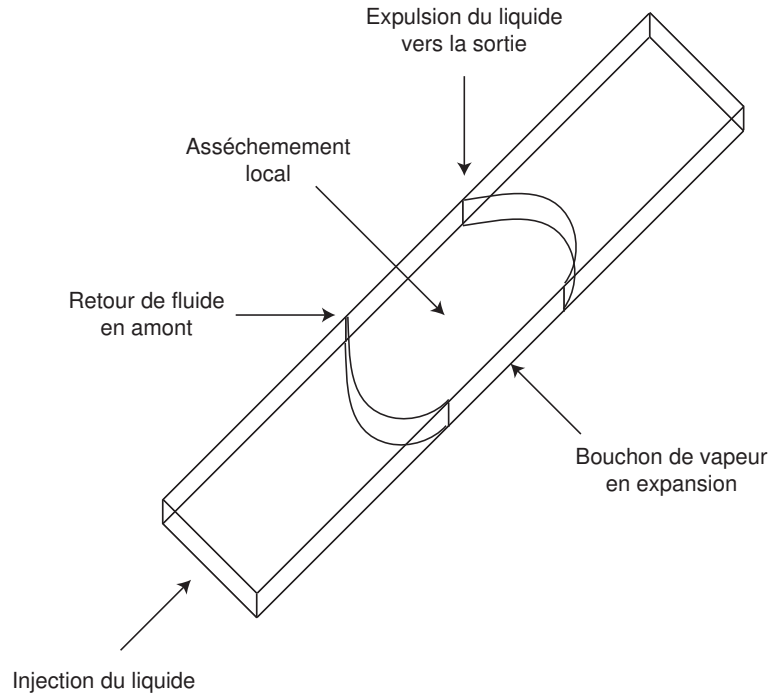


FIG. 6.32 – Assèchement local occasionné par un bouchon de vapeur

l'expliquer, il est nécessaire de faire appel à la variation locale de pression dans le minicanal et à sa modélisation. La formation de bouchons de vapeur et leurs déplacements dans le minicanal se traduisent obligatoirement par des modifications de la pression locale. Un retour de fluide en amont du minicanal comme cela est observé dans le cas du couplage ne peut se produire que si la pression localement est supérieure à la pression d'entrée du minicanal. La formation de bouchons de plus en plus nombreux et s'écoulant dans le minicanal de plus en plus vite occasionne des surpressions locales importantes et le confinement pur induit donc une augmentation de la pression amont du minicanal.

Dans le cas où la zone diphasique se situe uniquement en sortie de minicanal (Fig. 6.34 haut), la surpression nécessaire afin que la pression à la côte du bouchon soit supérieure à la pression d'injection est importante. Or lorsque l'ébullition apparaît dans le minicanal, les titres vapeurs et taux de vide restent relativement faibles ; l'écoulement à bulle ne permet pas par définition la formation de bouchons et donc l'obstruction du minicanal. Dans le cas de la figure 6.34 du bas, la zone diphasique occupe une place importante dans le minicanal, l'ébullition dès l'apparition des premières bulles de vapeur transite rapidement vers un écoulement à bouchons ; en effet le taux de génération de vapeur est important par rapport à la section de la conduite, la formation de paquets se multiplie et les surpressions sont alors suffisantes pour augmenter localement la pression au dessus de celle d'injection.

Deux cas se présentent alors :

- Si le volume de stockage est connecté, alors la pression locale étant plus importante que la pression d'entrée, il y a naturellement écoulement du milieu diphasique des fortes pressions vers les basses pressions. Le fluide est donc expulsé à la fois par le haut et par le bas du minicanal. Le fluide repoussé

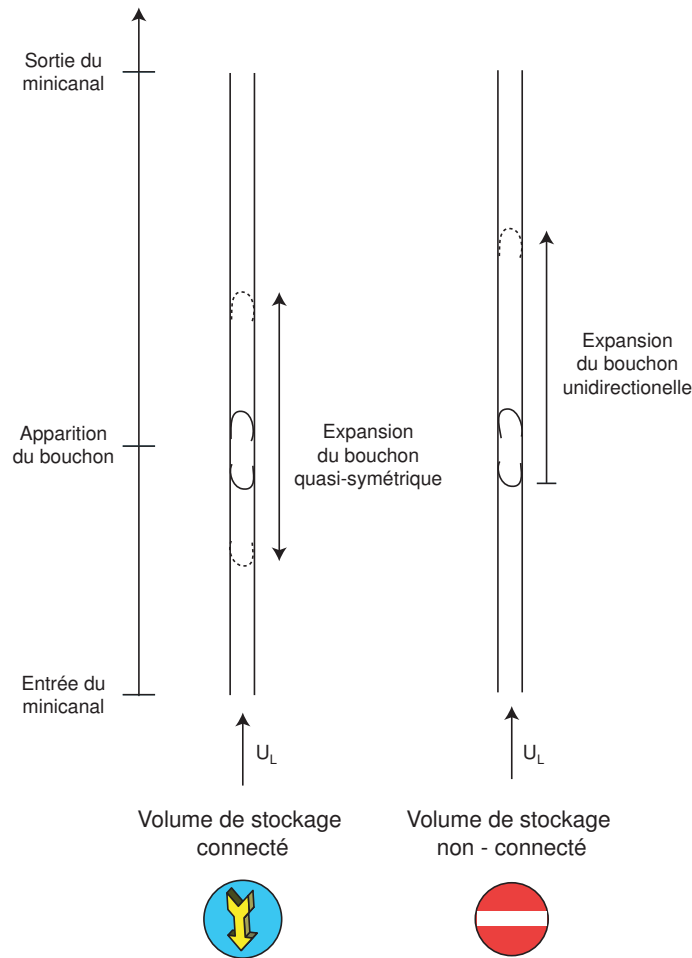


FIG. 6.33 – Mécanisme de bouchement pour les deux conditions d'entrée (couplage et confinement pur)

par le bas du minicanal va se stocker dans le buffer qui comprime alors le mélange air et vapeur de pentane. La pression d'injection est donc à cet instant la pression fournie par le buffer qui stocke de plus en plus de fluide. Une fois la pression d'injection redevenue supérieure à la pression au sein du minicanal, le fluide est de nouveau réinjecté dans le minicanal et le processus peut recommencer car les conditions sont toujours réunies pour l'obstruction du minicanal par des bouchons de vapeur,

- si le volume de stockage n'est pas connecté, alors la pression d'injection s'adapte à la pression dans le minicanal, car le vérin hydraulique fournit un débit massique constant et adapte sa pression pour maintenir le débit massique. La pression d'injection s'adapte donc si un bouchon se forme, alors la pression d'injection augmente. La formation des bouchons est également pour cette situation due au taux de génération vapeur important ; l'écoulement passe d'écoulement à bulle à paquets dans la partie basse du minicanal. Mais cette fois ci la surpression locale est suivie d'une augmentation de la pression d'injection. La formation de bouchons entraîne ainsi de légères fluctuations de pression et les légères surpressions sont évacuées en sortie de minicanal. Au fur et à mesure, que le taux de génération de vapeur augmente, les surpressions sont de plus en plus fréquentes et fortes. L'expulsion des surpressions se fait donc de plus en plus rapidement mais le confinement pur

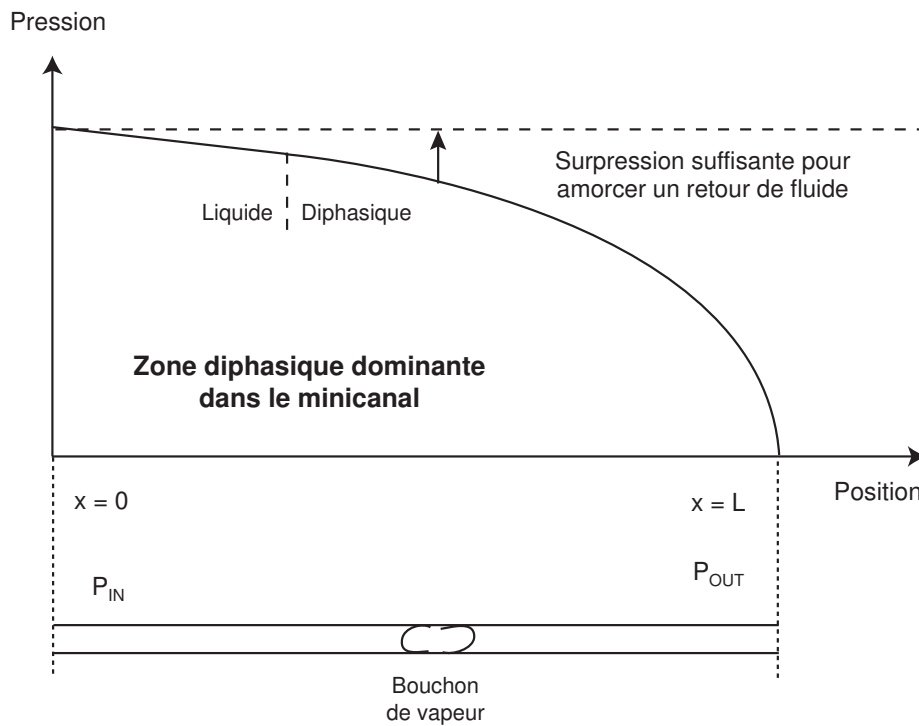
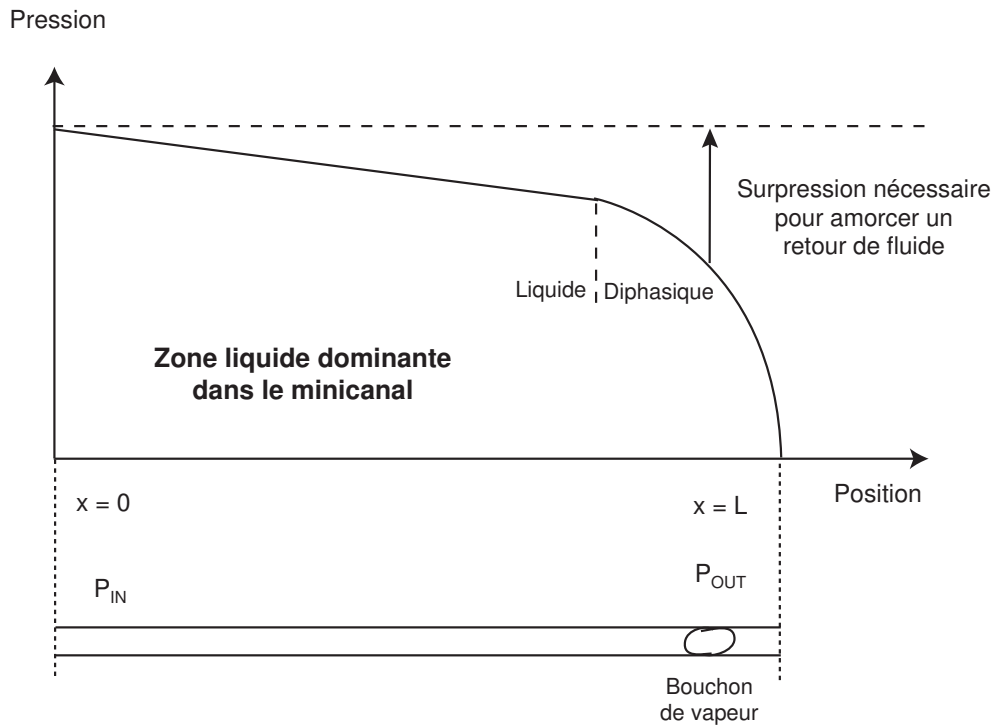


FIG. 6.34 – Variation de la pression dans le minicanal pour un écoulement quasiment uniquement liquide et un écoulement comportant une zone diphasique importante : surpression nécessaire pour amorcer un retour de fluide en amont

est là et limite le débit de sortie. La pression d'injection augmente donc encore afin de palier à la difficulté d'évacuer le mélange diphasique. La situation extrême est un débit injecté très faible mais une pression d'injection toujours adaptable. Le peu de liquide injecté est violemment vaporisé et est expulsé du minicanal par la sortie. Un mécanisme de montée rapide en pression associé au taux de génération de vapeur très important se met en place correspondant à un écoulement de type 'geyser' observé avec la caméra rapide et détaillé par la suite.

L'origine de ces instationnarités de l'écoulement est donc mise en évidence au sein de l'écoulement. Un modèle d'écoulement bouchon peut alors être mis en place afin de prédire le critère de déclenchement des instationnarités. En se basant sur la pression au sein du minicanal nécessaire pour évacuer le mélange diphasique du minicanal, nous avons alors dans la section suivante construit un modèle permettant d'expliquer les instationnarités expérimentalement observées.

6.4 Critère théorique de déstabilisation

L'objectif ici est par un modèle théorique simple de trouver un critère de déstabilisation de l'écoulement diphasique en se basant sur les observations expérimentales du développement des instationnarités au sein du minicanal.

6.4.1 Mise en place du modèle

En se basant sur la figure 6.35, on définit L_C la côte de coupure au sein du minicanal, U_0 la vitesse d'injection du liquide en bas du minicanal, U_m la vitesse moyenne d'éjection du mélange diphasique dès que la coupure apparaît.

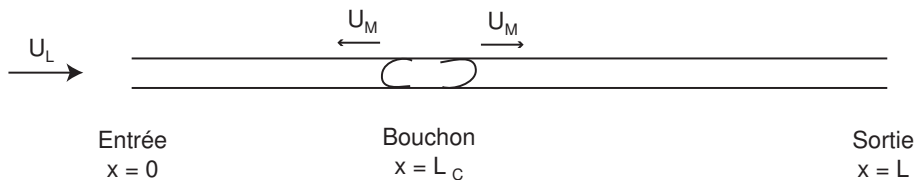


FIG. 6.35 – Assèchement local occasionné par un bouchon de vapeur

D'un côté il faut prendre en compte la surpression générée par l'expansion d'un bouchon de vapeur et de l'autre la pression d'injection du liquide dans le minicanal et la pression de sortie du minicanal. On peut considérer que la pression de sortie du minicanal est quasiment égale à la pression atmosphérique. La pression nécessaire afin d'évacuer l'ensemble du mélange diphasique du minicanal est principalement de la perte de pression par frottement, on considère des contributions par accélération et gravité négligeables. Il faut alors évacuer la quantité contenue dans l'ensemble du minicanal de mélange diphasique. Les propriétés de ce mélange sont prises avec des propriétés moyennes entre l'entrée et la sortie.

La côte d'apparition de l'ébullition est considérée comme très proche de l'entrée de telle façon que l'on fait l'hypothèse que l'écoulement rentre à la côte 0 saturé. On peut donc écrire l'expression de la surpression ($\Delta P_{bouchon}$) nécessaire afin d'évacuer l'ensemble du mélange diphasique du minicanal par l'équation 6.3. Le régime d'écoulement à prendre en considération pour évacuer le mélange juste après l'arrêt de

l'écoulement est un régime laminaire car ce dernier minimise l'énergie nécessaire pour l'évacuation, un régime turbulent consommerait bien plus d'enthalpie et la surpression nécessaire serait alors bien supérieure.

Dans l'expression de $\lambda_m = \alpha/\text{Re}_m$, on prend $\alpha = 82.36$ pour notre géométrie. La perte de pression réelle aux bornes du minicanal au point de fonctionnement afin que l'instationnarité puisse se développer est $\Delta P_{\text{minicanal}}$. La surpression générée par le bouchon est adimensionnée par la pression dynamique $\frac{1}{2}\varrho_0 U_0^2$. Il est ainsi possible d'écrire la surpression du bouchon comme dans l'équation 6.4.

$$\Delta P_{\text{bouchon}} = \lambda_m \frac{L}{D_H} \frac{\varrho_m U_m^2}{2} = \frac{\alpha L \nu_m \varrho_m U_m}{2 D_H^2} \quad (6.3)$$

$$\frac{\Delta P_{\text{bouchon}}}{\frac{1}{2}\varrho_0 U_0^2} = \lambda_m \frac{L}{D_H} \frac{\varrho_m U_m^2}{\varrho_0 U_0^2} = \frac{\alpha L \nu_m \varrho_m U_m}{\varrho_0 U_0^2 D_H^2} \quad (6.4)$$

Si la surpression générée par l'expansion du bouchon est supérieure à la perte de pression du minicanal alors le bouchon peut s'étendre et purger le minicanal. Pour ce faire la condition de l'équation 6.5 (ou Eq. 6.6) doit-être respectée.

$$\Delta P_{\text{bouchon}} > \Delta P_{\text{minicanal}} \quad (6.5)$$

$$\frac{\Delta P_{\text{bouchon}}}{\frac{1}{2}\varrho_0 U_0^2} > \frac{\Delta P_{\text{minicanal}}}{\frac{1}{2}\varrho_0 U_0^2} \quad (6.6)$$

$$\frac{\Delta P_{\text{bouchon}}}{\frac{1}{2}\varrho_0 U_0^2} > K_1 \quad (6.7)$$

La perte de pression du minicanal adimensionnée est donc un seuil critique qu'il faudra déterminer et que nous noterons par la suite K_1 (Eq. 6.7). Les viscosité, masse volumique et vitesse moyenne du mélange diphasique à purger sont à déterminer avant d'aller plus loin.

L'expression du titre vapeur moyen permet d'accéder au produit de la masse volumique moyenne par la vitesse moyenne. Ainsi si l'on considère l'expression de l'équation 6.8, l'équation différentielle du bilan thermique donne le titre local (Eq. 6.9).

$$\varrho_0 U_0 L_V \frac{d\chi_V}{dz} = \frac{Q_W(d+2e)}{A_H} \quad (6.8)$$

Le périmètre chauffé ($d+2e$) sera noté par la suite δ dans un souci de simplicité.

$$\chi_V(z) = \frac{Q_W \delta z}{A_H L_V \varrho_L U_L} \quad (6.9)$$

Le titre moyen dans le minicanal ($\bar{\chi}_V$) est obtenu par la moyenne continue sur la longueur du minicanal du titre local. Le titre moyen peut-être également exprimé par sa définition comme étant le rapport entre le débit massique vapeur moyen par le débit massique total injecté (Eq. 6.11).

$$\bar{\chi}_V = \frac{1}{L} \int_{z=0}^{z=L} \chi_V(z) dz = \frac{Q_W \delta L}{2 A_H L_V \varrho_0 U_0} \quad (6.10)$$

$$\bar{\chi}_V = \frac{\bar{m}_V}{\dot{m}_0} = \frac{\varrho_m U_m}{\varrho_0 U_0} \quad (6.11)$$

$$\rho_m U_m = \frac{Q_W \delta L}{2A_H L_V} \quad (6.12)$$

La viscosité moyenne ν_m peut-être estimée à partir de la corrélation de Dukler donnée par l'équation 6.13 qui donne la viscosité du mélange homogène.

$$\nu_m(z) = \nu_V \chi_V(z) + \nu_L [1 - \chi_V(z)] = \nu_L - \chi_V(z) [\nu_L - \nu_V] \quad (6.13)$$

Connaissant le titre moyen, il est alors possible d'en déduire la viscosité moyenne de l'écoulement diphasique.

$$\bar{\nu}_m = \nu_L - \bar{\chi}_V [\nu_L - \nu_V] = \nu_L \left(1 - \bar{\chi}_V \left[1 - \frac{\nu_V}{\nu_L} \right] \right) \quad (6.14)$$

La viscosité du mélange diphasique varie localement entre la viscosité du liquide et celle de la vapeur. Dans le cas présent avec du n-pentane, les viscosités respectives de la vapeur et du liquide sont de 2.64×10^{-6} et $0.36 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$. La viscosité moyenne du mélange oscille donc entre ces deux valeurs et l'on prendra ainsi pour la suite comme viscosité moyenne du mélange diphasique $\nu_m = \nu_L/2$.

6.4.2 Critère de déstabilisation théorique de l'écoulement

Le critère à satisfaire pour permettre l'expansion d'un bouchon de vapeur en amont et en aval de l'écoulement s'écrit donc sous la forme présentée avec l'équation 6.15. Une fois exprimé en fonction des paramètres de contrôle que sont la densité de puissance (Q_W) et la vitesse débitante du liquide en entrée (U_0), on obtient l'équation 6.16.

$$\frac{\alpha L \nu_0 \rho_m U_m}{2 \rho_0 U_0^2 D_H^2} > K_1 \quad (6.15)$$

$$\frac{Q_W}{U_0^2} > K_1 \frac{4 \rho_0 A_H L_V D_H^2}{\alpha \nu_0 \delta L^2} \quad (6.16)$$

Le seuil de l'équation 6.16 est noté par la suite K_2 . La relation qui lie K_1 et K_2 est donnée avec l'équation 6.17 et ne dépend que des paramètres physiques et de la géométrie. Une application numérique donne $K_1/K_2 = 3.92 \times 10^{-6} \text{ s} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{Kg}^{-1}$.

$$\frac{K_2}{K_1} = \frac{\alpha \nu_0 \delta L^2}{4 \rho_0 A_H L_V D_H^2} \quad (6.17)$$

Ce seuil théorique permet de relier la perte de pression critique à la densité de puissance critique au travers de l'équation 6.18. Il existe donc une perte de pression critique pour une densité de puissance donnée, un fluide et une géométrie donnés pour lequel l'écoulement se déstabilise. Pour notre étude ce rapport vaut $1.23 \times 10^{-3} \text{ s} \cdot \text{m}^{-1}$

$$\frac{\Delta P_{minicanal}^C}{Q_w^C} = \frac{\rho_0 K_2}{2 K_1} = \frac{\alpha \nu_0 \delta L^2}{8 A_H L_V D_H^2} \quad (6.18)$$

6.5 Stabilité de l'écoulement et loi d'échelle

6.5.1 Critère de déstabilisation expérimental

Dans les deux cas d'étude (couplage et confinement pur), les instabilités se produisent dans la première partie de la courbe de la perte de pression en fonction du nombre de Reynolds en entrée du minicanal. La transition est observée pour le cas du confinement pur à densité de puissance donnée pour des nombres de Reynolds plus bas comparé au cas du couplage. Pour tous les points de fonctionnement étudiés, l'amplitude des fluctuations de pression est plus importante quand le volume de stockage est connecté. Les fréquences d'oscillations des signaux de pression sont plus importantes quand le volume de stockage n'est pas connecté; de plus la transformée de Fourier rapide met en évidence une fréquence bien plus nette dans cette situation comparée au cas du couplage.

L'objectif est ici, en utilisant l'analyse effectuée à la section 6.4, de trouver une expression des résultats expérimentaux commune afin de pouvoir analyser les mécanismes physiques qui pilotent l'ébullition confinée. De la même manière, les résultats sur les transferts thermiques seront mis sous forme adimensionnelle.

Le paramètre qui va servir pour exprimer l'ensemble des résultats expérimentaux qu'ils soient sur la perte de pression ou sur les transferts thermiques apparaît naturel sur la représentation du titre vapeur de sortie en fonction du nombre de Reynolds. Sur la figure 6.36, les résultats expérimentaux sont de nouveau présentés et il apparaît, en délimitant les observations d'écoulement stationnaire et instationnaire, qu'une droite de stabilité marginale apparaît.

