

*Différents aspects de l'écoulement liquide  
à proximité d'une paroi solide  
dans la perspective du refroidissement  
de supraconducteurs*

---

CHARLES DUBOIS

Thèse de doctorat présentée  
en vue de l'obtention  
du grade de Docteur en Sciences  
Novembre 2016





## REMERCIEMENTS

Pour commencer, je voudrais remercier mon promoteur, Hervé Caps, pour l'opportunité qu'il m'a donnée de réaliser une thèse de doctorat en y apportant sa rigueur scientifique typique. Cinq années plus tard, me voici en train de rédiger une des dernières parties de ce manuscrit.

Je remercie Alejandro Silhanek, Stéphane Dorbolo, Benoît Vanderheyden, Florian Moreau et Julien Sebilleau d'avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse.

Merci à Philippe Vanderbemden, Benoît Vanderheyden, JF et Sébastien pour l'accompagnement pendant ce projet ARC.

Je tiens à remercier Alexis. Sans toi, tout ceci aurait eu une toute autre saveur, ou n'en aurait pas eu. Je te dois encore un certain nombre de lignes de chocolat. Merci pour les discussions scientifico-philosophiques sur le monde de la science. Merci aussi pour les relectures, les conseils, les suggestions, les pages barrées, mais surtout, merci pour le choix très judicieux des couleurs. Passe le bonjour à Jean-Louis, et si tu sais où lui aussi se cache, tu sais quoi faire...

Merci aux collègues du local 3.51, ceux de longue durée, les pieds sous les bureaux voisins, mais aussi ceux de passage, pour une pause boisson, une pause discussion, ou une pause caméra café, ce qui, au final, inclut la totalité des collègues du laboratoire, pour qui j'ai également une pensée.

Merci à François, le rempart face à l'incompréhension, la bouée face au naufrage mental, le phare qui guide dans la nuit sombre, le chevalier combattant dans les ténèbres, pourfendeur de l'adversité, envers et contre tout, toujours présent

dans les moments critiques et toujours prêt à scander une ultime bafouille.

Merci aux potes : Ploplo, Goulou et Damoune. On sait tous où se fait la meilleure pizza de Liège, par contre, on ne sait toujours pas combien d'ingrédients différents elle contient...

Merci aussi à Caro et Simon. Était-ce du vin de banane et de l'alcool de palme ou bien le contraire ?

Merci les potes sportifs : Alan, Anaïs, Anaïs, Bastien, Chris', Didier, Julien, Kalo, Maïa, Mike, Perrine...

Merci à Marim, Auré, Ninon, Djo', Alice, Clo, Mme Annick, M. Luis.

Merci à Nènène pour les discussions, les relectures et les ondes positives. Merci à ma petite grande-soeur pour le soutien et les relectures pendant cette drôle de période.

Merci à Géraldine de m'avoir soutenu et accompagné pendant ces années de thèse. Petite pensée à Poligny les Bains, Menton les Citrons, Roma la Bella, Hors Château les Lampions, New York les Bagels...

Et surtout, merci à la Famille : merci à Papounet, Mèmère, Moumi, Nènène et Caucau.

En vrac, merci au chocolat, au poulet, au Roi Lion, au Monster, aux tabatas, à The Prime Cronus, aux chicons, à Nonoss, aux chips, à Doudou, aux gaufres, à Blizzard, au tiramisù, à La Belle Musique, à AKG, aux bouquettes, au moka, à Zera, au Saint-Émilion, à Kuzco, au lait, au frometon, à Orion, à Kaamelott, à Meuh-Meuh, aux kettles...

# PUBLICATIONS

Cette thèse a donné lieu à la publication de différents travaux en lien direct avec les études présentées dans ce manuscrit :

- ▶ Dubois, C., Duchesne, A., Vanderheyden, B., Vanderbemden, P., Caps, H. “Locally induced laminar convection in liquid nitrogen and silicone oils”. *The European Physical Journal E* **39**, 79 (2016).
- ▶ Dubois, C., Duchesne, A., Caps, H. “Between inertia and viscous effects : sliding bubbles beneath an inclined plane”. *Europhysics Letters* **115**, 44001 (2016).