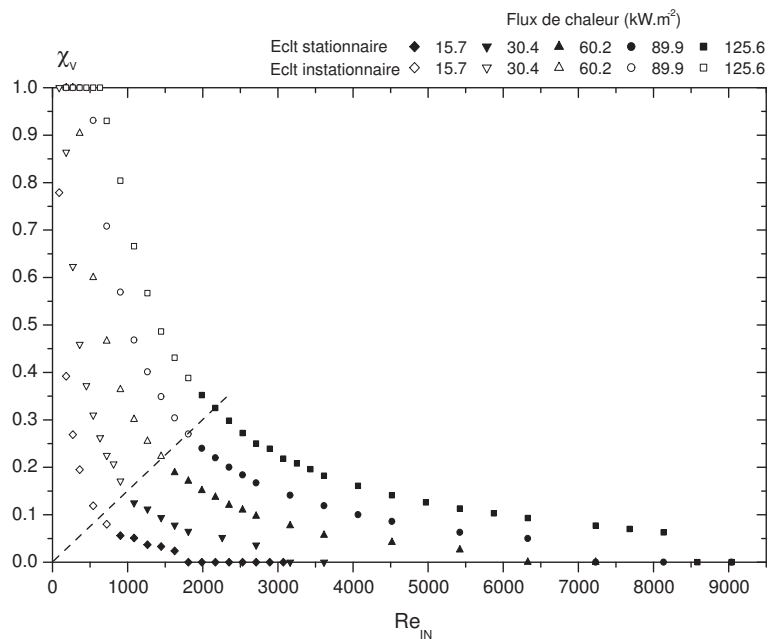


FIG. 6.36 – Titre vapeur de sortie en fonction du nombre de Reynolds liquide en entrée de minicanal pour 5 densités de puissances et le cas du couplage

Ces variations du titre vapeur de sortie peuvent être prédites par l'équation de bilan d'énergie (Eq.6.19). Dans cette dernière N_{pch} est le nombre de changement de phase défini par l'équation 6.20

et N_{sub} est le nombre de sous-refroidissement défini par l'équation 6.21.

$$\chi_{out} = \frac{1}{L_V} \left(\frac{4q_W L}{\mu Re_L} - \Delta h_i \right) = N_{pch} - N_{sub} \quad (6.19)$$

$$N_{pch} = \frac{4q_W}{\rho_0 U_0 L_V} \frac{L}{D_H} \quad (6.20)$$

$$N_{sub} = \frac{\Delta h_i}{L_V} \quad (6.21)$$

Sur la figure 6.36, les conditions critiques de transitions sont notées χ_{out}^C et Re^C . La courbe marginale de stabilité est alors une relation linéaire entre le titre et le nombre de Reynolds donné par l'équation 6.22.

$$\chi_{out}^C = N_{pch}^C - N_{sub}^C = A Re^C \quad (6.22)$$

Pour tous les points sous cette droite, l'ébullition est stationnaire quel que soit la densité de puissance fournie tandis qu'au dessus de cette ligne l'écoulement est instationnaire. La transition d'écoulement est ainsi observée pour des rapports $(N_{pch}^C - N_{sub}^C)/Re^C$ donnés. Cette quantité n'est autre que le rapport entre le titre vapeur de sortie et le nombre de Reynolds en entrée de minicanal. Ces deux grandeurs qui représentent les conditions d'entrée et de sortie du système serviront par la suite pour représenter les résultats.

6.5.2 Loi d'échelle sur la perte de pression

Les lois d'échelles aident à la compréhension des phénomènes qui régissent les écoulements et transferts sans contrainte de géométrie, de type de fluide, ou de plage de fonctionnement. Les grandeurs utilisées pour déterminer ces lois mettent en balance les forces ou grandeurs caractéristiques du phénomène étudié. Pour notre étude, la perte de pression sera représentée en l'adimensionnant par la pression dynamique comme indiqué avec l'équation 6.23 en fonction de N_{pch}/Re_0 . Le sous-refroidissement est ici retiré afin de ne prendre en compte que la contribution du changement de phase. Les graphes seront ainsi tracés en fonction de N_{pch}/Re_0 qui est en fait proportionnel au rapport entre la densité de puissance fournie et la vitesse débitante (Eq. 6.24).

$$\Delta P^* \triangleq \frac{\Delta P}{\frac{1}{2} \rho_0 U_0^2} \quad (6.23)$$

$$\frac{N_{pch}}{Re_0} = \frac{Q_W}{U_0^2} \frac{4L\nu_0}{\rho_0 D_H^2} \quad (6.24)$$

En utilisant les résultats expérimentaux du chapitre précédent, il est possible de fournir une représentation globale des résultats dans le cas du couplage et du confinement pur sans se soucier du type d'écoulement liquide, diphasique ou vapeur ; c'est à dire pour tous les titres vapeur de sortie (Figs. 6.37 & 6.38).

En retirant les points qui représentent un écoulement uniquement liquide et ceux pour lesquels un écoulement vapeur existe en sortie ; c'est à dire en ne gardant que les titres vapeur de sortie strictement compris entre 0 et 1 ; on obtient les figures 6.39 & 6.40. L'ensemble des résultats pour les 5 densités de puissance sont alors exprimées et laissent apparaître une seule et unique loi.

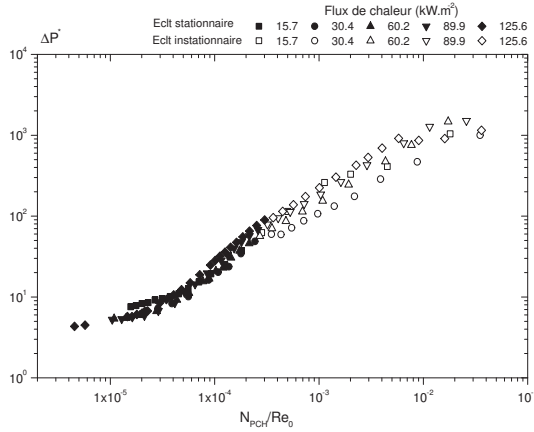


FIG. 6.37 – Loi d'échelle sur la perte de pression totale pour le cas du couplage et tous les titres vapeur de sortie

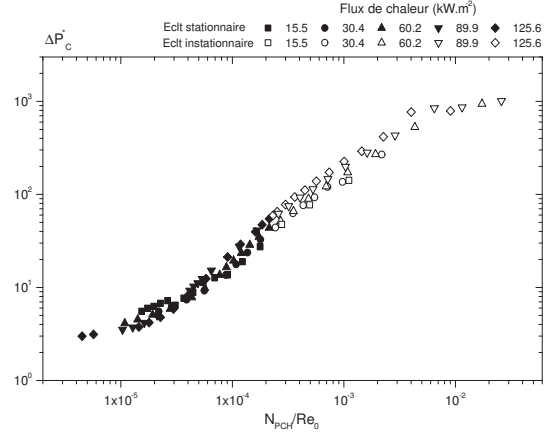


FIG. 6.38 – Loi d'échelle sur la perte de pression totale pour le cas du confinement pur et tous les titres vapeur de sortie

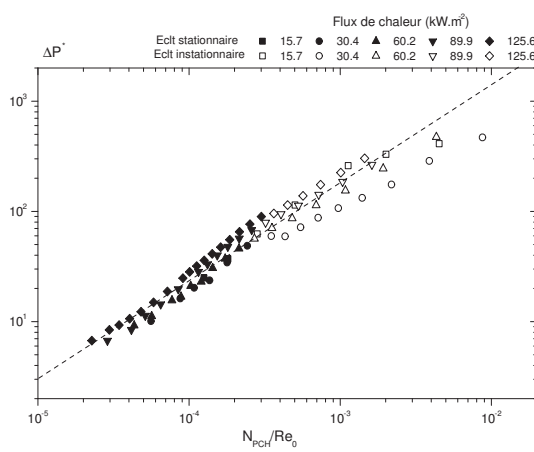


FIG. 6.39 – Loi d'échelle sur la perte de pression totale pour le cas du couplage et les titres vapeur de sortie strictement compris entre 0 et 1

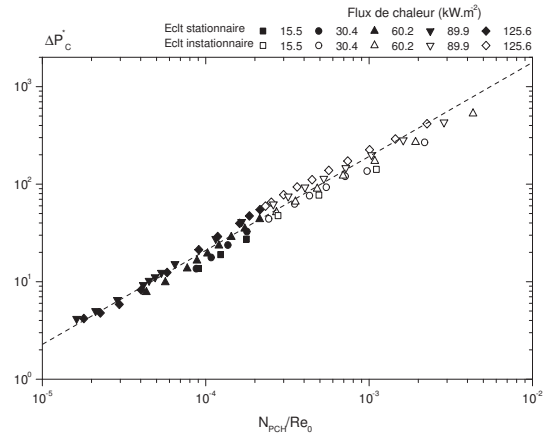


FIG. 6.40 – Loi d'échelle sur la perte de pression totale pour le cas du confinement pur et les titres vapeur de sortie strictement compris entre 0 et 1

Les lois qui découlent de ces représentations sont fournies en données avec les équations 6.25 pour le cas du couplage et 6.26 pour le cas du confinement pur. Il est possible d'extraire de ces variations le critère de transition de stationnaire à instationnaire.

$$\Delta P_{comp}^* = 4.46 \times 10^4 \left(\frac{N_{pch}}{Re_0} \right)^{0.818} \quad (6.25)$$

$$\Delta P_{conf}^* = 1.14 \times 10^5 \left(\frac{N_{pch}}{Re_0} \right)^{0.935} \quad (6.26)$$

Ces deux lois fournissent en quelque sorte un coefficient de frottement qui regroupe à la fois l'écoulement liquide et l'écoulement diphasique sans préoccupation de contribution en faisant l'hypothèse d'un mélange homogène. La figure 6.40 met en évidence une généralisation possible de la perte de pression to-

tale du minicanal quand l'écoulement est à la fois stationnaire et instationnaire. La transition de stabilité apparaît pour une abscisse donnée et donc une ordonnée donnée. Ces coordonnées sont regroupées dans le tableau 6.2. On y remarque que le seuil de déstabilisation obtenu expérimentalement est en accord avec le seuil théorique développé précédemment.

TAB. 6.2 – Seuils de déstabilisation expérimental des écoulements dans le cas étudiés

Conditions	Seuil : $\frac{K_2}{K_1}$	Incertitude (\pm)
Couplage	4.48×10^{-6}	12.8 %
Confinement pur	4.94×10^{-6}	15.1 %

Si l'on désire retirer la contribution de la partie liquide dans la perte de pression totale afin de pouvoir analyser la perte de pression de la zone diphasique uniquement, il faut utiliser le modèle et la prédiction de la longueur de zone liquide. Il est alors possible d'obtenir les lois d'échelle de la contribution de la perte de pression diphasique sur les figures 6.41 & 6.42. Il apparaît alors une plus grande dispersion des résultats à la fois stationnaires et instationnaires. L'origine de cette dispersion peut provenir de l'utilisation du modèle.

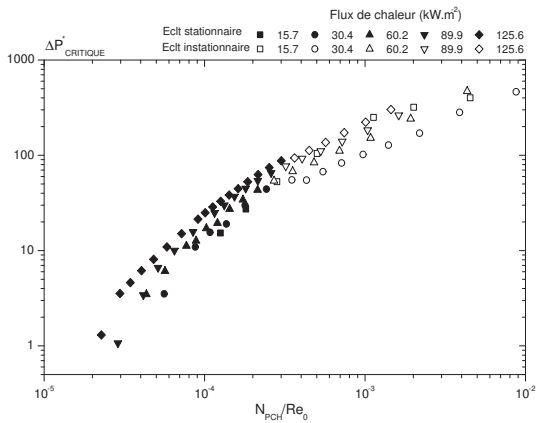


FIG. 6.41 – Loi d'échelle sur la perte de pression diphasique uniquement pour le cas du couplage

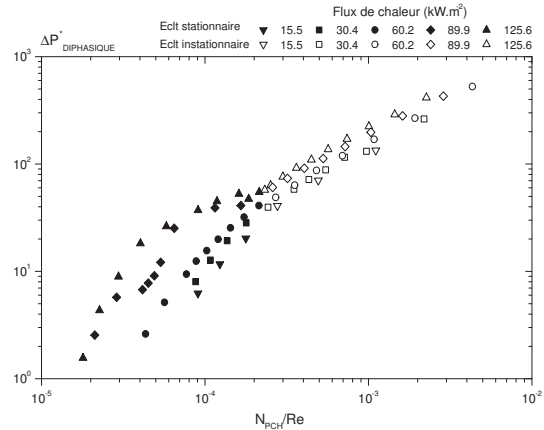


FIG. 6.42 – Loi d'échelle sur la perte de pression diphasique uniquement pour le cas du confinement pur

6.5.3 Loi d'échelle sur les transferts thermiques

L'instrumentation en température de surface n'ayant été effectuée qu'après la campagne de manipulation dans le cas du confinement pur, on ne dispose que des résultats dans le cas du couplage. Le coefficient de transfert global est adimensionné en utilisant le nombre de Stanton, bien que ce dernier ne soit pas spécialement pertinent pour notre étude.

$$St \doteq \frac{\bar{h}}{\rho C_{pL} U_D} \tag{6.27}$$

Sur le figure 6.43 sont regroupés l'ensemble des résultats sur le Stanton en fonction de N_{pch}/Re_0 pour tous les régimes d'écoulement : liquide, diphasique et vapeur. Si l'on s'intéresse uniquement aux points de fonctionnement comportant une zone diphasique et pas de zone vapeur (Fig. 6.44), il apparaît comme pour la loi d'échelle sur la perte de pression une seule et unique courbe dont la relation est donnée par l'équation 6.28.

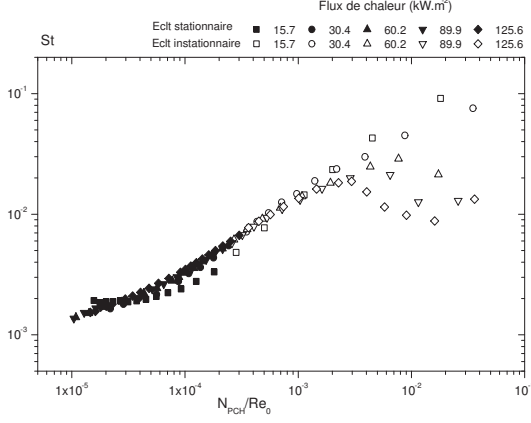


FIG. 6.43 – Loi d'échelle sur les transferts thermiques pour le cas du couplage et tous les titres vapeur de sortie

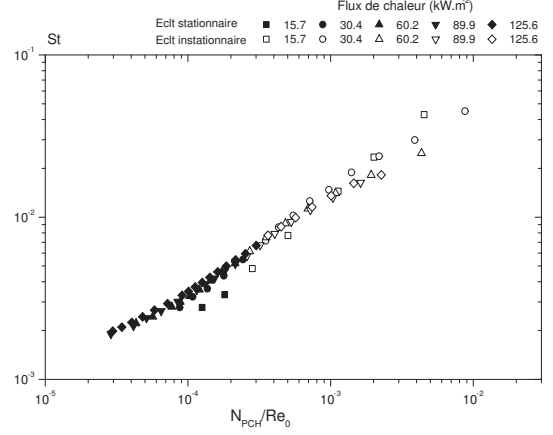


FIG. 6.44 – Loi d'échelle sur les transferts thermiques pour le cas du couplage et les titres vapeur de sortie strictement compris entre 0 et 1

$$St = 0.776 \left(\frac{N_{pch}}{Re_0} \right)^{0.589} = 4.92 \times 10^{-6} \left(\frac{Q_W}{U_0^2} \right)^{0.589} \quad (6.28)$$

Il est donc possible de prédire le coefficient de transfert global quand une zone diphasique est présente dans le minicanal. Le nombre de Stanton met en balance les effets de transfert par rapport aux effets de transport de la chaleur. Les phénomènes observés sont donc bien convectifs comme on peut le constater avec le nombre de Stanton critique qui vaut $4.72 \times 10^{-2} \pm 8.2 \%$ et qui est donc bien inférieur à 1.

6.5.4 Loi d'échelle sur les fréquences d'oscillation

Volume de stockage connecté

Les fréquences d'oscillations observées pour les différents densités de puissance présentent des similarités dans leurs variations. Une loi d'adimensionnement de la fréquence des oscillations est donc recherchée afin de mettre en évidence également un comportement similaire sur les fréquences d'oscillations de l'écoulement. Le phénomène d'oscillation observé avant tout est un phénomène de transport du mélange diphasique le long du minicanal, c'est donc un mécanisme convectif qui doit piloter les oscillations de pression. Afin d'adimensionner les fréquences d'oscillations, le temps convectif (τ_c) est défini avec l'équation 6.29.

$$\tau_c \hat{=} \frac{L}{U_0} \quad (6.29)$$

La fréquence adimensionnelle ($F \cdot \tau_c$) est ainsi exprimée en fonction du même paramètre que pour l'analyse de l'hydrodynamique et des transferts (N_{PCH}/Re_0). Il apparaît sur la représentation linéaire des résultats une variation commune pour les faibles abscisses alors que pour les N_{PCH}/Re_0 élevés, une

dispersion apparaît (Fig. 6.45). Cette dispersion correspond aux points de fonctionnement pour lesquels une zone vapeur existe dans le minicanal. Sur un graphique log-log qui permet d'analyser plus finement toutes les échelles, une variation similaire met en évidence une loi commune de variation (Fig. 6.46).

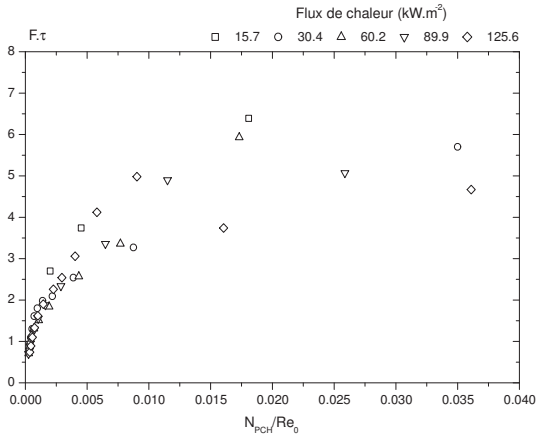


FIG. 6.45 – Fréquence d'oscillation adimensionnelle en fonction nombre adimensionnel N_{PCH}/Re_0 dans le cas du couplage (échelle linéaire)

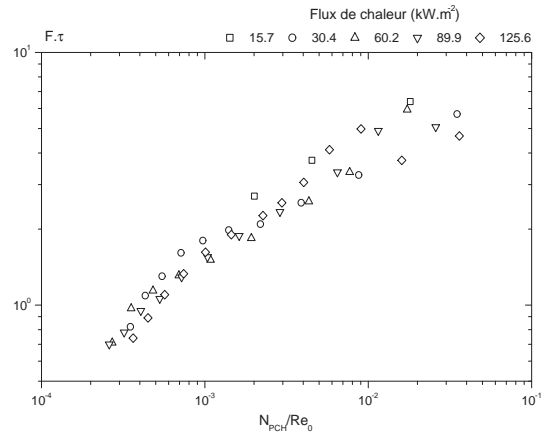


FIG. 6.46 – Fréquence d'oscillation adimensionnelle en fonction nombre adimensionnel N_{PCH}/Re_0 dans le cas du couplage (échelle logarithmique)

Les fréquences d'oscillation de l'écoulement sont donc gouvernées par un phénomène convectif et suivent les mêmes variations en fonction du paramètre N_{PCH}/Re_0 qui a été mis en évidence au cours des analyses de l'hydrodynamique et des transferts.

Volume de stockage non connecté

Dans la section précédente, les oscillations de couplage boucle-minicanal ont été adimensionnées par le temps convectif; les phénomènes qui avaient fait l'objet de l'analyse des vidéos rapides étant des phénomènes convectifs. Dans le cas du confinement pur de l'ébullition, il semble que l'adimensionnement par un temps convectif ne soit plus adéquat (Fig. 6.47).

Il n'est pas possible de déduire de la figure 6.47, une loi de comportement des oscillations de l'écoulement à partir d'un phénomène convectif dominant. Le confinement pur conditionne ici les instationnarités. Les FFT des signaux de pression peuvent comporter plusieurs fréquences de même intensité comme c'est le cas pour les écoulements aux faibles nombres de Reynolds (Figs. 6.48 & 6.49). La figure 6.49 présente deux fréquences à 1 Hz et 9.76 Hz qui ne sont pas des harmoniques. Il apparaît donc avec le signal de la perte de pression (Fig. 6.48) qu'un premier phénomène à 1 Hz correspond aux fluctuations en bloc et est composé de fluctuations secondaires à 9.76 Hz. Le comportement de l'ébullition en minicanal dans le cas du confinement pur présente donc des caractéristiques multiples et n'est pas aussi facilement analysable que dans le cas du couplage.

Conclusions

L'étude de l'influence du confinement pur sur l'ébullition en minicanaux a permis de mettre en évidence l'importance de la condition d'entrée du minicanal. La présence d'un volume compressible en amont

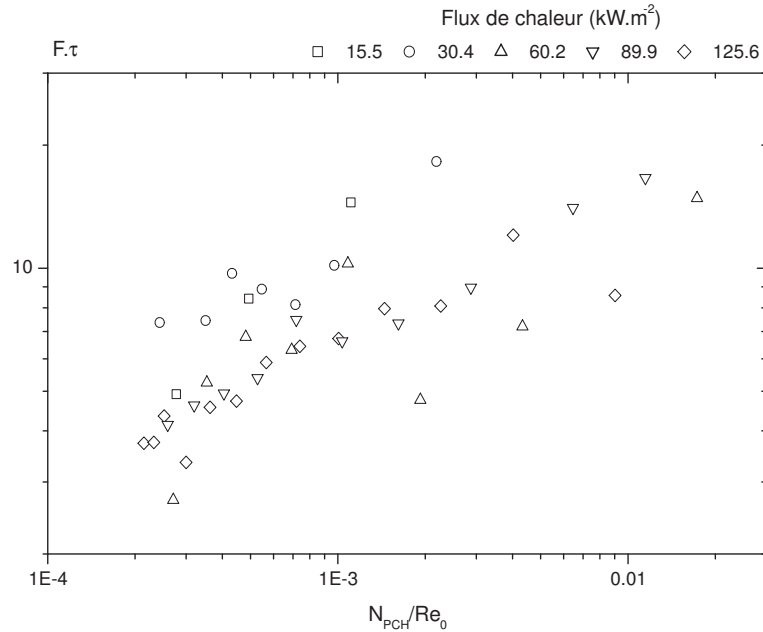


FIG. 6.47 – Fréquence d'oscillation adimensionnelle en fonction nombre adimensionnel N_{PCH}/Re_0 dans le cas du confinement pur (échelle logarithmique) avec une densité de puissance de 125.6 kW.m^{-2}

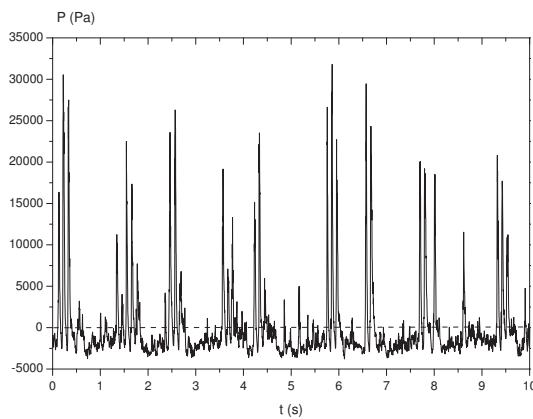


FIG. 6.48 – Évolution de la perte de pression de l'écoulement pour une densité de puissance de 125.6 kW.m^{-2} et un nombre de Reynolds de 271

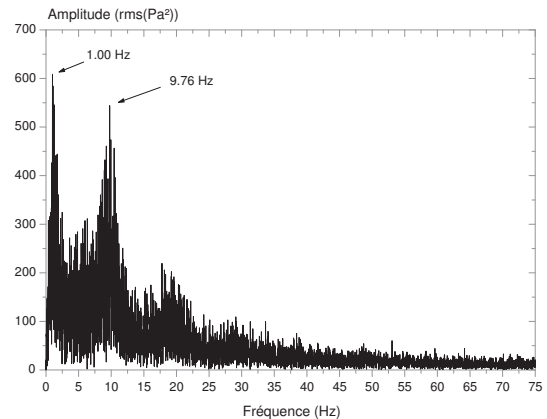


FIG. 6.49 – FFT du signal de perte de pression pour une densité de puissance de 125.6 kW.m^{-2} et un nombre de Reynolds de 271

de la zone d'ébullition déclenche l'apparition d'instationnarités pour des nombres de Reynolds plus élevés et donc pour une plage de points de fonctionnement plus grande. L'amplitude des instationnarités qui se développent sont alors très grandes et peuvent atteindre plusieurs fois la perte de pression moyenne de l'écoulement (Cas du couplage : $Re_{IN} = 281$, $Q_W = 125.6 \text{ kW.m}^{-2} \rightarrow \frac{\Delta P}{\Delta P} \sim 5$). Sans couplage, les oscillations apparaissent pour des nombres de Reynolds légèrement plus faibles. Les fréquences d'oscillations sont alors bien moins grandes et les amplitudes des fluctuations de pression sont parfois du même ordre que la perte de pression moyenne. Des fréquences multiples au sein de la perte de pression peuvent exister traduisant la superposition de phénomènes physiques au sein du minicanal.

La construction d'un modèle simple basé sur l'expansion d'un bouchon de vapeur est concluant. Un nombre adimensionnel théorique critique pour que l'écoulement instationnaire puisse se déstabiliser est proposé. Ce critère théorique est en bon accord avec les résultats expérimentaux. Le modèle permet d'expliquer les instationarités observées quelles que soient les conditions d'entrée du minicanal en se basant sur le confinement pur. Le critère de déstabilisation de l'écoulement diphasique confiné introduit un nombre adimensionnel qui permet d'obtenir les lois d'échelle à la fois sur les pertes de pression mais aussi sur les transferts thermiques.

Dans le cas du couplage, ce nombre caractéristique permet de regrouper relativement bien les résultats expérimentaux. Il met en ainsi en évidence que le phénomène de couplage entre le volume compressible et le minicanal est gouverné par des temps convectifs. L'influence du minicanal apparaît sur la plage des points expérimentaux instationnaires.

Conclusions & perspectives

Un dispositif expérimental a été mis au point afin d'étudier l'ébullition convective au sein d'un minicanal vertical. Grâce à une instrumentation locale et globale de la boucle ainsi qu'à une visualisation rapide, il a été possible d'analyser les comportements de l'écoulement diphasique en fonction des différents régimes d'écoulements. Les structures d'écoulement observées au sein de la géométrie d'étude sont identiques aux structures que l'on peut observer avec des macro-écoulements stationnaires du type "écoulement à bulles", "écoulement à paquets" et "écoulement à bouchons". Cependant, au lieu de transiter vers de écoulements diphasiques turbulents du type "écoulements à paquets turbulents" ou "écoulements films", l'écoulement se déstabilise et présente des fluctuations de pression significatives. L'influence du confinement sur l'écoulement diphasique est alors mise en évidence par la présence d'un volume de stockage de fluide que l'on peut ou pas connecter à la boucle. La présence de ce récipient permet de mettre en évidence la présence des fluctuations dues au couplage minicanal-récipient et de les distinguer des fluctuations intrinsèques à l'écoulement confiné quand le récipient n'est pas connecté.

L'étude en régime stationnaire des transferts thermiques met en évidence la difficulté de mesurer le flux de chaleur local. Ainsi, avec le dispositif expérimental, il a été possible de mettre en évidence la non-homogénéité du flux de chaleur transféré au fluide le long de l'axe principal de l'écoulement. Cette redistribution est due au mode de chauffage, à la géométrie d'étude et au matériau utilisé pour graver le minicanal. Il est ainsi possible de mettre en évidence des coefficients de transferts en régime d'ébullition convective aussi importants que ceux obtenus dans les macroconduites ($\sim 9\,000 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$). Les différences apparaissent au niveau de la stabilité de l'écoulement. Le confinement pur, c'est à dire sans la présence de zone de stockage du fluide, décale pour des débits plus faibles le seuil de déstabilisation de l'écoulement.

Deux régimes d'ébullition ont été observés quelles que soient les conditions d'entrée, un régime d'ébullition stationnaire qui n'est pas influencé par la condition d'entrée et un régime instationnaire caractérisé par des fluctuations de pression périodiques. La condition d'entrée modifie légèrement le seuil de déclenchement des instationnarités et conditionne fortement l'amplitude des fluctuations de pression. L'influence du confinement pariétal est mise en évidence au travers d'une analyse locale des mécanismes de déstabilisation de l'écoulement. Il apparaît que la formation de bouchons de vapeur est l'origine commune des instationnarités observées. Dans le cas où un volume de stockage est connecté en amont de la zone d'ébullition, la formation de bouchons de vapeur entraîne des surpressions au sein du minicanal. Ceci provoque le retour de l'écoulement en amont du minicanal alors que lorsque le volume de stockage n'est pas connecté aucun retour n'est possible et l'expulsion se fait par la sortie du minicanal. Ce mécanisme de déstabilisation de l'écoulement diphasique a été modélisé et fait apparaître un critère théorique en bon accord avec les expériences. Un nombre caractéristique de l'influence du confinement pariétal sur

l'ébullition convective est ainsi proposé et permet d'obtenir les lois d'échelles pour l'ensemble des données expérimentales de l'étude : perte de pression, coefficient de transfert moyen, fréquences des oscillations.

Le phénomène de confinement qui fait intervenir les parois latérales, il ne doit pas normalement être influencé par l'inclinaison du dispositif, une étude sur l'influence de la gravité permettrait à la fois de mettre en évidence les éventuelles modifications sur les instationnarités observées : critère de déclenchement, intensité des fluctuations. Les modifications sur les transferts de chaleur seraient également un résultat important car l'étude de l'influence de la gravité terrestre est la première étape avant le passage en microgravité pour des applications spatiales. La connaissance des flux locaux est d'une importance capitale ; ainsi un couplage avec les méthodes inverses est envisagé afin d'accéder aux grandeurs locales de l'écoulement sans avoir à effectuer des modifications sur le dispositif. Une première étape du couplage avec les méthodes inverses a déjà été effectuée avec Ch. LeNiliot (Équipe TCM). Un maillage de surface de la géométrie actuelle a été utilisé afin de mettre en évidence la faisabilité de l'étude avec une instrumentation en thermocouples sous la surface chauffante.

Conclusion générale

Les deux aspects de l'étude développée ici ont permis de mettre en évidence les difficultés liées aux études en mini et micro-géométries. La précision des mesures est en microfluidique vitale afin d'extraire des phénomènes originaux des banales erreurs de mesure.

Dans la première partie du manuscrit, un dispositif expérimental a été mis au point afin d'étudier les écoulements liquides en microtube. Ce dispositif permet d'extraire avec précision par des séries d'expériences le nombre de Poiseuille de l'écoulement. Une étude paramétrique en fonction du diamètre hydraulique a mis en évidence une augmentation du nombre de Poiseuille pour les diamètres hydrauliques décroissants quel que soient les fluides ioniques utilisés (eau de ville et eau distillée). Par la suite, la modification de l'état chimique de surface a mis en évidence que l'hydrophobicité de la surface n'intervient pas quantitativement sur l'écoulement au sein de notre gamme de diamètres de microtubes. L'état de surface, la circularité ne sont donc pas à l'origine des écarts observés. Nous avons alors supposé une influence d'un couplage fluide-paroi au travers de l'interaction électrostatique ions-paroi. Un couplage électrostatique entre un fluide chargé ioniquement et une paroi peu conductrice électrique peut apparaître et entraîner une modification des profils de vitesse et de perte de pression de l'écoulement ; ce qui conduit à une augmentation du coefficient de frottement. Ce couplage est plus ou moins intense en fonction de la composition ionique de la solution qui s'écoule mais est également en fonction du type de surface solide en présence. Une première étape dans la modélisation de ce couplage a été franchie mais un approfondissement est nécessaire afin de rendre compte des comportements locaux de grandeurs physiques comme la conductivité électrique ou la viscosité.

Dans la seconde partie du manuscrit, nous avons élaboré un dispositif expérimental permettant d'étudier l'ébullition convective en minicanaux verticaux de sections rectangulaires. L'instrumentation locale en pression et en température nous apporte des indications sur les différents régimes qui se développent au sein du minicanal. Deux régimes d'écoulement sont ainsi mis en évidence quel que soit les conditions d'entrée. Un premier régime d'ébullition stationnaire et un second présentant des instationarités de l'écoulement caractérisé par des fluctuations de pression sont mis en évidence. Ces instationarités diffèrent de celles observées dans les macroconduites de par la plage de points de fonctionnement pour lesquels elles apparaissent. Le confinement est l'origine du retard à la déstabilisation de l'écoulement dans le cas où un volume de stockage est connecté. Il est l'origine des instationarités quand le volume est déconnecté quand les écoulements présentent de forts taux de vide de sortie. Un modèle physique basé sur l'expansion d'un bouchon de vapeur au sein du minicanal permet d'expliquer ces instationarités quel que soient les conditions d'entrée. Nous proposons un critère de déclenchement théorique qui est en bon accord avec les expériences. Un nombre adimensionnel traduisant l'influence du confinement sur l'ébullition est également proposé et utilisé afin d'extraire les lois d'échelles de l'ébullition convective confinée. L'extension de ces

Conclusion générale

lois pour des confinements plus importants serait nécessaire avant d'étendre ces mécanismes à d'autres géométries voire d'autres systèmes plus complexes.

A

Incertitudes de mesures

Sommaire

A.1	Incertitudes sur les méthodes de traitement de la partie I	233
A.1.1	Incertitudes expérimentales pour la méthode stationnaire	233
A.1.2	Incertitudes expérimentales pour les méthodes transitoires	233
A.2	Incertitudes sur les résultats de la partie II	235
A.2.1	Incertitudes sur les grandeurs mesurées	235
A.2.2	Incertitudes sur les grandeurs calculées	235

A.1 Incertitudes sur les méthodes de traitement de la partie I

Pour toutes les méthodes ici analysées, l'incertitude sur la température vaut au maximum 0.2 °C. Le bruit ambiant induit sur les températures une incertitude de 0.1 °C et au cours des expériences qui peuvent durer jusqu'à 21 h l'incertitude sur la température du fluide est de 0.1 °C.

A.1.1 Incertitudes expérimentales pour la méthode stationnaire

Dans un premier temps, la vitesse du fluide est obtenue en utilisant les caractéristiques du vérin hydraulique posé sur le chariot de déplacement X. La fréquence (F) transmise au chariot correspond à une vitesse linéaire de déplacement de la tige du vérin. La relation de base est obtenue en mesurant la vitesse linéaire de déplacement de la tige pour plusieurs fréquences. Nous obtenons une relation entre la vitesse de déplacement de la tige du vérin et la fréquence de pilotage avec une incertitude de mesure liée à la mesure de la vitesse de déplacement.

$$U_{sy} = R * F \quad R = 3.12758410^{-7} \pm 2.42\% \quad (\text{A.1})$$

En utilisant la loi de conservation de la masse, il est possible d'obtenir la vitesse débitante dans le microtube.

$$U_C = \frac{A_{ver}}{A_C} U_{ver} \quad (\text{A.2})$$

Nous prenons la précision sur le diamètre d'un microtube égale à 0.35 % et la précision sur le diamètre interne du vérin est donnée par le constructeur égale à $\pm 10 \mu\text{m}$ pour un diamètre interne de 25 mm ; soit donc une précision de $\pm 0.04 \%$ pour le diamètre du vérin et donc une précision de 3.2 % pour la vitesse débitante du fluide dans le microtube.

$$\frac{\Delta U_C}{U_C} = 2 \frac{\Delta D_{ver}}{D_{ver}} + 2 \frac{\Delta D_C}{D_C} + \frac{\Delta R}{R} = 3.2\% \quad (\text{A.3})$$

Avec une précision globale sur la pression de 100 Pa pour des pertes de pression d'au moins 10000 Pa, la précision sur la pression est de 1 % ; celle sur la longueur du capillaire vaut pour le plus court 19.9 mm ($D = 52.81 \mu\text{m}$) avec une précision de 0.05 mm soit donc une précision de 0.25 %. Ainsi, une précision de 1.25 % est obtenue pour la perte de pression linéique.

$$\frac{\Delta \frac{\Delta P}{L}}{\frac{\Delta P}{L}} = \frac{\Delta(\Delta P)}{\Delta P} + \frac{\Delta L}{L} = 1.25\% \quad (\text{A.4})$$

Finalement l'incertitude totale est obtenue à partir de la relation A.5 et donc α est obtenue à $\pm 5.14 \%$.

$$\frac{\Delta \alpha}{\alpha} = \frac{\Delta \frac{\Delta P}{L}}{\frac{\Delta P}{L}} + \frac{\Delta U_c}{U_c} + 2 \frac{\Delta D_c}{D_c} = 5.14\% \quad (\text{A.5})$$

A.1.2 Incertitudes expérimentales pour les méthodes transitoires

Méthode par identification & dérivation

Les données sur la pression et la masse sont utilisées afin de rechercher la solution analytique la plus proche des modèles théoriques par une méthode des moindres carrés. Afin d'estimer l'incertitude

maximal, il est nécessaire de maximiser la relation donnant l'incertitude; il apparaît alors que l'erreur maximale est commise pour l'instant initial ($t=0$). L'estimation de l'erreur sur la masse et la pression est donc calculée à partir des relations A.6 & A.7.

$$\Delta P_m(t) = B_1(1 - e^{-Ct}) + B_2 \quad (\text{A.6})$$

$$U_C(t) = \frac{-D_1 C e^{-Ct}}{\rho A_C} \quad (\text{A.7})$$

La recherche de l'incertitude sur la pression donne par exemple la relation A.8 où B_1 , B_2 et C sont les constantes issues de la méthode des moindres carrés. L'incertitude sur la perte de pression vaut ainsi 1.4 %.

$$\Delta(\Delta P_m) = B_1(1 - e^{-Ct})\left(\frac{\Delta B_1}{B_1} + t\Delta C\right) + \Delta B_2 \quad (\text{A.8})$$

L'incertitude sur la vitesse est également donnée pour le même instant initial et vaut 3.4 %.

$$\Delta U_c = \left(\frac{-D_1 C e^{-Ct}}{\rho A_C}\right)\left(\frac{\Delta D_1}{D_1} + \frac{\Delta C}{C} + 2\frac{\Delta D_c}{D_c} + t\Delta C\right) \quad (\text{A.9})$$

L'incertitude sur la coefficient de frottement vaut donc 5.74 %.

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha} = \frac{\Delta\Delta P_m}{\Delta P_m} + \frac{\Delta U_c}{U_c} + 2\frac{\Delta D_c}{D_c} + \frac{\Delta L_c}{L_c} \quad (\text{A.10})$$

Méthode par intégration

L'incertitude de cette méthode est basée sur l'expression de Δ_1 qui peut être séparée en deux contributions désignées par la suite A(t) et B(t).

$$\frac{\int_0^t \Delta P(t)_m dt + \rho L_C g t}{\frac{2\nu}{\pi D_C^3} m(t)} = A(t) + B(t) \quad (\text{A.11})$$

$$A(t) = \frac{\pi D_C^3 \int_0^t \Delta P(t)_m dt}{2\nu m(t)} \quad (\text{A.12})$$

$$B(t) = \frac{\rho L_C \pi D_C^3 g t}{2\nu m(t)} \quad (\text{A.13})$$

$$\frac{\Delta[A(t) + B(t)]}{A(t) + B(t)} = \frac{\Delta A(t) + \Delta B(t)}{A(t) + B(t)} = 1.1\% \quad (\text{A.14})$$

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha} = \frac{\Delta A(t) + \Delta B(t)}{A(t) + B(t)} + \frac{\Delta L_c}{L_c} + \frac{\Delta D_c}{D_c} = 1.69\% \quad (\text{A.15})$$

Ainsi l'incertitude totale par la méthode par intégration vaut 1.69 % contre 5.74 % pour la méthode par identification puis dérivation et 5.14 % pour la méthode stationnaire. La contribution de l'incertitude provient de l'incertitude sur le diamètre hydraulique ainsi si l'on compare les erreurs intrinsèques aux protocoles opératoires, il apparaît que la méthode transitoire par intégration est plus précise.

A.2 Incertitudes sur les résultats de la partie II

A.2.1 Incertitudes sur les grandeurs mesurées

Dans la deuxième partie du manuscrit, les incertitudes sont beaucoup plus simples à déterminer étant donné l'obtention directe des grandeurs étudiées. Sont détaillées ci-dessous les incertitudes des grandeurs mesurées directement et par déduction des grandeurs calculées.

La précision sur la température est de 0.1 °C et pour les capteurs de pression SCX05DN de 20 Pa en se basant sur le bruit électrique ambiant. A cette précision intrinsèque aux capteurs, il faut ajouter les offsets qui par exemple pour les capteurs de pression peuvent varier sensiblement et sont donc à prendre avant chaque expérience. Pour la température, une acquisition de toutes les températures avant chaque expérience doit donner une température égale à la température ambiante. La plupart des thermocouples sont issus de la même bobine cependant, l'utilisation au fil du temps implique la perte de thermocouples qui doivent être remplacés par des nouveaux issus d'une autre bobine. La prise des nouveaux offsets est alors nécessaire afin de corriger d'éventuels écarts.

La précision sur le diamètre hydraulique du minicanal est obtenue grâce à la mesure de la profondeur après gravure et vaut 0.84 % ; tandis que la précision sur la longueur du minicanal est de 1 mm soit 0.5 % due à l'usinage de l'évasement d'entrée et de sortie du minicanal. Les thermocouples de surface sont placés à 1 mm sous la surface chauffante à ± 0.2 mm.

A.2.2 Incertitudes sur les grandeurs calculées

La précision sur la vitesse débitante est obtenue à partir de la précision sur la vitesse de déplacement de la tige du vérin calculée dans la section précédente. Ainsi connaissant la vitesse de la tige à ± 2.42 % près ; en appliquant la conservation du débit entre le vérin et le minicanal, il apparaît alors que la précision sur la vitesse débitante de n-pentane dans le minicanal vaut ± 4.18 %.

$$U_D = \frac{A_{ver}}{A_H} U_{ver} \quad (\text{A.16})$$

$$\frac{\Delta U_D}{U_D} = \frac{U_{ver}}{U_{ver}} + 2 \frac{D_{ver}}{D_{ver}} + 2 \frac{D_H}{D_H} \quad (\text{A.17})$$

La précision sur les nombres de Reynolds évoqués dans la deuxième partie du manuscrit peut alors être calculée à partir de la relation A.19. La connaissance de la température d'injection à ± 0.2 °C près implique une incertitude sur la viscosité dynamique de 0.16 % déduite des propriétés physiques du n-pentane liquide autour de 25 °C. Il en découle que le nombre de Reynolds liquide à l'entrée du minicanal est connu à ± 5.18 %.

$$Re = \frac{U_D D_H}{\mu_L} \quad (\text{A.18})$$

$$\frac{\Delta Re}{Re} = \frac{U_D}{U_D} + \frac{D_H}{D_H} + \frac{\mu_L}{\mu_L} \quad (\text{A.19})$$

B

Propriétés des fluides utilisés

Sommaire

B.1 Propriétés de l'eau [Pezzani, 1992]	239
B.1.1 Propriétés physiques	239
B.1.2 Propriétés électriques	239
B.2 Propriétés des solutions de KCl [Robinson and Stokes, 1959]	240
B.2.1 Propriétés physiques	240
B.2.2 Propriétés électriques	242
B.3 Propriétés du n-pentane	244
B.3.1 Propriétés du n-pentane liquide [KDB, 2003]	244
B.3.2 Propriétés du n-pentane vapeur à partir de 36 °C [KDB, 2003]	245
B.3.3 Donnée de saturation (données interne au laboratoire)	245

B.1 Propriétés de l'eau [Pezzani, 1992]

B.1.1 Propriétés physiques

Masse volumique en kg.m^{-3} entre 10 et 30°C

$$\rho(\theta) = 4.4934 \times 10^{-5} \theta^3 - 7.9405 \times 10^{-3} \theta^2 + 5.6701 \times 10^{-2} \theta + 999.91 \quad (\text{B.1})$$

Viscosité cinématique en $10^{-6} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$ entre 10 et 30°C

$$\nu(\theta) = 1.41410^{-13} \theta^4 - 2.01810^{-11} \theta^3 + 1.35710^{-9} \theta^2 - 5.89510^{-8} \theta + 1.77910^{-6} \quad (\text{B.2})$$

B.1.2 Propriétés électriques

Conductivité électrique ($\Omega^{-1}.\text{m}^{-1}$) avec θ en °C

$$\lambda_0(\theta) = \lambda_{20^\circ\text{C}}(1 + \alpha_{20^\circ\text{C}}(\theta - 20)) \quad \alpha_{20^\circ\text{C}} = 0.025^\circ\text{C}^{-1} \quad (\text{B.3})$$

Permittivité diélectrique avec θ en °C

$$\epsilon = 87.67643 - 0.39188\theta + 7.29439E - 4\theta^2 \quad (\text{B.4})$$

Conductivité électrique avec θ en °C

La conductivité électrique de l'eau (κ^{H_2O}) est extrêmement sensible à la composition chimique du fluide. En effet, ce sont les ions présents en solution qui vont transporter les charges électriques; leur quantité et mobilité va donc être directement reliée à la conductivité de l'eau. Une eau pure avec comme seuls ions H_3O^+ et OH^- sera faiblement conductrice alors qu'une eau fortement chargée en ions elle conduira bien mieux l'électricité (jusqu'à 10 000 fois plus).

La conductivité électrique de l'eau en fonction de la température est donnée autour de 20 °C par l'équation B.5 où $\kappa_{20^\circ\text{C}}^{H_2O}$ est à déterminer en fonction de la composition chimique de l'eau utilisée.

$$\kappa^{H_2O}(\theta) = \kappa_{20^\circ\text{C}}^{H_2O}(1 + \alpha_{20^\circ\text{C}}(\theta - 20)) \quad \alpha_{20^\circ\text{C}} = 0.025^\circ\text{C}^{-1} \quad (\text{B.5})$$

Le tableau B.1 donne la conductivité molaire Λ_i . En utilisant les données du tableau 2.6, il est alors possible d'en déduire la conductivité électrique de l'eau utilisée à 25 °C : $\kappa_{25^\circ\text{C}}^{H_2O}$ à partir de l'équation B.6.

$$\kappa_{25^\circ\text{C}}^{H_2O} = \sum_{i=1}^n \Lambda_i C_i \quad (\text{B.6})$$

La conductivité électrique totale maximale de l'eau utilisée ($\kappa_{25^\circ\text{C}}^{H_2O}$) vaut donc $4 \times 10^{-2} \Omega^{-1}.\text{m}^{-1}$. Les mesures expérimentales du pH et de la conductivité électrique mettent en évidence des résultats en accord avec les résultats ci-dessus. Ainsi, sur plusieurs mesures un pH de 7.92 ± 0.02 a été obtenu et une conductivité électrique de $3.79 \times 10^{-2} \pm 0.2 \% \Omega^{-1}.\text{m}^{-1}$.