Ces années de thèse ont également donné lieu aux travaux suivants :

- ▶ Dorbolo, S., Adami, N., Dubois, C., Caps, H., Vandewalle, N., Darbois-Textier, N. “Rotation of melting ice disks due to melt fluid flow”. *Physical Review E* **93**, 033112 (2016).
- ▶ Duchesne, A., Dubois, C., Caps, H. “Tightrope dancer bubbles”, *Physical Review Fluids* **1**, 050504 (2016).  
Milton van Dyke Award : <http://gfm.aps.org/meetings/dfd-2015>.



# RÉSUMÉ

L'évacuation de chaleur est un phénomène omniprésent dans la vie de tous les jours à des échelles et avec des impacts très différents. Le chauffage d'une casserole d'eau dans une cuisine comme le refroidissement de plaques d'acier dans une usine sidérurgique font tous deux usage des différents mécanismes de transfert de chaleur. Le maintien des caractéristiques supraconductrices d'un matériau fait de même intervenir les processus thermiques d'évacuation de chaleur. Dans la conjoncture actuelle d'une demande énergétique croissante, les supraconducteurs présentent un intérêt certain grâce à leurs propriétés physiques spécifiques. Cependant, l'état supraconducteur de ces matériaux, se manifestant à des températures cryogéniques, exige que toute augmentation de température soit rapidement maîtrisée. Dans cette thèse, nous avons considéré l'interaction fluide-structure avec un intérêt particulier porté aux effets thermiques et aux phénomènes hydrodynamiques sous-jacents.

Les phénomènes thermiques et hydrodynamiques, bien qu'étant liés lorsqu'on s'intéresse à l'interaction liquide-solide, sont souvent étudiés de manière distincte. Nous nous sommes intéressés à l'échange de chaleur en étudiant trois phénomènes distincts : le mouvement liquide induit par un élément chauffant immergé dans un fluide, le phénomène d'ébullition se produisant à l'interface solide-liquide et le déplacement d'une bulle le long de cette interface. De cette manière, nous avons étudié l'effet naturellement induit dans un liquide suite à une élévation de température. Le phénomène d'ébullition qui se produit à l'interface solide-liquide ajoute un aspect supplémentaire à l'échange de chaleur. Enfin, le mouvement d'une bulle proche d'une paroi immergée induit un écoulement liquide qui modifie l'échange thermique.

Les résultats présentés nous ont permis de mettre en évidence l'effet d'un échauffement dans un liquide et de caractériser l'écoulement engendré. De plus, nous avons mis en évidence les mécanismes physiques qui aboutissent à la modification de l'échange thermique entre un liquide et un solide. Malgré des échelles différentes, les trois phénomènes permettent tous d'évacuer de la chaleur et peuvent être utiles dans le cadre du refroidissement d'un supraconducteur. Les résultats des expériences ont permis de répondre à certaines questions sur l'interaction fluide-structure et ont permis d'envisager des perspectives intéressantes.



# ENGLISH SUMMARY

Heat transfer is a common phenomenon in everyday life acting at different scales and inducing different effects. Pool boiling is commonly used in a kitchen while cooling is a very important process in metallurgy. These two very different processes are linked because they both use heat transfer mechanisms. Superconductivity is a particular case which implies heat transfer. These materials are highly valuable in the actual society which faces an increasing energy demand, because they exhibit very interesting physical properties when in the superconductive state. However, this state occurs at cryogenic temperatures where any increase in temperature has to be avoided. This thesis focuses on liquid-structure interactions with a special focus on thermal effects and on underlying hydrodynamic phenomena.

Despite a strong link between thermal and hydrodynamical phenomena, these two fields of research are usually independent. We studied the heat exchange between a solid and a liquid in three different situations : the fluid motion induced by a heater immersed in the liquid bulk, the boiling appearing at the solid-liquid interface and the motion of a bubble along this interface. By doing so, we characterised the natural fluid motion induced when a liquid is heated. We described the evolution of a bubble during the boiling regime which modifies the heat transfer at the interface. We also studied the bubble motion beneath an inclined plate which modifies the heat transfer between the liquid and the solid.

The presented results allowed us to highlight the effects of a local heating and to characterise the induced liquid flow. Moreover, the physical mechanisms acting in the liquid and responsible for the induced heat transfer have been underscored. Despite the different scales involved in these processes, all the observed phenomena can evacuate heat and can be implemented for cooling applications involving superconductors materials. The experimental results allowed us to answer specific aspects of the fluid-structure interaction and open the field of future studies.



# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>i</b>
<b>Publications</b>	<b>iii</b>
<b>Résumé</b>	<b>v</b>
<b>English Summary</b>	<b>vii</b>
<b>Introduction et contexte de l'étude</b>	<b>1</b>
<b>I Convection autour d'un objet immergé dans un liquide</b>	<b>7</b>
1 Introduction . . . . .	9
1.1 La convection sous toutes ses formes . . . . .	9
1.1.1 Convections naturelle et forcée . . . . .	10
1.1.2 Les différentes forces motrices . . . . .	10
1.1.3 Convection et nature de l'écoulement . . . . .	11
1.2 L'instabilité de Rayleigh-Bénard . . . . .	12
1.2.1 Hypothèses de travail et nombres adimensionnels . . . . .	12
1.2.2 Structure de l'écoulement . . . . .	16
1.2.3 Historique et appellation . . . . .	17
1.3 Modélisation mathématique . . . . .	17
1.3.1 Approximation de Boussinesq . . . . .	19
1.3.2 Étude de stabilité . . . . .	19
1.4 Vitesse d'écoulement . . . . .	24
1.5 Comportement au-delà du seuil . . . . .	24
1.6 Le cas d'un objet chauffant dans un bain liquide . . . . .	25
1.6.1 Un élément chauffant immergé dans un bain liquide . . . . .	27
2 Dispositif expérimental . . . . .	29
2.1 Description de l'expérience . . . . .	29
2.1.1 Remarques générales . . . . .	29
2.1.2 Élément chauffant . . . . .	29
2.1.3 Chambre expérimentale . . . . .	31
2.2 Les fluides . . . . .	31
2.2.1 Azote liquide . . . . .	31
2.2.2 Huiles silicones . . . . .	33

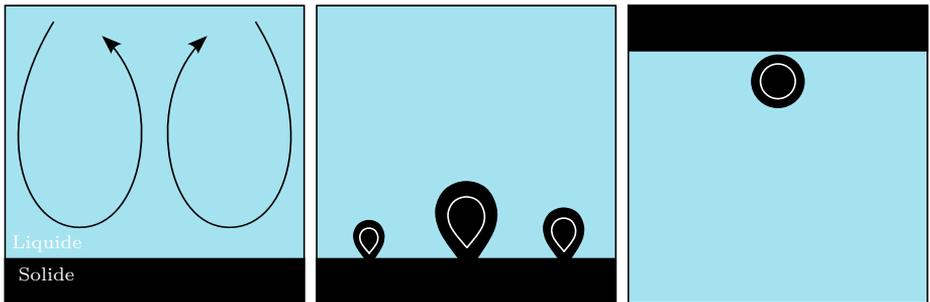
2.3	Mesures de température . . . . .	34
2.3.1	Prise de température . . . . .	34
2.3.2	Erreurs sur les mesures de température . . . . .	34
2.4	Mesures de champs de vitesse . . . . .	35
2.4.1	Principe de l'analyse PIV . . . . .	36
2.4.2	Description du matériel de PIV . . . . .	37
2.4.3	Les traceurs . . . . .	38
2.4.3.1	Rhodamine B . . . . .	38
2.4.3.2	Sédimentation des traceurs . . . . .	39
2.4.4	Critères de qualité de l'analyse PIV . . . . .	40
2.4.4.1	Choix de la fréquence d'acquisition . . . . .	40
2.4.4.2	Calcul des champs de vitesse . . . . .	41
2.4.5	Données typiques après PIV . . . . .	41
2.4.6	La nécessité d'un cryostat . . . . .	43
2.4.7	Container . . . . .	43
2.4.8	Hublots . . . . .	44
2.5	Régime de l'écoulement fluide . . . . .	46
3	Résultats . . . . .	47
3.1	Description qualitative . . . . .	47
3.2	Vitesse d'écoulement . . . . .	50
3.2.1	Influence de la différence de température . . . . .	53
3.2.2	Influence du liquide . . . . .	54
3.2.3	Influence de la longueur de l'élément chauffant . . . . .	55
3.2.4	Loi d'évolution de la vitesse $V_z$ . . . . .	58
3.3	Distance $\lambda_c$ entre les deux cellules . . . . .	60
3.3.1	Influence de l'élément chauffant . . . . .	60
3.3.2	Influence du liquide . . . . .	61
3.3.3	Influence de la différence de température . . . . .	62
3.4	Modélisation . . . . .	68
4	Conclusions et perspectives . . . . .	73
<b>II Ébullition sur un site macroscopique isolé</b>		<b>75</b>
5	Introduction . . . . .	77
5.1	Rappel sur l'ébullition . . . . .	77
5.1.1	Définition . . . . .	77
5.1.2	Courbe d'ébullition . . . . .	77
5.1.3	Mécanismes du transfert de chaleur lors de l'ébullition . . . . .	79
5.1.4	Flux de chaleur lors de l'ébullition . . . . .	80
5.2	Bulles générées par ébullition . . . . .	81
5.2.1	Croissance de la bulle . . . . .	81
5.2.2	Taille de départ . . . . .	82
5.2.3	Temps caractéristiques d'ébullition . . . . .	83
5.3	Position du problème . . . . .	84
6	Dispositif expérimental . . . . .	85
7	Résultats expérimentaux . . . . .	88
7.1	Croissance monotone . . . . .	88
7.1.1	Taux de croissance . . . . .	88