TAB. B.1 – Contributions des différents ions dans la conductivité électrique de l'eau de la ville à 25 °C

Ions	C (mol.L ⁻¹)	C (mol.m ⁻³)	Λ_i (S.m ² .mol ⁻¹)	κ_i (S.m ⁻¹)
HCO_3^-	2.80 X 10 ⁻³	2.80	4.45 X 10 ⁻³	1.25 X 10 ⁻²
Ca^{2+}	1.75 X 10 ⁻³	1.75	5.95 X 10 ⁻³	1.04 X 10 ⁻²
SO_4^{2-}	8.49 X 10 ⁻⁴	8.49 X 10 ⁻¹	8.00 X 10 ⁻³	6.79 X 10 ⁻³
Cl^-	5.75 X 10 ⁻⁴	5.75 X 10 ⁻¹	7.64 X 10 ⁻³	4.39 X 10 ⁻³
Na^+	5.43 X 10 ⁻⁴	5.43 X 10 ⁻¹	5.01 X 10 ⁻³	2.72 X 10 ⁻³
Mg^{2+}	4.94 X 10 ⁻⁴	4.94 X 10 ⁻¹	5.30 X 10 ⁻³	2.62 X 10 ⁻³
NO_3^-	3.39 X 10 ⁻⁵	3.39 X 10 ⁻²	7.15 X 10 ⁻³	2.42 X 10 ⁻⁴
K^+	3.33 X 10 ⁻⁵	3.33 X 10 ⁻²	7.35 X 10 ⁻³	2.45 X 10 ⁻⁴
F^-	4.21 X 10 ⁻⁶	4.21 X 10 ⁻³	5.54 X 10 ⁻³	2.33 X 10 ⁻⁵
OH^-	1.26 X 10 ⁻⁶	1.26 X 10 ⁻³	1.99 X 10 ⁻²	2.51 X 10 ⁻⁵
Fe^{2+}	5.37 X 10 ⁻⁷	5.37 X 10 ⁻⁴	-	-
Al^{3+}	2.59 X 10 ⁻⁷	2.59 X 10 ⁻⁴	-	-
H_3O^+	7.94 X 10 ⁻⁹	7.94 X 10 ⁻⁶	3.50 X 10 ⁻²	2.78 X 10 ⁻⁷

B.2 Propriétés des solutions de KCl [Robinson and Stokes, 1959]

B.2.1 Propriétés physiques

Masse volumique

L'ajout d'un sel de KCl dans un volume fini d'eau implique une augmentation de volume et une augmentation de la masse totale de la solution et ce même avant d'atteindre le maximum de solubilité qui pour le KCl dans l'eau est à 25 °C de 3.7 mol.L⁻¹. Le suivi du volume total de solution a été effectué et a mis en évidence des variations négligeables du volume total de la solution : pour la concentration en KCl la plus élevée 10⁻¹ mol.L⁻¹, une augmentation de volume correspond à 0.012 % à été mesuré. Cette augmentation de volume est même en dessous de l'incertitude sur le volume total de l'erlen. La modification de masse volumique se fait donc uniquement au travers de l'ajout en masse de KCl suivant la relation donnée par l'équation B.7 où $M_{KCl} = M_K + M_{Cl}$ est la masse molaire en KCl soit respectivement 39.098 + 35.453 = 74.551 g.mole⁻¹.

$$\varrho_1 = \varrho_0 + C_{KCl}M_{KCl} \quad (B.7)$$

L'augmentation maximale de masse volumique est obtenue pour la concentration maximale en KCl de 10⁻¹ mol.L⁻¹ qui implique une augmentation de 0.75 % de la masse volumique. Les valeurs pour les concentrations plus faibles sont regroupées dans le tableau 2.13.

Viscosité dynamique

La disparité est grande au sein de la littérature sur la viscosité d'une solution ionique. Mais la plupart des auteurs sont d'accord pour dire qu'au delà de 0.02 mole.L⁻¹, la viscosité de la solution est sensiblement modifiée et il n'est alors plus possible de modéliser l'augmentation de viscosité linéairement. Pour les concentrations les plus faibles (< 0.02 mole.L⁻¹) plusieurs corrélations sont proposées dans la littérature

[Robinson and Stokes, 1959]. Pour notre cas d'étude, les concentrations varient entre $C_{min} = 2 \times 10^{-3}$ et $C_{max} = 2 \times 10^{-1}$ mole.L⁻¹, car il faut prendre en compte ici la concentration total en ions K⁺ et Cl⁻ et non plus la concentration totale en sel de KCl.

L'augmentation de viscosité due à la présence de particules en solution a été expliquée par [Einstein, 1906] en se basant sur les équations de l'hydrodynamique et en considérant le liquide comme un milieu continu et les particules comme des sphères rigides faisant obstruction à l'écoulement. La relation obtenue est donnée par l'équation B.8 et est valide pour de faibles concentrations volumiques où ψ est la fraction volumique de particules. Ce travail fut étendu pour des concentrations supérieures [Vand, 1948] avec l'équation B.9 où Q est un paramètre d'interaction proche de 1.

$$\mu_{rel} = 1 + 2.5\phi \quad (\text{B.8})$$

$$\ln(\mu_{rel}) = \frac{2.5\phi}{1 - Q\psi} \quad (\text{B.9})$$

Après quelques modifications, l'équation B.9 donne l'équation B.10 où A_3 est une constante spécifique pour un sel donné de même que Q'. Pour les faibles concentrations, il est possible de linéariser la relation et d'obtenir l'équation B.11. Cependant, nous utiliserons la loi originelle pour ne pas risquer de sortir de son domaine de validité.

$$\log(\mu_{rel}) = \frac{A_3c}{1 - Q'c} \quad (\text{B.10})$$

$$\mu_{rel} = 1 + 2.303A_3c \quad (\text{B.11})$$

L'équation B.11 est en accord pour les faibles concentrations avec la relation de [Jones and Dole, 1929] donnée par l'équation B.12 où A_1 et A_2 sont deux coefficients qui dépendent des ions étudiés. A_1 pour KCl n'a pas pu être déterminé; cependant la valeur pour un sel ayant le même comportement (KI) donne $+5 \times 10^{-3}$ mol^{-1/2}.L^{1/2}. Pour A_2 , la valeur obtenue à partir des tables donne - 0.014 mole⁻¹.L-1.

$$\mu_{rel} = 1 + A_1\sqrt{c} + A_2c \quad (\text{B.12})$$

Pour prédire les modifications de viscosité de nos solutions de KCl, nous utiliserons la relation de l'équation B.12. L'application numérique est effectuée dans le tableau 2.13. Les modifications de la viscosité apparaissent pour les concentrations en sel de 10^{-2} et 3×10^{-2} mol/L où les augmentations respectives de viscosité sont de 0.036 % et 0.045 %.

En effet, la viscosité augmente très faiblement pour les faibles concentrations en KCl (+ 0.045 % pour 3×10^{-2} mol.L⁻¹) et diminue fortement pour les fortes concentrations en KCl (-1 % pour 1.1 mol.L⁻¹). Contrairement à ce que l'on pourrait penser la viscosité d'une solution concentrée de KCl diminue avec la concentration alors que pour les faibles concentrations elle augmente très légèrement (Fig. B.1).

Pour la plage de viscosité étudiée, on prendra en compte ces modifications tout en sachant quelles sont très faibles et ne devraient pas modifier sensiblement les résultats; en outre elles ne devraient pas être à l'origine d'une augmentation du nombre de Poiseuille.

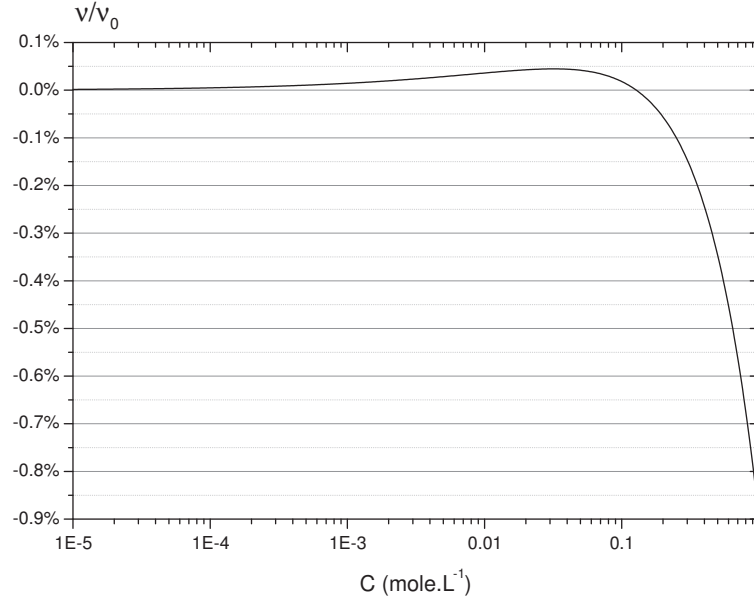


FIG. B.1 – Variation de la viscosité en fonction de la concentration en KCl.

B.2.2 Propriétés électriques

Permittivité diélectrique

La relation de [Hasted et al., 1948] avec l'équation B.13 donne la constante diélectrique de la solution en fonction de la concentration en ions de la solution. Pour un sel de KCl, la constante $\bar{\delta}$ vaut -5 M^{-1} .

$$\epsilon = \epsilon_0 + 2\bar{\delta}c_{salt} \quad (\text{B.13})$$

La modification de la constante diélectrique est fournie dans le tableau 2.13 et met en évidence une modification sensible pour la concentration la plus élevée $10^{-1} \text{ mole.L}^{-1}$ avec une réduction de la permittivité de 1.28 %.

Conductivité électrique

Afin de déterminer la conductivité électrique des solutions de KCl utilisées, il est nécessaire de définir quelques grandeurs. Tout d'abord la conductivité molaire Λ_m qui s'exprime en $\Omega^{-1}.m^2.mol^{-1}$ ou encore en $S.m^2.mol^{-1}$. La relation de l'équation B.15a est appelée la loi de Kohlrausch's est n'est cependant valable que pour des solutions à fortes concentrations. K_H : la constante de Kohlrausch's est quant à elle donnée par l'équation B.15b.

$$\begin{aligned} \Lambda_m &= \Lambda_m^0 - K_H \sqrt{C} & (a) \\ K_H &= A + B\Lambda_m^0 & (b) \\ A &= \frac{z^2 e F^2}{3\pi\eta} \sqrt{\frac{2}{\epsilon RT}} & (c) \\ B &= q \left(\frac{z^3 e F^2}{24\pi\epsilon RT} \right) \sqrt{\frac{2}{\epsilon RT}} & (d) \end{aligned} \quad (\text{B.14})$$

La conductivité molaire limite Λ_m^0 s'exprime avec la même unité que la conductivité molaire. Cette dernière traduit la limite atteinte pour les concentrations les plus faibles et fait intervenir directement les ions mis en jeu au travers de la conductivité molaire des ions eux-mêmes. Ainsi pour une solution de KCl, la conductivité limite de la solution dépend de la conductivité molaire des ions K^+ (λ_+) et Cl^- (λ_-) (Eq. B.15).

$$\Lambda_m^0 = \lambda_{K^+} + \lambda_{Cl^-} = 73.5 + 76.4 = 149.9 \times 10^{-4} \Omega^{-1} \cdot m^2 \cdot mol^{-1} \quad (B.15)$$

Pour des concentrations jusqu'à $0.1 \text{ mole} \cdot L^{-1}$, la concentration molaire est obtenue à partir de la loi de l'équation B.16 confirmée par les mesures expérimentales de [Shedlovsky and Brown, 1934, Chambers et al., 1956] (Fig. B.2).

$$\Lambda_m = 1.4985 \times 10^{-2} - 5.387 \times 10^{-3} C^{0.403} \quad (B.16)$$

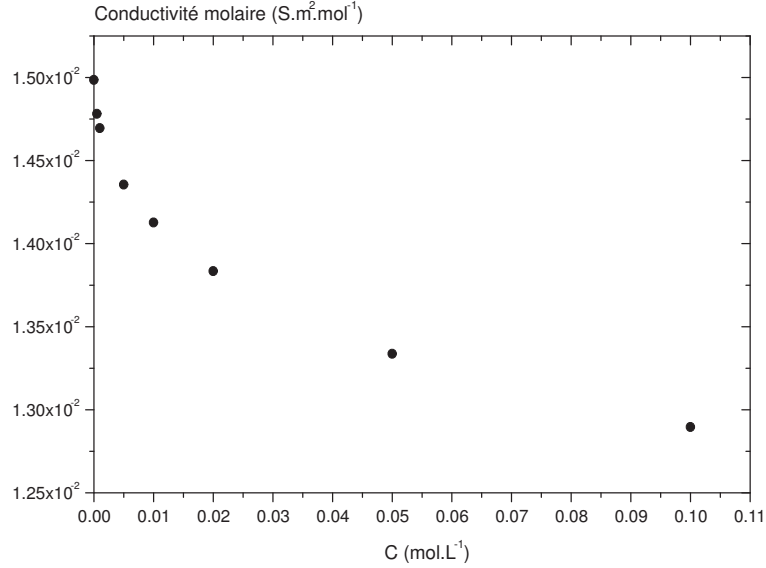


FIG. B.2 – Conductivité molaire d'une solution de KCl à différentes concentrations.

On peut ainsi définir la conductivité électrique d'une solution κ en $\Omega^{-1} \cdot m^{-1}$ ou encore en $S \cdot m^{-1}$. κ est le produit entre la conductivité molaire Λ_m et la concentration de la solution C exprimée en mole par m^3 ($1 \text{ mole} \cdot L^{-1} = 1000 \text{ mole} \cdot m^{-3}$) dans l'équation B.17. L'équation B.18 donne la variation de la conductivité électrique en fonction de la concentration en KCl pour la plage de concentration de 5×10^{-3} à $10^{-1} \text{ mole} \cdot L^{-1}$ (Fig. B.3).

$$\kappa = C \Lambda_m \quad (B.17)$$

$$\kappa = 1.697 \times 10^{-3} + 1.383 \times 10^{-2} C - 9.54 \times 10^{-6} C^2 \quad (B.18)$$

La conductivité électrique est fonction également de la température au travers de la conductivité molaire limite. Son expression est obtenue à partir des données expérimentales suivant la loi de la figure B.3. On en déduit la loi de variation de la conductivité électrique (κ) en fonction de la température en degrés Celsius (θ) et de la concentration (C) en $\text{mole} \cdot m^{-3}$ avec l'équation B.19.

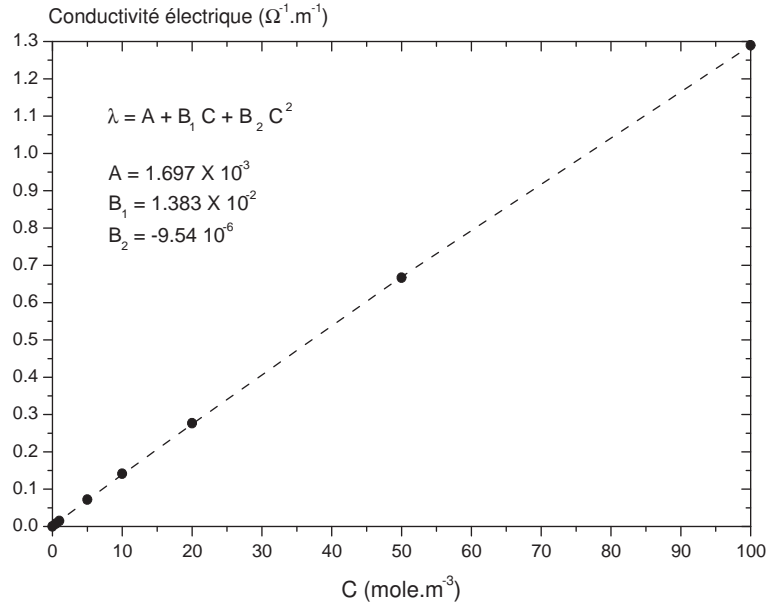


FIG. B.3 – Conductivité électrique d'une solution de KCl à différentes concentrations.

$$\kappa(\theta) = \lambda_{20^\circ C}(1 + \alpha_{20^\circ C}(\theta - 20)) \quad \alpha_{20^\circ C} = 0.025^\circ C^{-1} \quad (\text{B.19})$$

La relation qui donne la variation de la conductivité électrique en fonction de la température et de la concentration est donnée par l'équation B.20.

$$\kappa = (1.697 \times 10^{-3} + 1.383 \times 10^{-2} C - 9.54 \times 10^{-6} C^2)(1 + \alpha_{20^\circ C}(\theta - 20)) \quad (\text{B.20})$$

B.3 Propriétés du n-pentane

B.3.1 Propriétés du n-pentane liquide [KDB, 2003]

Toutes les températures sont en Kelvin.

Masse volumique en $\text{Kg} \cdot \text{m}^{-3}$ entre 293.15 K et 309.15 K

$$\rho_L(T) = 15469 - 124.11T + 0.3755T^2 - 0.0004T^3 \quad (\text{B.21})$$

Viscosité cinématique en $10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ entre 293.15 K et 309.15 K

$$\nu_L(T) = 8.4189 - 0.05922T + 1.410^{-4}T^2 - 10^{-7}T^3 \quad (\text{B.22})$$

Viscosité dynamique en Pa.s entre 143.15 K et 313.15 K

$$\mu_L(T) = 1.1015410^{-6} 10^{722.2/T} \quad (\text{B.23})$$

Chaleur spécifique en $\text{J.Kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ entre 293.15 K et 309.15 K

$$C_{pL}(T) = 589.18 + 1.5443T \quad (\text{B.24})$$

Conductivité thermique en $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ entre 293.15 K et 309.15 K

$$\lambda_L(T) = 9.067210^{-4} - 1.16810^{-6}T \quad (\text{B.25})$$

B.3.2 Propriétés du n-pentane vapeur à partir de 36 °C [KDB, 2003]

Masse volumique en Kg.m^{-3}

$$\rho_V(T) = 510^{-27}T^{10.899} \quad (\text{B.26})$$

Tension de surface en N.m^{-1}

$$\sigma(T) = 4.270510^{-2} \left(1 - \frac{T}{451.65} \right)^{1.2532} \quad (\text{B.27})$$

B.3.3 Donnée de saturation (données interne au laboratoire)

Toutes les températures sont en degrés Celsius ; les pressions sont en Pascal.

$$\mathbf{T}_{sat} = \mathbf{f}(\mathbf{P}_{sat})$$

$$\begin{aligned} T_{sat} = & 2.824410^{-30}P_{SAT}^6 - 2.238610^{-24}P_{SAT}^5 + 6.943610^{-19}P_{SAT}^4 \\ & - 1.023210^{-13}P_{SAT}^3 + 5.804310^{-09}P_{SAT}^2 + 3.847510^{-4}P_{SAT} - 8.9727 \end{aligned} \quad (\text{B.28})$$

$$\mathbf{P}_{sat} = \mathbf{f}(\mathbf{T}_{sat})$$

$$P_{sat} = 0.5329T_{SAT}^3 - 9.38T_{SAT}^2 + 1973.9T_{SAT} + 19295 \quad (\text{B.29})$$

C

Campagnes expérimentales sur les microtubes

Sommaire

C.1	Écoulements d'eau de ville	249
C.2	Écoulements d'eau distillée	250
C.3	Écoulements avec les microtubes à surfaces désactivées	251
C.4	Écoulements de solutions de KCl	252

Les résultats bruts des variations de L , (L/D) , Δ_1 , Re_{max} pour plusieurs longueurs de microtubes sont ici présentés. Le nombre de Reynolds en début d'expérience correspond au nombre de Reynolds maximum atteint.

C.1 Écoulements d'eau de ville

Figurent dans cette section, les résultats obtenus avec les 6 diamètres de microtubes.

TAB. C.1 – Données et résultats pour les microtubes de $539.69 \mu\text{m}$ de diamètre

L (mm)	L/D	Δ_1	Re_{max}
546	1011.69	68712.7	1011.8
1092	2023.38	135575.5	530.43
1647	3051.75	214935.2	350.11
2206	4087.53	274221.0	268.69
2348	4350.65	293298.8	255.50

TAB. C.2 – Données et résultats pour les microtubes de $320.7 \mu\text{m}$ de diamètre

L (mm)	L/D	Δ_1	Re_{max}
297	926.10	62435.8	385.4
412	1284.69	87518.4	283.5
498.5	1554.41	107251.0	238.5
1018	3174.31	215011.1	125.3

TAB. C.3 – Données et résultats pour les microtubes de $262.00 \mu\text{m}$ de diamètre

L (mm)	L/D	Δ_1	Re_{max}
121.3	462.98	32475.0	477.1
239.9	915.65	65714.9	251.8
361.7	1380.53	99192.7	170.8
486.2	1855.73	131467.8	126.5
609.0	2324.43	165412.2	102.1

TAB. C.4 – Données et résultats pour les microtubes de $152.28 \mu\text{m}$ de diamètre

L (mm)	L/D	Δ_1	Re_{max}
43.3	284.34	22548.8	251.4
87.1	571.97	43853.6	127.3
130.5	856.97	65419.1	85.2
174.5	1145.92	92647.9	67.2
221.5	1454.56	110914.8	52.5

TAB. C.5 – Données et résultats pour les microtubes de 107.45 μm de diamètre

L (mm)	L/D	Δ_1	Re_{max}
18.7	174.03	13844.9	345.8
36.7	341.55	28720.7	346.1
57.6	536.06	41229.0	129.6
81.1	754.77	60447.0	185.5

TAB. C.6 – Données et résultats pour les microtubes de 52.81 μm de diamètre

L (mm)	L/D	Δ_1	Re_{max}
19.9	376.82	30797.4	103.9
26.0	492.33	39669.0	84.1
29.8	564.29	45680.8	61.4
33.4	632.46	52064.3	53.1

C.2 Ecoulements d'eau distillée

Figurent dans cette section, les résultats obtenus avec les 6 diamètres de microtubes.

TAB. C.7 – Données et résultats pour les microtubes de 539.69 μm de diamètre

L (mm)	L/D	Δ_1	Re_{max}
2332.5	4321.9	274802.7	263.6
1668.0	3090.7	201055.4	314.3
1205.0	2232.8	143060.1	322.8
639.0	1184.0	79646.4	520.4

TAB. C.8 – Données et résultats pour les microtubes de 320.7 μm de diamètre

L (mm)	L/D	Δ_1	Re_{max}
298.50	930.8	61588.7	258.9
418.50	1305.0	86831.9	190.9
497.00	1549.7	92616.1	209.9
690.50	2153.1	140659.0	155.6

TAB. C.9 – Données et résultats pour les microtubes de 262.00 μm de diamètre

L (mm)	L/D	Δ_1	Re_{max}
245.2	935.9	62779.5	255.5
365.2	1393.9	90859.3	142.3
487.0	1858.8	121411.8	146.2
608.0	2320.6	147788.6	104.7

TAB. C.10 – Données et résultats pour les microtubes de 152.28 μm de diamètre

L (mm)	L/D	Δ_1	Re_{max}
41.9	275.2	21571.3	287.0
85.5	561.5	43149.3	222.1
128.5	843.8	59708.9	163.3
175.0	1149.2	80337.5	108.8
222.0	1457.8	105974.2	103.5

TAB. C.11 – Données et résultats pour les microtubes de 107.45 μm de diamètre

L (mm)	L/D	Δ_1	Re_{max}
21.6	201.0	16105.3	519.3
35.7	332.2	24817.0	237.4
56.3	524.0	39785.8	199.0
81.4	757.6	57963.7	92.7

TAB. C.12 – Données et résultats pour les microtubes de 52.81 μm de diamètre

L (mm)	L/D	Δ_1	Re_{max}
20.0	3787.2	30465.5	97.3
26.7	5055.9	39628.8	81.0
30.0	5680.7	44364.2	67.9
33.0	6248.8	50534.0	62.3

C.3 Ecoulements avec les microtubes à surfaces désactivées

Figurent dans cette section, les résultats obtenus avec les microtubes de 262.00 μm de diamètre et les surfaces internes traitées afin d'augmenter la mouillabilité du fluide (Restek®).

TAB. C.13 – Données et résultats avec l'eau distillée

L (mm)	L/D	Δ_1	Re_{max}
242.4	925.1	60521.8	294
365.6	1395.4	90036.7	137
486.0	1854.9	118925.2	88
607.0	2316.7	149055.7	102

TAB. C.14 – Données et résultats avec l'eau de la ville

L (mm)	L/D	Δ_1	Re_{max}
243.0	927.5	64268.5	192
361.0	1377.86	94873.2	162
486.0	1856.49	125383.7	106
608.0	2320.61	164895.7	87

C.4 Ecoulements de solutions de KCl

Toutes les expériences avec les solutions de KCl ont été réalisées avec un même diamètre de microtube de $152.28 \mu\text{m}$ et les mêmes longueurs de microtubes. Les résultats sont donc regroupés dans un seul tableau.

TAB. C.15 – Données et résultats pour le diamètre $152.28 \mu\text{m}$ et les concentrations en sel de KCl de 10^{-3} et $3 \times 10^{-3} \text{ mole.L}^{-1}$

L (mm)	L/D	C = $10^{-3} \text{ mole.L}^{-1}$		C = $3 \times 10^{-3} \text{ mole.L}^{-1}$	
		Δ_1	Re _{max}	Δ_1	Re _{max}
4.68	307.33	24500.3	221.8	25265.6	285.7
8.84	580.51	41788.3	127.1	42502.3	181.2
13.35	876.67	64452.6	95.3	76068.9	107.6
17.69	1161.68	89851.3	121.8	89103.6	189.4

TAB. C.16 – Données et résultats pour le diamètre $152.28 \mu\text{m}$ et les concentrations en sel de KCl de 10^{-2} , 3×10^{-2} et $10^{-1} \text{ mole.L}^{-1}$

L (mm)	L/D	C = $10^{-2} \text{ mole.L}^{-1}$		C = $3 \times 10^{-2} \text{ mole.L}^{-1}$		C = $10^{-1} \text{ mole.L}^{-1}$	
		Δ_1	Re _{max}	Δ_1	Re _{max}	Δ_1	Re _{max}
4.68	307.33	23317.9	260.4	23144.2	219.5	23693.1	246.3
8.84	580.51	43002.8	163.9	42192.5	123.5	42059.1	159.6
13.35	876.67	69846.8	119.8	65133.6	84.0	63635.8	93.7
17.69	1161.68	87270.4	126.4	86202.6	97.1	89016.2	77.1

D

Écoulement et transfert de chaleur monophasique

Sommaire

D.1 Littérature sur la convection forcée en mini & microconduites	257
D.1.1 Généralités	257
D.1.2 Importance de l'interprétation des résultats expérimentaux	257
D.1.3 Justification des écarts observés	259
D.2 Écoulement liquide au sein du minicanal	259
D.2.1 Relations théoriques en géométrie rectangulaire	259
D.2.2 Loi de perte de pression du minicanal	261

D.1 Littérature sur la convection forcée en mini & microconduites

D.1.1 Généralités

La convection forcée est la première étape d'une étude sur les transferts de chaleur. C'est pourquoi nous présentons ici quelques études qui mettent en évidence que déjà en monophasique les résultats divergent. Les dispositifs expérimentaux sont souvent utilisés afin de réaliser deux études : en monophasique puis en diphasique.

Le fluide le plus utilisé pour les études en monophasique est l'eau (77 %) puis viennent les Fréons 134a et 114 (Fig. D.1) ; l'eau ayant une chaleur spécifique très importante, elle permet à moindre coût de réaliser des expériences sur une grande plage de température (de 20 à 100 °C). Les fréons étant des fluides frigènes, ils mettent en évidence des études qui sont au final dévoué au diphasique. Les géométries les plus utilisées sont les rectangulaires (62 %) et circulaires (31 %). Peu d'études utilisent des géométries exotiques telle que la géométrie trapézoïdale (Fig. D.2).

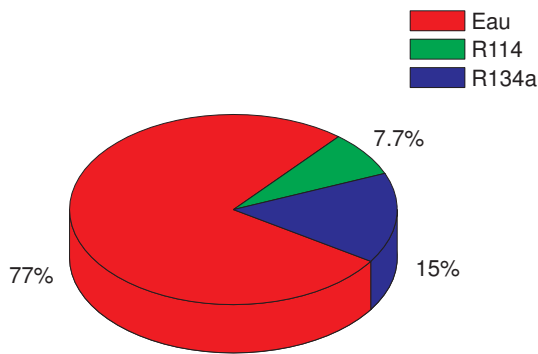


FIG. D.1 – Différents fluides utilisés en convection forcée dans les mini & microconduites

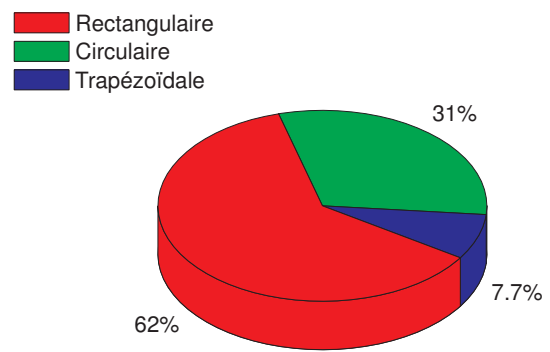


FIG. D.2 – Différentes sections utilisées en convection forcée dans les mini & microconduites

Les résultats de la littérature divergent clairement sur ce point comme on peut le constater dans le Tableau D.1. Les transferts thermiques exprimés avec le nombre de Nusselt (sans considération géométrique) sont pour certaines études (4) plus importants dans les mini et microconduites alors que pour d'autres auteurs (5 études), les transferts thermiques sont moindres ; ils y également des études qui mettent en évidence que les transferts sont inchangés (4 études). En plus de cette disparité des résultats expérimentaux sur les transferts thermiques, vient s'ajouter l'aspect contradictoire des résultats sur l'hydrodynamique. Des auteurs obtiennent des lois d'échanges plus importants tout en ayant des lois hydrodynamiques identiques. Il arrive aussi parfois que les auteurs interprètent de manière un peu hâtive leurs résultats expérimentaux, en les comparant à ceux de la théorie puis en affirmant un bon accord ; alors qu'il suffit souvent d'un écart très faible sur l'hydrodynamique pour modifier les transferts thermiques.

D.1.2 Importance de l'interprétation des résultats expérimentaux

Les expériences réalisées pour des nombres de Reynolds inférieurs à 1000 sont donc des expériences en laminaire où la rugosité de paroi n'intervient pas. Or des écarts substantiels sur le coefficient de frottement

TAB. D.1 – Etudes expérimentales de convection forcée en mini & microconduites

Auteur, année	Fluide	Géométrie	D_H (μm)	Transferts thermiques
[Peng et al., 1994]	Eau	Rect.	133 à 367	$Nu \searrow$
[Yu et al., 1995]	Eau	Circ.	52.1 et 102	$Nu \nearrow$ en turb.
[Roy and Avanic, 1996]	Eau	Rect.	247.4 et 960	-
[Adams et al., 1998]	Eau	Circ.	760 à 1090	$Nu \nearrow$ en turb.
[Harms et al., 1999]	Eau	Rect.	404 et 1923	\rightarrow en lam. et turb.
[Qu et al., 2000a]	Eau	Trap.	62 à 169	$Nu \searrow$ en lam.
[Debray et al., 2001]	Eau	Rect.	250 à 1000	$Nu \searrow$ en turb.
[Celata et al., 2001]	R114	Circ.	130	$Nu \searrow$ en lam. et \nearrow en turb.
[Owhaib and Palm, 2002]	R134a	Circ.	800 à 1700	\rightarrow en lam. et turb.
[Qu and Mudawar, 2002a]	Eau	Rect.	349	\rightarrow en lam. et turb.
[Gao et al., 2002]	Eau	Rect.	200 à 1923	$Nu \searrow$ en lam. et turb.
[Reynaud et al., 2002]	Eau	Rect.	590 à 2220	$Nu \searrow$ en lam. et \searrow en turb.
[Agostini, 2002]	R134a	Rect.	770 à 1170	\rightarrow en lam. et turb.

\searrow : plus faible que la théorie, \nearrow : plus élevé que la théorie, \rightarrow : accord avec la théorie

sont expérimentalement obtenus : + 58 % pour le 300 μm et + 25 % pour le 560 μm et ne peuvent pas être attribués à la rugosité de paroi. En ce qui concerne les résultats expérimentaux sur les transferts thermiques, ils sont inférieurs à ceux du calcul numérique que ce soit en laminaire ou en turbulent comme on peut le constater sur la Fig. D.3.

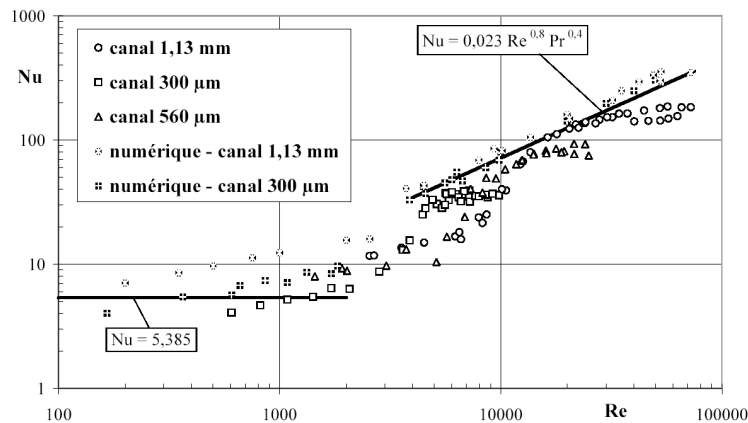


FIG. D.3 – Nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds [Reynaud et al., 2002]

La modélisation numérique permet d'intégrer les effets d'entrée et de sortie et explique le fait que le nombre de Nusselt ne soit pas constant même en régime laminaire, cependant les résultats expérimentaux sont bien inférieurs à ceux de la modélisation. Il paraît clair que la réduction de diamètre hydraulique (augmentation du coefficient de frottement à même nombre de Reynolds) entraîne une modification des transferts thermiques. Ce point n'est cependant pas abordé.

D.1.3 Justification des écarts observés

[Gao et al., 2002] ont analysé dans leur étude l'hydrodynamique et les transferts thermiques dans un microcanal rectangulaire d'épaisseur variable entre 1 mm et 100 μm avec comme fluide de l'eau déminéralisée. Ils avancent avoir retrouvé les lois classiques de l'hydrodynamique et des transferts thermiques pour les épaisseurs supérieures à 400 μm . Pour des microcanaux d'épaisseurs plus faibles, les nombres de Nusselt sont obtenus comme étant inférieurs aux valeurs de la théorie classique alors que l'hydrodynamique est en accord avec la loi de Poiseuille.

L'explication avancée est basée sur le phénomène de piégeage d'air près des parois qui agirait ainsi comme une résistance thermique. On peut cependant se demander si lors du chauffage, une telle bulle d'air grossissant ne serait elle pas expulsée de la conduite ? De plus la diminution des échanges est significative, la couplage entre l'hydrodynamique et les transferts étant un fait physique, il y a un problème au niveau de la conclusion des auteurs quand aux résultats obtenus pour des épaisseurs de microcanaux plan inférieurs à 500 μm : "There is clearly a scale effect on heat transfer and not on hydrodynamics in smooth walls microchannels flows". Cette conclusion dissocie l'hydrodynamique des transferts thermiques.

D.2 Écoulement liquide au sein du minicanal

La connaissance des lois de transferts de masse est fondamentale lors de l'interprétation des résultats expérimentaux, il est donc nécessaire de vérifier les caractéristiques du minicanal comme le coefficient de friction d'un écoulement liquide de n-pentane.

D.2.1 Relations théoriques en géométrie rectangulaire

Pour notre cas d'étude, le profil de vitesse est donné par exemple par [Shah and London, 1978] en régime laminaire par l'équation D.1 et le coefficient de frottement dérivé de cette loi est lui fonction du rapport d'aspect de la conduite comme dans l'équation D.5. Le rapport d'aspect s'exprime en fonction des notations présent avec la figure D.4 comme le rapport entre l'épaisseur du minicanal (e) et sa largeur (d). On notera par la suite ce rapport d'aspect $\alpha = e/d$.

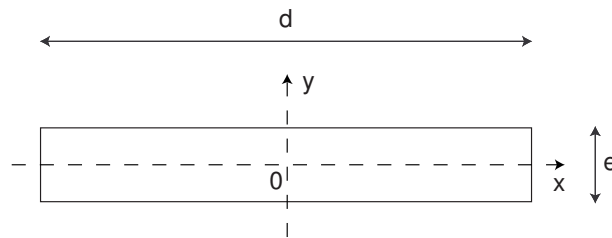


FIG. D.4 – Coupe d'une conduite rectangulaire.

Une expression simplifiée du profil de vitesse en fonction de la vitesse maximale dans la conduite est donnée par l'équation D.1 où n et m sont des constantes fonction du rapport d'aspect et sont calculées empiriquement [Shah and London, 1978] .

$$\frac{U(x, y)}{U_{max}} = \left(1 - \left(\frac{y}{e/2}\right)^m\right) \left(1 - \left(\frac{x}{d/2}\right)^n\right) \quad (\text{D.1})$$

$$m = 1.7 + \frac{0.5}{(\alpha)^{(1/4)}} \quad (D.2)$$

$$n = \begin{cases} 2 & \text{si } \alpha \leq 1/3, \\ 2 + 0.3(\alpha - 1/3) & \text{si } \alpha \geq 1/3. \end{cases} \quad (D.3)$$

Le rapport entre la vitesse maximale atteinte au centre de la conduite en $(x,y) = (0,0)$ et la vitesse débitante est donnée par l'équation D.4.

$$\frac{U_{max}}{U_m} = \left(\frac{m+1}{m} \right) \left(\frac{n+1}{n} \right) \quad (D.4)$$

Pour notre minicanal, le rapport d'aspect vaut $1/8$, ainsi $m = 2.54$ et $n = 2$; ainsi le rapport entre vitesse maximale et débitante vaut 2.1 . Le coefficient de frottement étant défini comme étant le produit entre le coefficient de frottement et le nombre de Reynolds, son expression est approchée avec une relation polynômiale d'ordre 5 avec l'équation D.5 et est représenté en figure D.5.

$$Po = \lambda * Re = 96 (1 - 1.3553\alpha + 1.9467\alpha^2 - 1.7012\alpha^3 + 0.9564\alpha^4 - 0.2537\alpha^5) \quad (D.5)$$

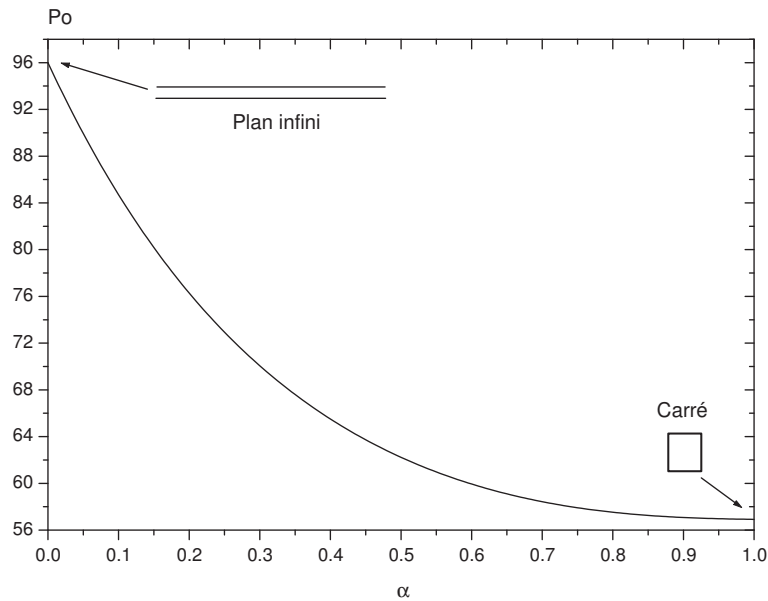


FIG. D.5 – Nombre de Poiseuille théorique en fonction du rapport d'aspect de la conduite de carré ($\alpha = 1$) à plan infini ($\alpha = 0$).

Ainsi avec un rapport d'aspect $\alpha = 0.125$, on obtient un nombre de Poiseuille théorique de 82.36 .

La longueur d'établissement hydrodynamique au sein de conduites rectangulaires est traité expérimentalement et numériquement dans la littérature, les études réalisées sur des conduites de rapports d'aspects donnés pour des écoulements laminaires mettent en évidence une décroissance du nombre de Poiseuille au fur et à mesure de l'avancée dans la conduite comme sur la figure D.6 [Shah and London, 1978].

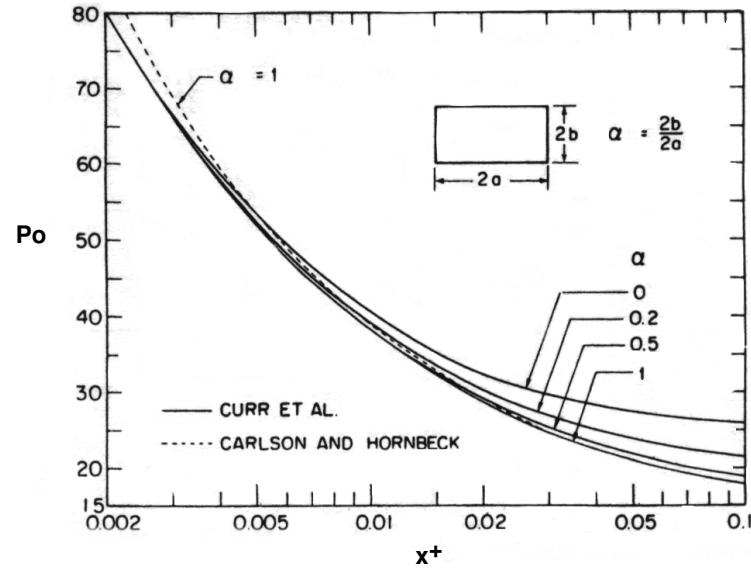


FIG. D.6 – Nombre de Poiseuille théorique pour un écoulement laminaire non établi en conduite rectangulaire en fonction de la longueur adimensionnelle.

D.2.2 Loi de perte de pression du minicanal

Mesure expérimentale

Une campagne de mesure pour des nombres de Reynolds variant de 100 à 10000 permet d'obtenir la courbe de perte de pression de notre minicanal de $0.5 \times 4 \times 200 \text{ mm}^3$. Le principe est de mesurer les variations de la perte de pression le long de l'écoulement et connaissant le débit massique d'en déduire le coefficient de frottement en régime laminaire et turbulent ; puis d'en déduire le nombre de Poiseuille.

Nous avons ainsi obtenu la courbe de la figure D.7 qui représente le coefficient de frottement en représentation log-log en fonction du nombre de Reynolds. La relation en régime laminaire déduite et proposée avec l'équation D.6a pour les nombres de Reynolds inférieurs à 1528 et en régime turbulent avec l'équation D.6c pour les nombres de Reynolds supérieurs à 4046. Entre ces deux nombres de Reynolds, on considère un régime de transition pour lequel même si la prédiction est aléatoire on prend l'équation D.6b comme loi de variation.

$$\lambda_{EXP} = \begin{cases} \frac{46.78}{Re} & \text{si } Re < 1528 \text{ (a)} \\ \frac{0.05198}{Re^{0.07225}} & \text{si } 1528 < Re < 4046 \text{ (b)} \\ \frac{0.2275}{Re^{0.25}} & \text{si } Re > 4046 \text{ (c)} \end{cases} \quad (\text{D.6})$$

Influence de la longueur d'établissement

Une expression de la longueur d'établissement en régime laminaire peut-être obtenus avec [Shah and London, 1978]. La définition de cette longueur adimensionnée est donnée avec l'équation D.7. Les travaux de quelques auteurs donnent cette longueur adimensionnée pour un rapport d'aspect de 0.125 à 0.0227 [Hanks and Ruo, 1966]

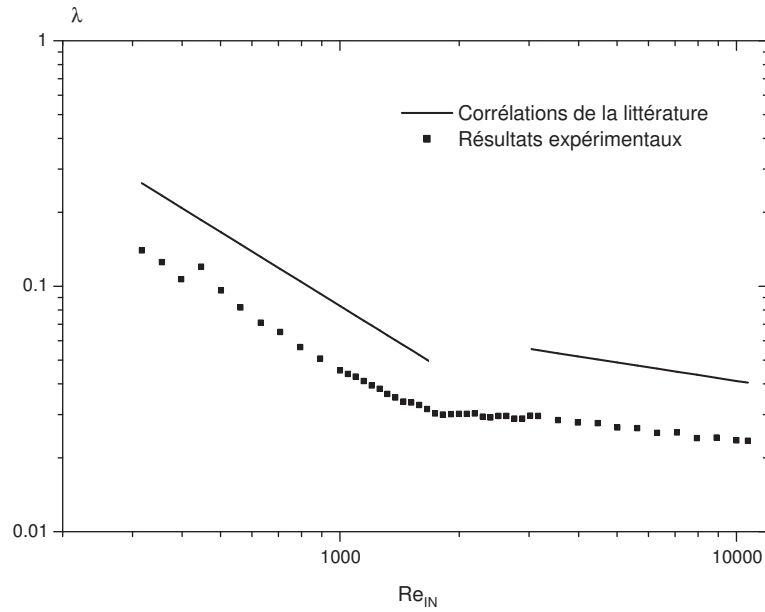


FIG. D.7 – Nombre de Poiseuille expérimental pour des nombres de Reynolds variant de 100 à 10000.

et 0.00938 [McComas, 1967]. On remarque une disparité sur les résultats issus des études de ces deux auteurs.

$$L_{HY}^+ \hat{=} \frac{L_{HY}}{D_H Re} \quad (D.7)$$

La longueur d'établissement modifie sensiblement la variation de la pression au sein du minicanal. Cependant en fonction du régime d'écoulement, il n'est pour le moment possible d'effectuer qu'une estimation en régime laminaire. En effet en faisant l'hypothèse d'un régime encore laminaire pour un nombre de Reynolds de 2000, on obtient une longueur d'établissement de $45 L_{HY}/D$ selon [Hanks and Ruo, 1966] et $19 L_{HY}/D$ selon [McComas, 1967]. Notre minicanal faisant 200 mm de long et $888.9 \mu\text{m}$ de diamètre hydraulique, ceci nous donne un ratio L/D de 225. Il apparaît donc que peu avant la transition laminaire-turbulent, la contribution de la longueur d'établissement soit entre 8 % et 20 %.

E

Modélisation de la perte de pression du minicanal

Sommaire

E.1	Présentation du modèle	267
E.1.1	Généralités	267
E.1.2	Équations par zones	267
E.1.3	Définitions	268
E.2	Pression de la zone liquide	270
E.3	Pression de la zone diphasique	270
E.4	Pression de la zone vapeur	273
E.5	Variation de la pression locale, de la perte de pression totale	274
E.6	Analyse du modèle	274

E.1 Présentation du modèle

E.1.1 Généralités

Un modèle 1D stationnaire de l'ébullition dans le minicanal est ici développé. Afin de modéliser la perte de pression de l'écoulement dans son ensemble, 3 pertes de pressions distinctes sont prises en compte pour chacune des zones de l'écoulement : liquide, diphasique et vapeur. La zone diphasique est considérée comme un mélange homogène aux propriétés physiques qui évoluent dans le minicanal du début de la zone diphasique à la fin de cette dernière.

Les trois équations de base qui seront ici utilisées sont : le bilan de conservation de la masse (Eq.E.1), l'équation de bilan de quantité de mouvement (Eq.E.2) et l'équation de bilan d'énergie (Eq.E.3). Ces trois équations sont appliquées pour un écoulement stationnaire, dans une géométrie 1D avec des propriétés physiques dans la zone liquide et la zone vapeur constantes.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U)}{\partial z} = 0 \quad (\text{E.1})$$

$$\rho \left(\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial z} \right) + F_R[U, z] + \frac{\partial P}{\partial z} + \rho g = 0 \quad (\text{E.2})$$

$$\rho \frac{\partial H}{\partial t} + \rho U \frac{\partial H}{\partial z} = \frac{\partial P}{\partial t} + U \frac{\partial P}{\partial z} + U F_R[U, z] + Q \quad (\text{E.3})$$

La température de changement de phase (température de saturation) est fonction de la pression mais sera ici considérée comme constante en supposant que de faibles surpressions. La densité de puissance (Q) fournie au minicanal est supposée constante.

F_R est la force de frottement du fluide qui peut aisément être définie dans les zones liquide et vapeur. Pour le milieu semi-homogène, le terme de frottement entre phases est modélisé par un coefficient appelé : multiplicateur diphasique de Martinnelli ; ce coefficient dans notre cas est appliqué à la perte de pression de l'écoulement liquide équivalent.

Q est la puissance thermique totale fournie au minicanal par unité de longueur et par unité de section droite. Son expression pour un écoulement stationnaire 1D est donnée par l'équation E.4.

$$Q \doteq \frac{q_w(d + 2e)}{S_H} \quad (\text{E.4})$$

L'équation de conservation de la masse (Eq.E.1) donne que les vitesses débitantes liquide et vapeur dans les zones liquide et vapeur sont constantes. La vitesse du milieu diphasique varie elle entre ces deux extrêmes comme les propriétés physiques de cette zone. Dans les équations qui vont suivre le paramètre $[z]$ sera ajouté afin de bien faire la différence entre les grandeurs constantes et celles qui varient le long de l'écoulement.

E.1.2 Équations par zones

Les 3 équations de bilan appliquées pour l'écoulement stationnaire, 1D sont simplifiées, couplées et donnent pour les trois zones les 9 équations détaillées ci-dessous :

– pour la zone liquide, les équations E.5, E.6 & E.7 :

$$\frac{\partial U_L}{\partial z} = 0 \quad (\text{E.5})$$

$$\frac{\partial P_L[z]}{\partial z} = -\rho_L g - \frac{\rho_L U_L^2 \lambda[Re_L]}{2D_H} \quad (\text{E.6})$$

$$\rho_L U_L C_{pL} \frac{\partial T_L[z]}{\partial z} = U_L \frac{\partial P_L[z]}{\partial z} + \frac{\rho_L U_L^3 \lambda[Re_L]}{2D_H} + \frac{q_W(d+2e)}{S_H} \quad (\text{E.7})$$

– pour la zone diphasique, les équations E.8, E.9 & E.10 :

$$\frac{\partial(\rho_B[z]U_B[z])}{\partial z} = 0 \quad (\text{E.8})$$

$$\rho_B[z]U_B[z] \frac{\partial U_B[z]}{\partial z} + \frac{\partial P_B[z]}{\partial z} = -\rho_B[z]g - \frac{\phi^2[z]\rho_L U_L^2 \lambda[Re_L]}{2D_H} \quad (\text{E.9})$$

$$U_B[z] \frac{\partial P_B[z]}{\partial z} + U_B[z] \frac{\rho_L U_L^2 \phi^2[z] \lambda[Re_L]}{2D_H} + \frac{q_W(d+2e)}{S_H} = \rho_B[z]U_B[z]L_V \frac{\chi[z]}{\partial z} \quad (\text{E.10})$$

– pour la zone vapeur, les équations E.11, E.12 & E.13 :

$$\frac{\partial U_V}{\partial z} = 0 \quad (\text{E.11})$$

$$\frac{\partial P_V[z]}{\partial z} = -\rho_V g - \frac{\rho_V U_V^2 \lambda[Re_V]}{2D_H} \quad (\text{E.12})$$

$$\rho_V U_V C_{pV} \frac{\partial T_V[z]}{\partial z} = U_V \frac{\partial P_V[z]}{\partial z} + \frac{\rho_V U_V^3 \lambda[Re_V]}{2D_H} + \frac{q_W(d+2e)}{S_H} \quad (\text{E.13})$$

E.1.3 Définitions

Pour la suite du modèle, les nombres de Reynolds dans la zone liquide et la zone vapeur sont définis avec les équations E.14(a) & E.14(b). La vitesse de la vapeur dans la zone vapeur est donnée par l'équation de conservation de la masse ce qui donne l'équation E.15.

$$Re_L = \frac{U_L D_H}{\nu_L} \quad (a) \quad Re_V = \frac{U_V D_H}{\nu_V} \quad (b) \quad (\text{E.14})$$

$$U_V = \frac{\rho_L}{\rho_V} U_L \quad (\text{E.15})$$

Afin de calculer la perte de pression totale du minicanal, les trois zones possibles dans le minicanal sont définies (Fig. E.1). La longueur de sous-refroidissement est calculée en remplaçant $\frac{\partial P_L}{\partial z}$ de l'équation E.6 dans l'équation E.7.

Z_L est défini comme étant la côte dans le minicanal où le fluide a atteint la température de saturation. L'équation ainsi obtenue est l'équation E.16 où le terme gravitaire est négligé rapidement par un calcul

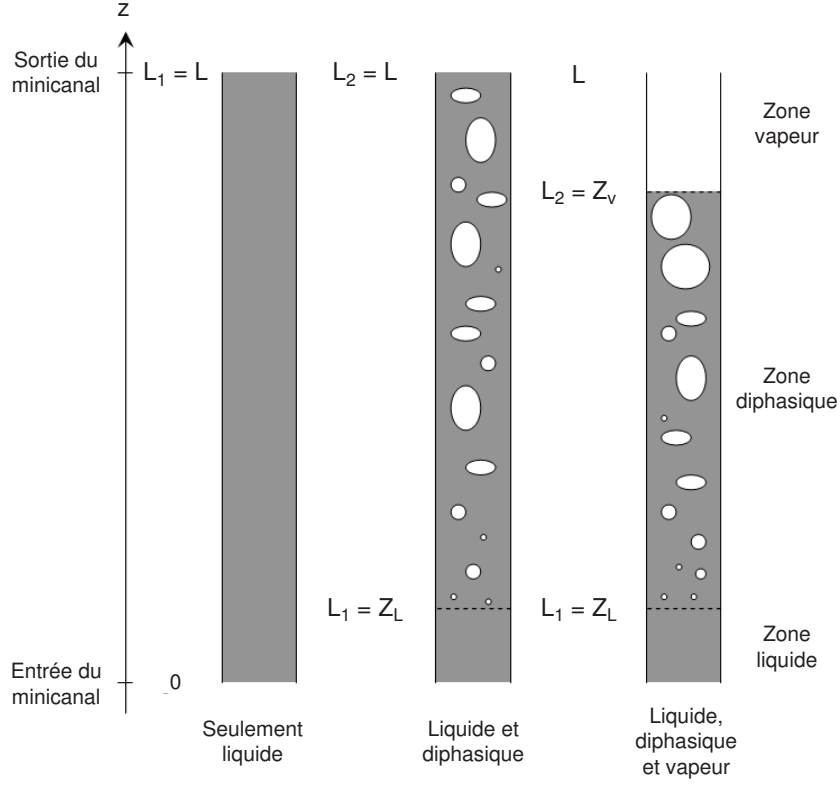


FIG. E.1 – Différentes zones possible dans le minicanal en fonction des paramètres d'entrée : densité de puissance et débit liquide injecté.

d'ordre de grandeur : $U_L \rho_L g \sim 10^4$ et $\frac{q_W(d+2e)}{S_H} \sim 10^7$. Puis l'équation est intégrée de $z = 0$ à $z = Z_L$ pour donner l'équation E.17.

$$\rho_L U_L C_{pL} \frac{\partial T_L[z]}{\partial z} = -U_L \rho_L g + \frac{q_W(d+2e)}{S_H} \quad (\text{E.16})$$

$$Z_L = \frac{S_H C_{pL} \rho_L U_L (T_{SAT} - T_{IN})}{q_W(d+2e)} \quad (\text{E.17})$$

Z_V qui est la côte pour laquelle le titre vapeur vaut 1, c'est à dire le début de la zone vapeur est obtenue en utilisant la chaleur latente de changement de phase. La longueur de la zone diphasique est alors obtenue en remplaçant $\frac{\partial P_B}{\partial z}$ de l'équation E.9 dans l'équation E.10 ce qui donne l'équation E.18.

$$-U_B[z] \rho_B[z] g + \rho_B[z] U_B^2[z] \frac{\partial U_B[z]}{\partial z} + \frac{q_W(d+2e)}{S_H} = \rho_B[z] U_B[z] L_V \frac{\chi[z]}{\partial z} \quad (\text{E.18})$$

Dans l'équation E.18, le terme $\rho_B[z] U_B[z]$ est remplacé par $\rho_L U_L$ grâce à l'équation de conservation de la masse (Eq. E.8). Puis cette équation est intégrée du début de la zone diphasique ($z = Z_L$) à la fin de la zone diphasique ($z = Z_V$). Il est alors possible d'exprimer Z_V avec l'équation E.19 en simplifiant par les termes négligeables comme les termes gravitaires, la vitesse d'injection du liquide face à la vitesse de la vapeur et à la chaleur latente de vaporisation.

$$Z_V = Z_L + \frac{\rho_L U_L S_H}{q_W (d + 2e)} \left(L_V + \frac{1}{2} U_V^2 \right) \quad (\text{E.19})$$

Pour calculer la perte de pression pour toutes les vitesses liquides d'injection, deux longueurs sont définies comme cela est présenté sur la figure E.1. L_1 est défini par l'équation E.20(a) comme étant la fin de la zone liquide qui peut soit être la fin du minicanal si la densité de puissance fourni n'est pas suffisante, soit être la côte Z_L . L_2 est défini par l'équation E.20(b) comme étant la fin de la zone diphasique qui peut soit être la fin du minicanal (L) soit la côte Z_V .

$$L_1 \hat{=} \min[Z_L, L] \quad (a) \quad L_2 \hat{=} \min[Z_V, L] \quad (b) \quad (\text{E.20})$$

E.2 Pression de la zone liquide

La variation de la pression dans la zone liquide est obtenue en intégrant l'équation E.6 entre le début du minicanal et une côte comprise entre 0 et L_1 qui sera notée par la suite : ζ . Si la pression d'injection est connue alors la détermination des pressions locales par zone ne posera pas de problème. Si cette dernière n'est pas connue, il faudra alors remplacer la pression d'entrée par la perte de pression plus la pression de sortie.

Pour notre configuration, nous considérerons que la pression de sortie est égale à la pression atmosphérique donc en relatif valant 0. Ainsi la pression d'injection sera égale à la perte de pression.

$$P_L[\zeta] - P_{IN} = \int_0^\zeta \frac{\partial P_L[z]}{\partial z} dz = \left(\rho_L g + \frac{\rho_L}{2D_H} \lambda [Re_L] U_L^2 \right) \zeta \quad (\text{E.21})$$

$$\Delta P_T \hat{=} P_{IN} - P_{OUT} \quad (\text{E.22})$$

La perte de pression de la zone liquide est déterminée en intégrant l'équation E.6 entre le début du minicanal et la côte L_1 . L'expression de la perte de pression est donnée par l'équation E.23.

$$\Delta P_L = \int_0^{L_1} \frac{\partial P_L[z]}{\partial z} dz = \left(\rho_L g + \frac{\rho_L}{2D_H} \lambda [Re_L] U_L^2 \right) L_1 \quad (\text{E.23})$$

Le coefficient de frottement de l'écoulement liquide dans le minicanal est nécessaire pour continuer. La littérature [Idel'cik, 1969] donne une corrélation pour les écoulements en conduite rectangulaire. Avec notre rapport d'aspect de 1/8, la corrélation implique un coefficient multiplicateur de 1.3 par rapport au coefficient de frottement dans une conduite circulaire.

Nos mesures expérimentales du coefficient de frottement mettent en évidence, des résultats légèrement différents. Les résultats expérimentaux du coefficient de frottement seront utilisés pour la suite du calcul (voir Annexe D.2).

E.3 Pression de la zone diphasique

Pour calculer la perte de pression de la zone diphasique, il est nécessaire calculer quelques grandeurs caractéristiques de l'écoulement diphasique. La vitesse du mélange homogène dans la zone diphasique est obtenue par l'intégration spatiale de l'équation E.8 entre le début et la fin de la zone diphasique, c'est

à dire les longueurs L_1 et L_2 . La vitesse du mélange diphasique peut alors être exprimée par l'équation E.24 mais qui fait intervenir l'expression de la masse volumique diphasique.

$$U_B[z] = \frac{U_L \rho_L}{\rho_B[z]} \quad (\text{E.24})$$

La densité de puissance fournie est considérée comme constante le long de l'écoulement, l'expression du titre local $\chi[z]$ peut donc être obtenue en intégrant l'équation E.18 du début de la zone diphasique à une côte z . L'expression mise en forme donne l'équation E.25.

$$-g + \frac{1}{2} \frac{\partial U_B^2[z]}{\partial z} + \frac{q_W(d+2e)}{U_L \rho_L S_H} = L_V \frac{\chi[z]}{\partial z} \quad (\text{E.25})$$

En analysant, l'importance des différents termes, il apparaît que le terme gravitaire et le terme inertiel sont négligeables devant la densité de puissance apportée. Ainsi, il est possible d'intégrer l'équation E.25 afin d'obtenir l'expression du titre vapeur qui est donnée par l'équation E.26.

$$\chi[z] = \frac{z - L_1}{Z_V - L_1} \quad (\text{E.26})$$

Le taux de vide est déduit du titre vapeur en utilisant un modèle de glissement entre phase. Le choix du modèle est un point clé de la modélisation. Physiquement, la vitesse de glissement entre phases varie comme les paramètres physiques entre 1 et $\frac{\rho_L}{\rho_V}$.

Le choix d'un modèle ou d'un autre changera en conséquence la variation du taux de vide (Fig. E.2) de la vitesse du mélange diphasique (Fig. E.3) et donc de la perte de pression de la zone diphasique, le modèle qui correspondrait donc le mieux aux variations physiques est le modèle de [Smith, 1971] ; or couplé avec la loi de variation du taux de vide, il implique une résolution mathématique lourde qui ne permet pas alors d'intégrer la variation de la masse volumique diphasique (voir le calcul de K_1 et de K_2).

Le modèle est choisi est celui de [Zivi, 1964] avec l'équation E.28(b) qui est certes une approximation des variations réelles de la vitesse de glissement mais qui permet de calculer les intégrales K_1 et de K_2 .

$$\alpha[z] = \frac{\chi[z] \rho_L}{\chi[z] \rho_L + S[z] \rho_V (1 - \chi[z])} \quad (\text{E.27})$$

$$S[z] = \begin{cases} 1 & \text{(a) Modèle homogène [Whalley, 1987, Carey, 1992],} \\ \left(\frac{\rho_L}{\rho_V}\right)^{1/3} & \text{(b) Modèle de Zivi [Zivi, 1964],} \\ \left(1 + \chi[z] \left(\frac{\rho_L}{\rho_V} - 1\right)\right)^{1/2} & \text{(c) Modèle de Chisholm [Chisholm, 1972],} \\ 1 + \frac{\rho_L}{\rho_V} \chi[z] & \text{(d) Modèle de Smith [Smith, 1971],} \\ \text{Corrélation CISE} & \text{(e) Modèle de Premoli [Premoli et al., 1970].} \end{cases} \quad (\text{E.28})$$

En utilisant le taux de vide, la masse volumique du mélange diphasique est construite est donne l'équation E.29.

$$\rho_B[z] = \alpha[z] \rho_V + (1 - \alpha[z]) \rho_L \quad (\text{E.29})$$

La perte de pression du mélange homogène fait intervenir le multiplicateur diphasique de Lockart-Martinnelli. La perte de pression de la zone diphasique sera égale au multiplicateur $(\phi^2[z])$ appliqué à

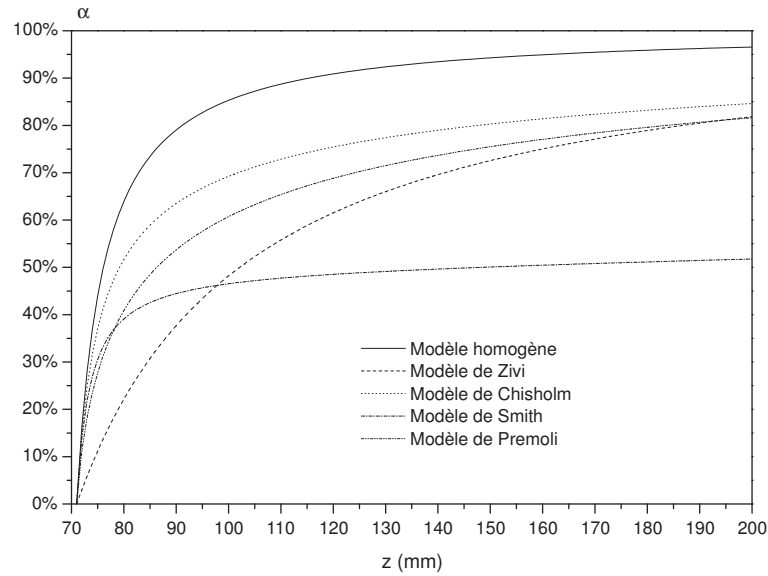


FIG. E.2 – Variation du taux de vide dans le minicanal pour une densité de puissance de 89.9 kW.m-2 et une vitesse débitante de 1 m.s-1 pour différents modèles de vitesse de glissement

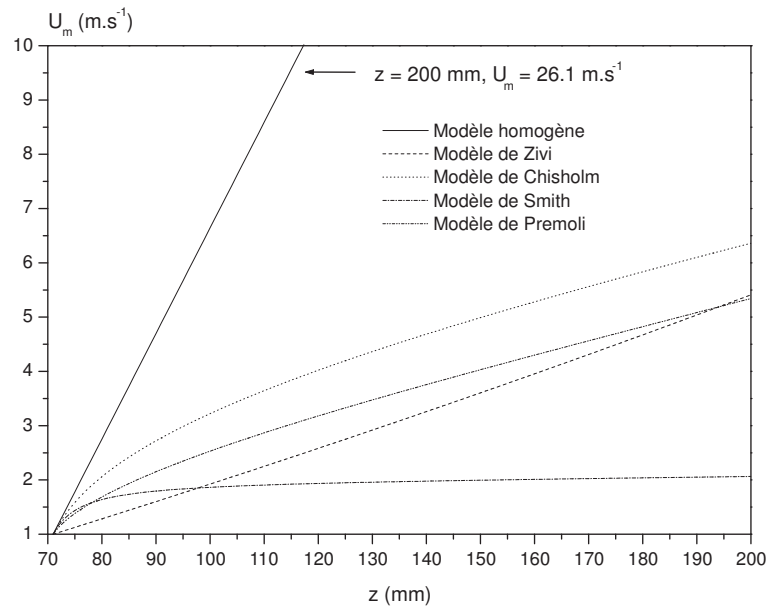


FIG. E.3 – Variation de la vitesse du mélange diphasique dans le minicanal pour une densité de puissance de 89.9 kW.m-2 et une vitesse débitante de 1 m.s-1 pour différents modèles de vitesse de glissement

la perte de pression de l'écoulement totalement liquide ou vapeur équivalent. Dans notre cas, nous nous baserons sur un écoulement équivalent liquide. Le coefficient multiplicateur est donné par l'équation E.30 [Carey, 1992].

$$\phi^2[z] = \frac{1 + \frac{\rho_L - \rho_V}{\rho_V} \chi[z]}{\left(1 + \frac{\nu_L \rho_L - \nu_V \rho_V}{\nu_V \rho_V} \chi[z]\right)^{1/4}} \quad (\text{E.30})$$

La variation de pression locale dans la zone diphasique est obtenue en intégrant l'équation E.9 entre le début de la zone diphasique (L_1) et la côte ζ .

$$P_B[\zeta] - P_L[L_1] = \int_{L_1}^{\zeta} \frac{\partial P_B[z]}{\partial z} dz = -gK_1[\zeta] - \frac{\rho_L K_2[\zeta] U_L^2 \lambda[Re_L]}{2D_H} - \rho_L U_L (U_B[\zeta] - U_L) \quad (\text{E.31})$$

où $K_1[\zeta]$ et $K_2[\zeta]$ sont définis par l'équation E.32.

$$K_1[\zeta] = \int_{L_1}^{\zeta} \rho_B[z] dz \quad (a) \quad K_2[\zeta] = \int_{L_1}^{\zeta} \phi^2[z] dz \quad (b) \quad (\text{E.32})$$

La perte de pression peut ainsi être exprimée en intégrant l'équation E.9 entre le début (L_1) et la fin (L_2) de la zone diphasique pour donner finalement l'équation E.33.

$$\Delta P_B = \int_{L_1}^{L_2} \frac{\partial P_B[z]}{\partial z} dz = -gK_1[L_2] - \frac{\rho_L K_2[L_2] U_L^2 \lambda[Re_L]}{2D_H} - \rho_L U_L (U_B[L_2] - U_L) \quad (\text{E.33})$$

Ainsi, la perte de pression totale de la zone diphasique devient la somme de trois contributions appelées : le terme d'accélération avec ΔP_{B1} dans l'équation E.34, le terme gravitationnel avec ΔP_{B2} dans l'équation E.35 et le terme de frottement avec ΔP_{B3} est l'équation E.36.

$$\Delta P_{B1} = \rho_L U_L (U_B[L_2] - U_L) \quad (\text{E.34})$$

$$\Delta P_{B2} = gK_1 \quad (\text{E.35})$$

$$\Delta P_{B3} = \frac{\rho_L}{2D_H} K_2 U_L^2 \lambda[Re_L] \quad (\text{E.36})$$

E.4 Pression de la zone vapeur

La variation de la pression locale dans la zone vapeur est obtenue en intégrant l'équation E.12 entre la fin de la zone diphasique et la côte : ζ .

$$P_V[\zeta] - P_B[L_2] = \int_{L_2}^{\zeta} \frac{\partial P_V[z]}{\partial z} dz = \left(\rho_V g + \frac{\rho_V}{2D_H} \lambda[Re_V] U_V^2 \right) (\zeta - L_2) \quad (\text{E.37})$$

La perte de pression de la zone vapeur est déterminée en intégrant l'équation E.12 entre le début de la zone vapeur et la fin du minicanal soit entre L_2 et L . L'expression ainsi obtenue est donnée par E.38.

$$\Delta P_V = \int_{L_2}^L \frac{\partial P_V[z]}{\partial z} dz = \left(\rho_V g + \frac{\rho_V}{2D_H} \lambda[Re_V] U_V^2 \right) (L - L_2) \quad (\text{E.38})$$

E.5 Variation de la pression locale, de la perte de pression totale

Les pertes de pression par zones ont été calculées. Maintenant en fonction des conditions d'entrée : débit liquide et densité de puissance, la variation de la pression dans le minicanal est donnée par la relation E.39.

$$P_T[\zeta] = \begin{cases} P_L[\zeta] & \text{si } \zeta \in [0, L_1], \\ P_B[\zeta] & \text{si } \zeta \in [L_1, L_2], \\ P_V[\zeta] & \text{si } \zeta \in [L_2, L]. \end{cases} \quad (\text{E.39})$$

La perte de pression totale est donnée par l'équation E.40. Cette expression inclu les zones liquide, diphasique et vapeur.

$$\Delta P_T = \Delta P_L + \Delta P_B + \Delta P_V \quad (\text{E.40})$$

Il est possible de regrouper chaque contribution comme dans la section sur la perte de pression diphasique. Il apparaît alors un terme gravitationnel donné par l'équation Eq.E.42(a), un terme inertiel donné par l'équation Eq.E.42(b) et un terme de frottement donné par l'équation Eq.E.42(c).

$$\begin{aligned} \Delta P_T &= g [\rho_L L_1 + K_1 + \rho_V (L - L_2)] \quad (a) \\ &+ \rho_L U_L (U_B[L_2] - U_L) \quad (b) \\ &+ \frac{\rho_L \lambda [Re_L] U_L^2 (L_1 + K_2) + \rho_V \lambda [Re_V] U_V^2 (L - L_2)}{2D_H} \quad (c) \end{aligned} \quad (\text{E.41})$$

E.6 Analyse du modèle

Ce modèle fournit des informations qui peuvent être utiles à la compréhension du changement de phase. La connaissance des côtes d'apparitions des différentes zones permet d'accéder à la variation de la longueur de zone diphasique (Fig. E.4). Les différentes contributions de la perte de pression sont également accessibles au travers de ce modèle.

Cependant, l'utilisation de corrélations qui sont ne valables que pour des domaines limités pose un souci quand l'écoulement change radicalement de structure d'écoulement. Ainsi le modèle qui a été mis au point ici est basé sur des équations stationnaires, or l'écoulement dans le minicanal présente à la fois des structures d'écoulements diverses mais également des instationnarités qui ne sont pas ici prises en compte. Ainsi, des écarts peuvent apparaître entre la réalité et la modélisation comme c'est le cas sur la figure E.5 qui représente la variation de la perte de pression totale du minicanal.

La comparaison avec un résultat expérimental met en évidence que l'écart croît entre la modélisation et l'expérience au fur et à mesure que les instationnarités augmentent en amplitude. D'un point de vue énergétique ou de quantité de mouvement, ce sont les instationnarités négligées dans le modèle qui dissipent cette énergie et cette quantité de mouvement et qui donc ne se retrouve pas prise en compte dans les bilans.

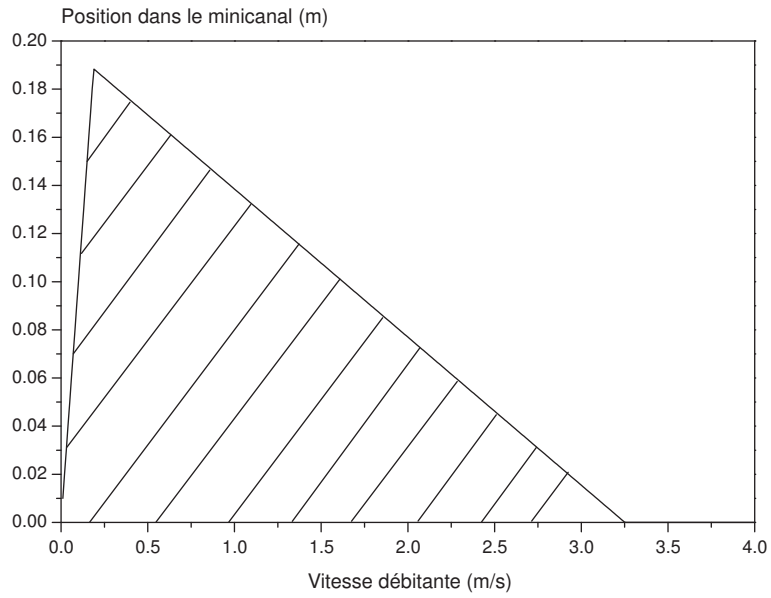


FIG. E.4 – Variation de la longueur de la zone diphasique dans le minicanal en fonction de la vitesse du liquide injecté.

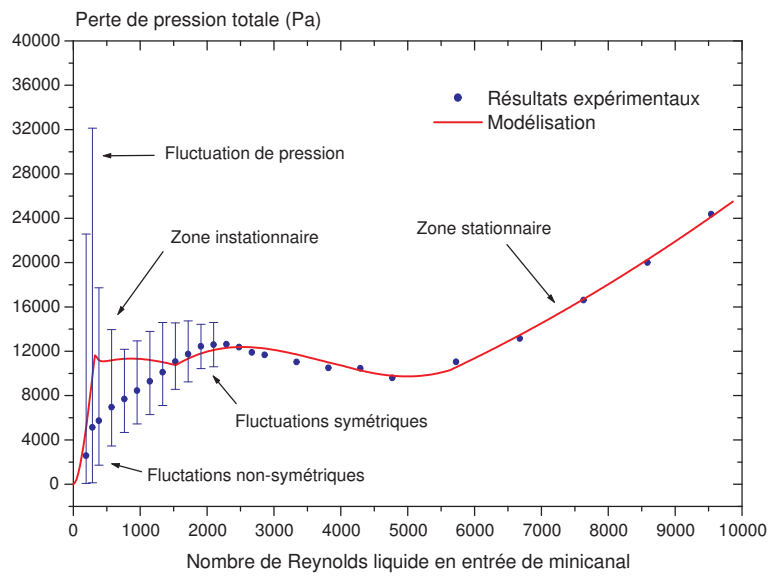


FIG. E.5 – Variation de la perte de pression totale du minicanal comparée avec des résultats expérimentaux en fonction de la vitesse d'injection du liquide [$Q_W = 89.9 \text{ kW}\cdot\text{m}^{-2}$].

Références

- [Adams et al., 1998] Adams, T. M., Abdel-Khalik, S. I., Jeter, S. M., and Qureshi, Z. H. (1998). An experimental investigation of single-phase forced convection in microchannels. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 41(6-7) :851–857.
- [Agostini, 2002] Agostini, B. (2002). *Etude expérimentale de l'ébullition de fluide réfrigérant en convection forcée dans des mini-canaux*. PhD thesis, Université Joseph Fourier - Grenoble I.
- [Anduze, 2000] Anduze, M. (2000). *Etude expérimentale et numérique de microécoulements liquides dans les microsystèmes fluidiques*. PhD thesis, INSA de Toulouse.
- [Babelli and Ishii, 2001] Babelli, I. and Ishii, M. (2001). Flow excursion instability in downward flow systems. part ii : Two-phase instability. *Nuclear Engineering and Design*, 206 :97–104.
- [Bergles, 1976] Bergles, A. E. (1976). Review of instabilities in two-phase systems. In *Two-phase flows & heat transfer*, pages 383–423. NATO advanced study institute, Istanbul.
- [Bergles et al., 1967] Bergles, A. E., Lopina, R. F., and Fiori, M. P. (1967). Critical-heat-flux and flow-pattern observations for low-pressure water flowing in tubes. *Journal of Heat Transfer*, 89 :69–74.
- [Biancone et al., 1965] Biancone, F., Campanile, A., Galimi, G., and Goffi, M. (1965). Forced convection burnout and hydrodynamic instability for water at high pressure - part i : Presentation of data for round tubes with uniform and non-uniform power distribution. Contract 008-61-12, SORIN, Centro Ricerche Nucleari. realized for the European Atomic Energy Community.
- [Blum et al., 1996] Blum, J., Marquard, W., and Auracher, H. (1996). Stability of boiling systems. *Int. Journal of Heat and Mass Transfer*, 39(14) :3021–3033.
- [Bouré et al., 1973] Bouré, J. A., Bergles, A. E., and Tong, L. S. (1973). Review of two-phase flow instability. *Nuclear Engineering and Design*, 25 :165–192.
- [Bouré and Mihaila, 1967] Bouré, J. A. and Mihaila, A. (1967). The oscillatory behavior of heated channels. In *Symp. on two-phase flow dynamics - Eindhoven Sept 1967*, pages 695–720.
- [Bower and Mudawar, 1994] Bower, M. B. and Mudawar, I. (1994). High flux boiling in low flow rate, low pressure drop mini-channel and micro-channel heat sinks. *Int. Journal of Heat and Mass Transfer*, 37(2) :321–334.
- [Brutin and Tadrist, 2003a] Brutin, D. and Tadrist, L. (2003a). Experimental friction factor of a liquid flow in microtubes. *Physics of Fluids*, 15(3) :653–661.
- [Brutin and Tadrist, 2003b] Brutin, D. and Tadrist, L. (2003b). Modeling of surface-fluid electrokinetic coupling on the laminar flow friction factor in microtubes. *Microscale thermophysical Engineering*. Proposed for transfer from conference paper to article.

- [Brutin and Tadrisk, 2004] Brutin, D. and Tadrisk, L. (2004). Pressure drop and heat transfer analysis on flow boiling in a minichannel : influence of the inlet condition on two-phase flow stability. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47(10-11) :2365–2377.
- [Brutin et al., 2003a] Brutin, D., Topin, F., and Tadrisk, L. (2003a). Experimental study of unsteady convective boiling in heated minichannels. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 46(16) :2957–2965.
- [Brutin et al., 2003b] Brutin, D., Topin, F., and Tadrisk, L. (2003b). A transient method for the liquid laminar flow friction factor in microtubes. *AIChE Journal - Fluid Mechanics and Transport Phenomena*, 49(11).
- [Caen et al., 1996] Caen, R., Mas, I., and Colin, S. (1996). Ecoulements non permanents dans les microcanaux : Réponse fréquentielle des microtubes pneumatiques. *C. R. Acad. Sci. II b*, 323 :805–812.
- [Carey, 1992] Carey, V. P. (1992). *Liquid-Vapor Phase-Change Phenomena*. Hemisphere Publishing Corporation, New York.
- [Cathelinais and Lheur, 2003] Cathelinais, C. and Lheur, V. (2003). L'impression à jet d'encre. <http://www.01net.com/article/215178.html>. Article pour Micro Hebdo.
- [Celata et al., 2001] Celata, G.-P., Cumo, M., Guglielmi, and Zummo, G. (2001). Experimental investigation of hydraulic and single phase heat transfer in 0.130 mm capillary tube. In *Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics, and Thermodynamics - ExHFT-5*, volume 1. Edizioni ETS - Pisa.
- [Celata et al., 2002] Celata, G. P., Cumo, M., Guglielmi, M., and Zummo, G. (2002). Experimental investigation of hydraulic and single phase heat transfer in 0.130 mm capillary tube. *Microscale Thermophysical Engineering*, 6 :85–97.
- [Chambers et al., 1956] Chambers, J. F., Stokes, J. M., and Stokes, R. H. (1956). -. *Journal of Physical Chemistry*, 60 :985.
- [Chang et al., 1996] Chang, S. H., Kim, Y. I., and Baek, W.-P. (1996). Derivation of mechanistic critical heat flux model ofr water based on flow instabilities. *Int. Communication in Heat and Mass Transfer*, 23(8) :1109–1119.
- [Chen et al., 2002] Chen, W. L., Twu, M. C., and Pan, C. (2002). Gas-liquid two-phase flow in microchannels. *International Journal of Multiphase Flow*, 28 :1235–1247.
- [Chisholm, 1972] Chisholm, D. (1972). An equation for velocity ratio in two-phase flow. Technical report, NEL Report 535.
- [Choi et al., 1991] Choi, S. B., Barron, R. F., and Warrington, R. O. (1991). Fluid flow and heat transfer in microtubes. In ASME, editor, *Micromechanical Sensors, Actuators, and Systems*, volume 32, pages 123–134.
- [Cioulachtjian, 1989] Cioulachtjian, S. (1989). *Analyse des transferts de chaleur avec changement de phase dans un milieu poreux non consolidé. Etude expérimentale et modélisation*. PhD thesis, Thèse de doctorat de l'IUSTI - Université d'Aix-Marseille I.
- [Colin et al., 1996] Colin, C., Fabre, J., and McQuillen, J. (1996). Bubble and slug flow at microgravity conditions : state of knowkedge and open questions. *Chemical Engineering Communications*, 141-142 :155–173.
- [Colin, 2001] Colin, S. (2001). *Dossier d'habilitation à diriger des recherches - Synthèse des travaux de recherche*. PhD thesis, Laboratoire de Génie Mécanique de Toulouse, INSAT, 135 avenue de Rangueil, 31077 Toulouse.

-
- [Cornwell and Kew, 1992] Cornwell, K. and Kew, P. A. (1992). Boiling in small parallel channels. In *International Conference in Eneergy Efficiency in Process Technology*, volume 14594, pages 624–638.
- [Damianides and Westwater, 1988] Damianides, C. A. and Westwater, J. W. (1988). Two-phase flow patterns in a compact heat exchanger and in small tubes. In *2nd UK National Conference on Heat Transfer*, volume 2, pages 1257–1268.
- [Davies and Potter, 1967] Davies, A. L. and Potter, R. (1967). Hydraulic stability : An analysis of the causes of unstable flow in parallel channels. In *Two-Phase Flow Dynamics - Eindhoven*, pages 1225–1266.
- [DeBortoli et al., 1958] DeBortoli, R. A., Green, S. J., LeTourneau, B. W., Troy, M., and Weiss, A. (1958). Forced-convection heat transfer burnout studies for water in rectangular channels and round tubes at pressures above 500 psia. Wapd-188, Westinghouse electric Corporation. realized for the United States Atomic Energy Commission.
- [Debray et al., 2001] Debray, F., Franc, J. P., Maître, T., and Reynaud, S. (2001). Mesure des coefficients de trnsfert thermique par onvection forcée en mini-canaux. *Mécanique et Industrie*, 2 :443–454.
- [Delhay, 1990] Delhay, J. M. (1990). *Transferts de chaleur associés à l'ébullition ou à la condensation des corps purs sur des parois*. Techniques de l'Ingénieur - Traité Généralités. A 1560 - A 1561.
- [Einstein, 1906] Einstein, A. (1906). -. *Ann. Phys.*, 19 :289.
- [Eringen, 1966] Eringen, A. C. (1966). Theory of micropolar fluids. *J. Math. Mech*, 16(1).
- [Fritz, 1935] Fritz, W. (1935). Maximum volume of vapor bubbles. *Phys. Z.*, 36 :379.
- [Fujita et al., 2002] Fujita, Y., Yang, Y., and Fujita, N. (2002). Flow boiling heat transfer and pressure drop in uniformly heated small tubes. In *International Heat Transfer Conference, Grenoble*, pages 557–562. Elsevier.
- [Fukano et al., 2002] Fukano, T., Mori, S., and Nakagawa, T. (2002). Fluctuation characteristics of heating surface temperature near an obstacle in transient boiling two-phase flow in a vertical annular channel. *Nuclear Engineering and Design*.
- [GadelHak, 1999] GadelHak, M. (1999). The fluid mechanics of microdevices - the freeman scholar lecture. *Journal of Fluids Engineering*, 121 :5–14.
- [Gao et al., 2002] Gao, P., Leperson, S., and Favre-Marinet, M. (2002). Scale effects on hydrodynamics and heat transfer in two-dimensional mini and microchannels. *Int. J. of Thermal Sciences*, 41 :1017–1027.
- [Gibson, 1913] Gibson, A. H. (1913). On the motion of long air-bubbles in a vertical tube. *Philosophical Magazine*, 26 :952–965.
- [Hanks and Ruo, 1966] Hanks, R. W. and Ruo, H. C. (1966). Laminar-turbulent transition in ducts of rectangular cross section. *Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals*, 5 :558–561.
- [Harms et al., 1999] Harms, T. M., Kazmierczak, M. J., and Gerner, F. M. (1999). Developing convective heat transfer in deep rectangular microchannels. *Int. Journal of Heat and Fluid Flow*, 20 :149–157.
- [Harris et al., 2000] Harris, C., Despa, M., and Kelly, K. (2000). Design and fabrication of cross micro heat exchanger. *Journal of Microelectromechanical Systems*, 9(4) :502–508.
- [Hasted et al., 1948] Hasted, J. B., Ritson, D. M., and Collie, C. H. (1948). -. *J. of Chem and Phys.*, 16 :1.

- [Haywood et al., 1961] Haywood, R. W., Knights, G. A., Middleton, G. E., and Thom, J. R. S. (1961). Experimental study of the flow conditions and pressure drop of steam-water mixtures at high pressures in heated and unheated tubes. *Proc. Inst Mech. Engrs.*, 175 :669.
- [Hetsroni et al., 2003] Hetsroni, G., Mosyak, A., Segal, Z., and Pogrebnyak, E. (2003). Two-phase flow patterns in parallel micro-channels. *International Journal of Multiphase Flow*, 29 :341–360.
- [Hewitt and Hall-Taylor, 1970] Hewitt, G. F. and Hall-Taylor, N. S. (1970). *Annular Two-Phase Flow*. Pergamon, New-York.
- [Hu et al., 1998] Hu, H. Y., Peng, X. F., Du, J. H., and Wang, B. X. (1998). Internal flow boiling heat transfer enhanced in vertical tubes with longitudinal microchannels. In *IHTC 11, Séoul, Korea*, pages 267–271.
- [Idel'cik, 1969] Idel'cik, I. (1969). *Memento des pertes de charge*, chapter 2, pages 55–89. Collection de la Direction des Etudes et Recherches d'Electricités de France, -, eyrolles edition.
- [Ishii, 1975] Ishii, M. (1975). *Thermo-fluid dynamics theory of two-phase flow*. Eyrolles, Paris.
- [Israelachvili, 1991] Israelachvili, J. N. (1991). *Intermolecular & Surface forces*. Academic press, 2nd edition edition.
- [Jiang et al., 2000] Jiang, L., Wong, M., and Zohar, Y. (2000). Phase change in microchannel heat sink under forced convection boiling. In *13th Annual International Workshop on micro electro mechanical systems*, pages 397–402.
- [Jones and Dole, 1929] Jones, G. and Dole, M. (1929). -. *J. of American Chem. Soc.*, 51 :2950.
- [Kamidis and Ravigururajan, 1999] Kamidis, D. E. and Ravigururajan, T. S. (1999). Single and two-phase refrigerant flow in mini-channels. In *National Heat Transfer Conference, New Mexico*, page 143.
- [Kaminaga et al., 2003] Kaminaga, F., Sumith, B., and Matsumura, K. (2003). Pressure drop in a capillary tube in boiling two-phase flow. In ASME, editor, *1st International Conference on Microchannels and Minichannels - Rochester*, pages 635–642.
- [Kandlikar, 2001] Kandlikar, S. G. (2001). Fundamental issues related to flow boiling in minichannels and microchannels. In *Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics, and Thermodynamics - ExHFT-5*, volume 1, pages 129–146. Edizioni ETS - Pisa.
- [KDB, 2003] KDB (2003). Korea thermophysical properties data banks. <http://www.therc.org/kdb/>.
- [Kennedy et al., 2000] Kennedy, J. E., Roach, G. M., Dowling, M. F., Abdel-Khalik, S. I., Ghiaasiaan, S. M., Jeter, S. M., and Quershi, Z. H. (2000). The onset of flow instability in uniformly heated horizontal microchannels. *Journal of Heat Transfer*, 122 :118–125.
- [Kenning and Yan, 2001] Kenning, D. B. R. and Yan, Y. (2001). Saturated flow boiling of water in a narrow channel : experimental investigation of local phenomena. *ICHEME Trans. A, Chem. Eng. and Design*, 79 :425–436.
- [Kew and Cornwell, 1996] Kew, P. A. and Cornwell, K. (1996). On pressure fluctuations during boiling in narrow channels. In *2nd European Thermal-Sciences and 14th UIT National Heat Transfer Conference*, pages 1323–1327. Edizioni ETS.
- [Kim et al., 1999] Kim, Y. I., Baek, W.-P., and Chang, S. H. (1999). Critical heat flux under flow oscillation of water at low-pressure, low-flow conditions. *Nuclear Engineering and Design*, 193 :131–143.

-
- [Kolpashchikov et al., 1983] Kolpashchikov, V. L., Mingun, N. P., and Prokhorenko, P. P. (1983). Experimental determination of material micropolar fluid constants. *International Journal of Engineering Science*, 21(4) :405–411.
- [Kulinsky et al., 1999] Kulinsky, L., Wang, Y., and Ferrari, M. (1999). Electroviscous effects in microchannels. In Elsevier, editor, *Proc. of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, volume 3606, pages 158–168.
- [Lazarek and Black, 1982] Lazarek, G. M. and Black, S. H. (1982). Evaporative heat transfer, pressure drop and critical heat flux in a small vertical tube with r-113. *Int. Journal of Heat and Mass Transfer*, 25(7) :945–960.
- [Ledinegg, 1938] Ledinegg, M. (1938). Instability flow during natural forced circulation. *Warme*, 61(8) :891–898.
- [Lee et al., 2003] Lee, M., Wong, M., and Zohar, Y. (2003). Characterization of an integrated micro heat pipe. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 13 :58–64.
- [Leguis et al., 1997] Leguis, H. J. W. M., van den Akker, H. E. A., and Narumo, T. (1997). Measurement on wave propagation and bubble and slug velocities in cocurrent upward two-phase flow. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 15 :267–278.
- [Levine et al., 1975] Levine, S., Marriott, J. R., Neale, G., and Epstein, N. (1975). Theory of electrokinetic flow in fine cylindrical capillaries at high zeta-potentials. *Journal of Colloid and Interface Science*, 52(1) :136–149.
- [Li et al., 2003] Li, H. Y., Lee, P. C., Tseng, F. G., and Pan, C. (2003). Two-phase flow instability of boiling in a double microchannel system at high heating powers. In ASME, editor, *1st International Conference on Microchannels and Minichannels - Rochester*, pages 615–621.
- [Lockhart and Martinelli, 1949] Lockhart, R. W. and Martinelli, R. C. (1949). Proposed correlation of data for isothermal two-phase two-component flow in pipes. *Chem. Eng. Prog.*, 45(1) :39–48.
- [Lorne et al., 1999] Lorne, B., Perrier, F., and Avouac, J.-P. (1999). Streaming potential measurement : 1. properties of the electrical double layer from crushed rock samples. *Journal of Geophysical Research*, 104(B8) :17857–17877.
- [Ma and Peterson, 1997] Ma, H. B. and Peterson, G. P. (1997). Laminar friction factor in microscale ducts of irregular cross section. *Microscale Thermophysical Engineering*, 1 :253–265.
- [Mala and Li, 1999] Mala, G. M. and Li, D. (1999). Flow characteristics of water in microtubes. *Int. Journal of Heat and Mass Transfer*, 20 :142–148.
- [Mala et al., 1997] Mala, G. M., Li, D., and Dale, J. D. (1997). Heat transfer and fluid flow in microchannels. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 40(13) :3079–3088.
- [Maulbetsch and Griffith, 1965] Maulbetsch, J. S. and Griffith, P. (1965). A study of system-induced instabilities in forced-convection flow with subcooled boiling. Report 5382-35, Massachusetts Institute of Technology. realized for the Air Force Office of Scientific Research.
- [McComas, 1967] McComas, S. T. (1967). Hydrodynamic entrance lengths for ducts of arbitrary cross section. *Journal of Basic Engineering*, 89 :847–850.
- [Meinhart et al., 1999] Meinhart, C. D., Wereley, S. T., and Santiago, J. G. (1999). Piv measurements of a microchannel flow. *Experiments in Fluids*, 27 :414–419.
- [Migun and Prokhorenko, 1987] Migun, N. P. and Prokhorenko, P. P. (1987). Measurement of viscosity of polar liquids in microcapillaries. *Colloid Journal of the USSR*, 49 :894–897.

- [Moody and Princeton, 1944] Moody, L. F. and Princeton, N. J. (1944). Friction factor for pipe flow. *Transaction of ASME*, 66 :671–684.
- [Moriyama and Inoue, 1992] Moriyama, K. and Inoue, A. (1992). The thermohydraulic characteristics of two-phase flow in extremely narrow channels. *Heat Transfer - Japanese Research*, 21(8) :838–856.
- [Neal and Zivi, 1967] Neal, L. G. and Zivi, S. M. (1967). The stability of boiling-water reactor and loops. *Nuclear Science and Engineering*, 30 :25–38.
- [Ohta, 1997] Ohta, H. (1997). Experiments on microgravity boiling heat transfer by using transparent heaters. *Nuclear Engineering and Design*, 175 :167–180.
- [Owhaib and Palm, 2002] Owhaib, W. and Palm, B. (2002). Experimental investigation of single-phase convective heat transfer in circular microchannels. In *Compact Heat Exchanger Workshop, Grenoble*, pages 101–105.
- [Papautsky et al., 1999a] Papautsky, I., Brazzle, J., Ameel, T., and Frazier, A. B. (1999a). Laminar fluid behavior in microchannels using micropolar fluid theory. *Sensors and Actuators*, 73(1-2) :101–108.
- [Papautsky et al., 1999b] Papautsky, I., Gale, B. K., Mohanty, S., Ameel, T. A., and Frazier, A. B. (1999b). Effects of rectangular microchannel aspect ratio on laminar friction factor constant. In *Microfluid Devices and Systems II*, volume 3877, pages 147–158. International Society for Optical Engineering.
- [Peiyi and Little, 1983] Peiyi, W. and Little, W. A. (1983). Measurement of friction factor for the flow of gases in very fine channels used for microminiature joule-thomson refrigerators. *Cryogenics*, 23 :273–277.
- [Peles et al., 2001] Peles, Y. P., Yarin, L. P., and Hestroni, G. (2001). Steady and unsteady flow in a heated capillary. *Int. Journal of Multiphase Flow*, 27 :577–598.
- [Peng et al., 1994] Peng, X. F., Peterson, G. P., and Wang, B. X. (1994). Frictional flow characteristics of water flowing through rectangular microchannels. *Experimental Heat Transfer*, 7(4) :249–264.
- [Peng and Wang, 1993] Peng, X. F. and Wang, B. X. (1993). Forced convection and flow boiling heat transfer for liquid flowing through microchannels. *Int. Journal of Heat and Mass Transfer*, 36(14) :3421–3427.
- [Peng and Wang, 1995] Peng, X. F. and Wang, B. X. (1995). Experimental investigation of heat transfer in flat plates with rectangular microchannels. *Int. Journal of Heat and Mass Transfer*, 38(1) :127–137.
- [Peng and Wang, 1998] Peng, X. F. and Wang, B. X. (1998). Forced-convection and boiling characteristics in microchannels. In *IHTC 11, Séoul, Korea*, pages 371–390.
- [Pezzani, 1992] Pezzani, P. (1992). *Propriétés thermodynamiques de l'eau*. Techniques de l'Ingénieur. K 585.
- [Pfahler et al., 1991] Pfahler, J., Harley, J., and Bau, H. (1991). Gas and liquid flow in small channels. In *Micromechanical Sensors, Actuators, and Systems*, volume 32, pages 49–60.
- [Pfahler et al., 1990] Pfahler, J., Harley, J., Bau, H., and Zemel, J. (1990). Liquid transport in micron and submicron channels. *Sensors and Actuators*, 1 :431–434.
- [Pfund et al., 2000] Pfund, D., Rector, D., Shekariz, A., Popescu, A., and Welty, J. (2000). Pressure drop measurements in a microchannel. *Fluid Mechanics and Transport Phenomena*, 46(8) :1496–1507.
- [Premoli et al., 1970] Premoli, A., Francesco, D., and Prina, A. (1970). An empirical correlation for evaluating two-phase mixture density under adiabatic conditions. In *European Two-Phase Flow Group Meeting, Milan*.

-
- [Qu et al., 2000a] Qu, W., Mala, G. M., and Li, D. (2000a). Heat transfer for water flow in trapezoidal silicon microchannels. *Int. Journal of Heat and Mass Transfer*, 43 :3925–3936.
- [Qu et al., 2000b] Qu, W., Mala, G. M., and Li, D. (2000b). Pressure-driven water flows in trapezoidal silicon microchannels. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 43 :353–364.
- [Qu and Mudawar, 2002a] Qu, W. and Mudawar, I. (2002a). Experimental and numerical study of pressure drop and heat transfer in a single-phase micro-channel heat sink. *Int. Journal of Heat and Mass Transfer*, 45 :2549–2565.
- [Qu and Mudawar, 2002b] Qu, W. and Mudawar, I. (2002b). Prediction and measurement of incipient boiling heat flux in micro-channel heat sinks. *Int. Journal of Heat and Mass Transfer*, 45 :3933–3945.
- [Qu and Mudawar, 2003a] Qu, W. and Mudawar, I. (2003a). Flow boiling heat transfer in two-phase micro-channel heat sinks - i : Experimental investigation and assesment of correlations methods. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 46 :2755–2771.
- [Qu and Mudawar, 2003b] Qu, W. and Mudawar, I. (2003b). Flow boiling heat transfer in two-phase micro-channel heat sinks - ii : Annular two-phase flow model. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 46 :2773–2784.
- [Qu and Mudawar, 2003c] Qu, W. and Mudawar, I. (2003c). Measurement and prediction of pressure drop in two-phase micro-channels heat sinks. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 46 :2737–2753.
- [Rahli, 1997] Rahli, O. (1997). *Etude des milieux poreux constitués de fibres rigides : empliments, écoulements et transferts de chaleur*. PhD thesis, Thèse d'état de l'IUSTI - Université d'Aix-Marseille I.
- [Reinecke and Mewes, 1999] Reinecke, N. and Mewes, D. (1999). Oscillatory transient two-phase flows in single channels with reference to monolithic catalyst supports. *International Journal of Multiphase flow*, 25 :1373–1393.
- [Ren et al., 2001] Ren, L., Qu, W., and Li, D. (2001). Interfacial electrokinetic effects on liquid flow in microchannels. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 44 :3125–3134.
- [Reynaud et al., 2002] Reynaud, S., Franc, J. P., Debray, F., and t. Maître (2002). Transferts thermiques convectifs en mini-canal : confrontation calculs/mesures. In SHF, editor, *Colloque de Microfluidique, Toulouse*.
- [Rice and Whitehead, 1965] Rice, C. L. and Whitehead, R. (1965). Electrokinetic flow in a narrow cylindrical capillary. *J. Physical Chemistry*, 69 :4017–4024.
- [Richter et al., 1997] Richter, M., Woias, P., and Weis, D. (1997). Microchannels for applications in liquid dosing and flow-rate measurements. *Sensors and Actuators A*, 62 :480–483.
- [Roach et al., 1999] Roach, G. M., Abdel-Khalik, S. I., Ghiaasiaan, S. M., Dowling, M. F., and Jeter, S. M. (1999). Low-flow onset of flow instability in heated microchannels. *Nuclear Engineering and Science*, 133 :106–117.
- [Robinson and Stokes, 1959] Robinson, R. A. and Stokes, R. H. (1959). *Electrolyte Solutions*. Dover Publications, second revised edition edition.
- [Roumy, 1969] Roumy, R. (1969). Structures des écoulements diphasiques eau-air. etude de la fraction de vide moyenne et des configurations d'écoulement. Cea-r-3892, CEA Grenoble.
- [Roy and Avanic, 1996] Roy, K. S. and Avanic, B. L. (1996). A very high heat flux microchannel heat exchanger for cooling of semiconductor laser diode arrays. In *IEEE Transactions on components, packaging, and manufacturing technology*, volume 19 of *B*, pages 444–451.

- [Schweiss et al., 2001] Schweiss, R., Welzel, P. B., Werner, C., and Knoll, W. (2001). Interfacial charge of organic thin films characterized by streaming potential and streaming current measurements. *Colloids and Surfaces*, 195 :97–102.
- [Serizawa et al., 2002] Serizawa, A., Feng, Z., and Kawara, Z. (2002). Two-phase flow in microchannels. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 26 :703–714.
- [Shah and London, 1978] Shah, R. K. and London, A. L. (1978). *Laminar Flow Forced CONvection in Ducts*. Academic Press, New York.
- [Shedlovsky and Brown, 1934] Shedlovsky, T. and Brown, A. S. (1934). -. *Ibid*, 56 :1066.
- [Smith, 1971] Smith, S. L. (1971). Void fraction in two-phase flow : a correlation based upon an equal velocity head model. *Heat and Fluid Flow*, 1(1) :22–39.
- [Steinke and Kandlikar, 2003] Steinke, M. E. and Kandlikar, S. G. (2003). Flow boiling and pressure drop in parallel flow microchannels. In ASME, editor, *1st International Conference on Microchannels and Minichannels - Rochester*, pages 567–579.
- [Stenning and Veziroglu, 1965] Stenning, A. H. and Veziroglu, T. N. (1965). Flow oscillation modes in forced convection boiling. In *Heat Transfer and Fluid Mechanics Institute - Los Angeles - 1965*, pages 301–316.
- [Stenning and Veziroglu, 1967] Stenning, A. H. and Veziroglu, T. N. (1967). Oscillations in two-component two-phase flow. Grant nsg-424, Mechanical Engineering Department, University of Miami. realized for the NASA.
- [Stenning et al., 1967] Stenning, A. H., Veziroglu, T. N., and Callahan, G. M. (1967). Pressure drop oscillations in forced convection flow with boiling. In *Symp. on two-phase flow dynamics - Eindhoven Sept 1967*, volume 1, pages 405–427.
- [Tardu, 2002] Tardu, S. (2002). Effet des forces électrostatiques en microfluidique : double couche électrique à l’interface. In *1er Congrès français de microfluidique - SHF*.
- [Thom, 1964] Thom, J. R. S. (1964). Prediction of pressure drop during forced circulation boiling of water. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 7 :709–724.
- [Tison, 1993] Tison, S. A. (1993). Experimental data and theoretical modeling of gas flows through metal capillary leaks. *Vacuum*, 44(11) :1171–1175.
- [Tong et al., 1997] Tong, W., Bergles, A. E., and Jensen, M. K. (1997). Pressure drop with highly subcooled flow boiling in small-diameter tubes. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 15(3) :202–212.
- [Topin, 1995] Topin, F. (1995). *Etude expérimentale et numérique du séchage de particules en vapeur d’eau surchauffée*. PhD thesis, Thèse de doctorat de l’IUSTI - Université d’Aix-Marseille I.
- [Triplett et al., 1999a] Triplett, K. A., Ghiaasiaan, S. M., Abdel-Khalik, S. I., and LeMouel, A. (1999a). Gas-liquid two-phase in microchannels - part ii : Void fraction and pressure drop. *International Journal of Multiphase Flow*, 25 :395–410.
- [Triplett et al., 1999b] Triplett, K. A., Ghiaasiaan, S. M., Abdel-Khalik, S. I., and Sadowski, D. L. (1999b). Gas-liquid two-phase in microchannels - part i : Two-phase flow patterns. *International Journal of Multiphase Flow*, 25 :377–394.
- [Umekawa et al., 1996] Umekawa, H., Ozawa, M., Miyazaki, A., Mishima, K., and Hibiki, T. (1996). Dryout in a boiling channel under oscillatory flow condition. *Fluid and Thermal Engineering, B*, 39(2) :412–418.

-
- [Vand, 1948] Vand, V. (1948). -. *J. of Phys. Chem.*, 52 :277.
- [VandeVen, 2001] VandeVen, T. G. M. (2001). Electroviscous phenomena in colloidal dispersions. *Chemical Eng. Science*, 56 :2947–2955.
- [Wallis, 1969] Wallis, G. B. (1969). *One-dimensional two-phase flow*, chapter 2, pages 17–41. McGraw-Hill Book Company.
- [Wambsganss et al., 1992] Wambsganss, M. W., Jendrzeczyk, J. A., France, D. M., and Obot, N. T. (1992). Frictional pressure gradients in two-phase flow in a small horizontal rectangular channel. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 5 :40–56.
- [Wang et al., 2003] Wang, X., Watanabe, M., and Shoji, M. (2003). Characteristics of water flow in a vertical microtube. In ASME, editor, *1st International Conference on Microchannels and Minichannels - Rochester*, pages 643–650.
- [Warrier et al., 2002] Warrier, G. R., Dhir, V. K., and Momoda, L. A. (2002). Heat transfer and pressure drop in narrow rectangular channels. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 26 :53–64.
- [Watanabe et al., 1999] Watanabe, K., Udagawa, Y., and Udagawa, H. (1999). -. *Journal of Fluid Mechanics*, 381 :225.
- [Wen et al., 2002] Wen, D., Kenning, D. B. R., and Yan, Y. (2002). Flow boiling of water in a narrow vertical channel at low mass flux : observations of local phenomena. In *International Heat Transfer Conference, Grenoble*, pages 773–778. Elsevier.
- [Whalley, 1987] Whalley, P. B. (1987). *Boiling condensation and gas-liquid flow*. Oxford Science Publications. ISBN : 0-19-856234-9.
- [Wu and Cheng, 2003] Wu, H. Y. and Cheng, P. (2003). Two large-amplitude/long-period oscillating boiling modes in silicon microchannels. In ASME, editor, *1st International Conference on Microchannels and Minichannels - Rochester*, pages 629–633.
- [Xu et al., 2000] Xu, B., Ooi, K. T., Wong, N. T., and Choi, W. K. (2000). Experimental investigation of flow friction for liquid flow in microchannels. *Int. Comm. Heat Mass Transfers*, 27(8) :1165–1176.
- [Xu et al., 1999] Xu, J. L., Cheng, P., and Zhao, T. S. (1999). Gas-liquid two-phase flow regimes in rectangular channels with mini/micro gaps. *International Journal of Multiphase Flow*, 25 :411–432.
- [Yan and Kenning, 1998] Yan, Y. and Kenning, D. B. R. (1998). Pressure fluctuations during boiling in a narrow channel. In *HTFS Research Symposium 1998*.
- [Yang and Kwok, 2003] Yang, J. and Kwok, D. Y. (2003). Effect of liquid slip in electrokinetic parallel-plate microchannel flow. *Journal of Colloid and Interface Science*, 260 :225–233.
- [Yang et al., 2001] Yang, R. J., Fu, L. M., and Lin, Y. C. (2001). Electroosmotic flow in microchannels. *J. Colloid and Interface Science*, 239(1) :98–105.
- [Yao and Chang, 1983] Yao, S. and Chang, Y. (1983). Pool boiling heat transfer in confined space. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 26(6) :841–848.
- [Yen et al., 2002] Yen, T. H., Kasagi, N., and Suzuki, Y. (2002). Forced convective boiling heat transfer in microtubes at low mass and heat fluxes. In *Workshop on Compact Heat Exchanger, Grenoble*, pages 401–406. Elsevier.
- [Yu et al., 1995] Yu, D., Warrington, R., Barron, R., and Ameel, T. (1995). An experimental and theoretical investigation of fluid flow heat transfer in microtubes. In *Thermal Engineering Conference ASME/JSME*, volume 1.

Références

- [Yu et al., 2002] Yu, W., France, D. M., Wambsganss, M. W., and Hull, J. R. (2002). Two-phase pressure drop, boiling heat transfer, and critical heat flux to water in a small-diameter horizontal tube. *Int. Journal of Multiphase Flow*, 28 :927–941.
- [Zhao and Bi, 2001] Zhao, T. S. and Bi, Q. C. (2001). Pressure drop characteristics of gas-liquid two-phase flow in vertical miniature triangular channels. *Int. Journal of Heat and Mass Transfer*, 44 :2523–2534.
- [Zivi, 1964] Zivi, S. M. (1964). Estimation of steady-state steam void fraction by means of the principle of minimum entropy production. *Journal of Heat Transfer*, 86.

Index

- Adams T. M., 258
Agostini B., 133, 258
Anduze M., 25, 27, 30, 35, 58
- Babelli I., 136
Bergles A. E., 126, 130, 136
Biancone F., 125
Blum J., 136
Bouré J. A., 125, 136
Bower M. B., 133
Brutin D., 58, 72, 107, 182
- Caen R., 24
Carey V. P., 128, 163, 271, 272
Celata G-P., 25, 27, 30, 35, 36, 58, 258
Chambers J. F., 243
Chang S. H., 136
Chen W. L., 138
Chilsholm D., 271
Choi S. B., 20, 21
Cioulachtjian S., 5
Colin C., 138
Colin S., 26, 38
coralie03, 3
Cornwell K., 131, 133
- Damianides C. A., 138
Davies A. L., 136
DeBortoli R. A., 125, 126
Debray F., 258
Delhayé J-M., 126, 127
- Einstein A., 241
Eringen A. C., 27, 28, 38
- Fritz W., 205
Fujita Y., 126
Fukano T., 126
- GadelHak M., 20
Gao P., 25, 27, 30, 35, 37, 58, 258, 259
Gibson A. H., 135, 138
- Hanks R. W., 24, 262
Harms T. M., 258
Harris C., 138
Hasted J. B., 242
Haywood R. W., 126
Hetsroni G., 133, 136–138
Hewitt G. F., 126
Hu. Y., 133
- Idel’cik I., 50, 270
Ishii M., 125
Israelachvili J. N., 86, 87, 102
- Jiang L., 131, 133
Jones G., 241
- Kamidis D. E., 126
Kaminaga F., 133
Kandlikar S. G., 131
Kennedy J. E., 131, 134, 136
Kenning D. B. R., 129, 134
Kew P. A., 131, 132, 136
Kim Y. I., 136
Kolpashchikov V. L., 24, 25
Kulinsky L., 24, 25, 27, 30, 31, 58, 64
- Lazaek G. M., 126
Ledinegg M., 129
Lee M., 138
Leguis H. J. W. M., 138
Levine S., 5, 92, 93
Li H. Y., 136
Lockhart R. W., 125
Lorne B., 87

- Ma H. B., 28
Mala G. M., 22–25, 27, 28, 30, 32, 58, 64, 77, 79,
82, 84, 100, 101
Maulbetsch J. S., 125
McComas S. T., 262
Meinhart C. D., 24
Mingun N. P., 25
Moody L. F., 24
Moriyama K., 133

Neal L. G., 125

Ohta H., 126
Owhaib W., 258

Papautsky I., 25, 28, 31
Peiyi W., 21, 22
Peles Y. P., 136
Peng X. F., 22, 24, 25, 27, 30, 31, 58, 131, 133,
258
Pezzani P., 239
Pfahler J., 21, 24, 25, 27–30, 58
Pfund D., 24, 25, 27, 30, 33, 58
Premoli A., 271

Qu W., 24, 25, 27, 30, 33, 34, 58, 132–136, 258

Rahli O., 5
Reinecke N., 24
Ren L., 23–25, 27, 30, 35, 36, 58, 79, 84, 86, 90
Reynaud S., 258
Rice C. L., 23, 27, 28, 38, 77, 79, 99, 100
Richter M., 26
Roach G. M., 136
Robinson R. A., 240, 241
Roumy R., 129
Roy K. S., 258

Schweiss R., 28, 89, 102–104
Serizawa A., 138
Shah R. K., 47, 259, 260, 262
Shedlovsky T., 243
Smith S. L., 271
Steinke M. E., 25, 27, 30, 36, 37, 58, 133
Stenning A. H., 125, 136

Tardu S., 27, 28

Thom J. R. S., 126
Tison S. A., 21, 22
Tong W., 126
Topin F., 5
Triplett K. A., 138

Umekawa H., 136

Van V., 241
Ven T. G. M., 28

Wallis G. B., 125
Wambsganss M. W., 138
Wang X., 133
Warrier G. R., 133
Watanabe K., 28, 30
Wen D., 126
Whalley P. B., 271
Wu H. Y., 133

Xu B., 23–25, 27, 30, 33, 34, 58
Xu J. L., 138

Yadigaroglu G., 125
Yan Y., 129, 134, 136
Yang J., 28, 84
Yang R. J., 28
Yao S., 131, 133
Yen T.-H., 133
Yu D., 21, 22, 258
Yu W., 126

Zhao T. S., 138
Zivi S. M., 174, 271

Résumé

L'étude ici développée traite de deux aspects de la microfluidique : l'hydrodynamique d'écoulements liquides en microtubes et l'ébullition convective en minicanaux. Le dispositif et la méthode de traitement développés dans la première partie du mémoire permettent d'obtenir le nombre de Poiseuille d'écoulements laminaires liquides avec une précision inférieure à 4 %. L'étude met en évidence une croissance du nombre de Poiseuille pour les écoulements d'eau distillée, d'eau de ville et des solutions de KCl au sein de microtubes en silice de diamètres allant de 540 à 52 μm . L'origine des écarts à la théorie classique en macroconduites a été recherchée. Une des hypothèses vraisemblable est l'effet de la Double Couche Électrique due aux ions contenus dans le fluide et à la surface interne du microtube chargée électrostatiquement. Dans la seconde partie du manuscrit, nous mettons en évidence l'influence du confinement pariétal sur un écoulement avec changement de phase liquide-vapeur au sein d'un minicanal vertical. Deux régimes d'ébullition sont observés : stationnaire avec des structures d'écoulements classiques et instationnaires dues à une production importante de vapeur. Dans ce dernier cas, nous distinguons les fluctuations de couplage et les fluctuations intrinsèques à l'écoulement confiné. Un critère de déclenchement des instationarités permet d'accéder à une grandeur adimensionnelle. Une loi d'échelle est alors proposée pour les écoulements diphasiques dans les minicanaux. Il en est de même pour les transferts thermiques.

Mots-clés: Microtubes, Double Couche Électrique, Forces électrostatiques, Liquides ioniques, Minicanaux, Ébullition convective, Expérimental, Modélisation.

Abstract

The present study deals with two aspects of microfluidics : liquid flows in microtubes and flow boiling in minichannels. By means of the experimental set-up and the data processing method developed in the first part of the manuscript the Poiseuille number of a laminar liquid flow can be obtained with a low uncertainty mostly below 4 %. The study evidences an increase in the Poiseuille number for tap water, distilled water and KCl solution flows in fused silica microtube diameters ranging from 540 to 52 μm . We propose an explanation for the observed gap originating in the electrostatic coupling between the fluid which contains ions and the solid microtube surface which is charged (Electrical Double Layer theory). In the second part of the manuscript, we evidence the influence of confinement on flow boiling in an upward minichannel. Two types of flows are observed : steady ones characterized by classical flow patterns and unsteady ones due to a high vapor generation rate. We distinguish the coupling fluctuations from the confinement ones. One criterion allow us to propose a non-dimensionned parameter. Scaling laws for the two-phase flow and heat transfer are proposed.

Keywords: Microtubes, Electrical Double Layer, Electrostatic Forces, Ionic liquids, Minichannels, Flow Boiling, Experimental, Modeling.