7.1.2	Taille de détachement . . . . .	89
7.1.3	Temps d'émission . . . . .	90
7.2	Cas oscillant . . . . .	91
7.2.1	Taux de croissance . . . . .	92
7.2.2	Période d'oscillation . . . . .	93
7.2.3	Taille et temps d'émission . . . . .	95
8	Conclusions et perspectives . . . . .	96
<b>III Ascension d'une bulle sous un plan incliné dans un liquide</b>		<b>97</b>
9	Introduction . . . . .	99
9.1	Position du problème . . . . .	102
10	Dispositif expérimental . . . . .	103
10.1	Dispositif pour l'étude hydrodynamique de la bulle . . . . .	103
10.2	Dispositif pour l'effet thermique de la bulle . . . . .	105
11	Approche hydrodynamique . . . . .	108
11.1	Phénoménologie . . . . .	108
11.1.1	$Re < 1$ . . . . .	108
11.1.2	$Re > 1$ . . . . .	109
11.2	Première modélisation . . . . .	112
11.3	Ménisque dynamique . . . . .	114
11.4	Longueur $L$ de contact . . . . .	117
11.4.1	$R_0 \ll \ell_c$ . . . . .	117
11.4.2	$R_0 \gg \ell_c$ . . . . .	119
11.4.3	Comparaison avec l'expérience . . . . .	119
11.5	Modèle général . . . . .	121
12	Effet thermique . . . . .	124
13	Conclusions et perspectives . . . . .	128
<b>Conclusions générales et perspectives</b>		<b>131</b>
<b>Bibliographie</b>		<b>145</b>



# INTRODUCTION ET CONTEXTE DE L'ÉTUDE

Cette thèse s'insère dans le cadre de l'étude expérimentale de l'interaction fluide-structure, tant d'un point de vue thermique qu'hydrodynamique. Nous nous intéressons en particulier au cas d'un objet immergé chauffé. Pour un tel système, différentes échelles entrent en ligne de compte et différents processus physiques sont à l'oeuvre. Nous nous intéressons à trois d'entre eux : le régime de convection dans le volume de fluide, le phénomène d'ébullition au voisinage de l'objet solide et enfin, l'interaction entre une bulle et une surface inclinée.



**Figure 1** – *Interaction fluide-structure sous différents aspects.*

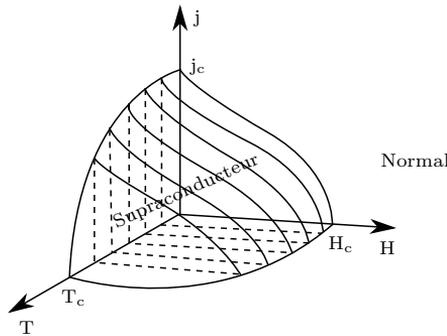
L'ensemble des sujets abordés dans cette thèse s'inscrit dans le cadre du projet de recherche ARC SUPERCOOL - *Étude des phénomènes magnéto-thermiques d'un supraconducteur en interaction avec son liquide cryogénique*. Ce projet, en collaboration avec le groupe de recherche d'électronique (Montefiore-ULg), s'intéresse au refroidissement des matériaux supraconducteurs. Ainsi, pour mieux comprendre les enjeux de la présente thèse, il est important, dans un premier temps, de dire quelques mots des supraconducteurs et de leur intérêt.

Les supraconducteurs sont des matériaux qui, d'une part possède une résistance électrique nulle et qui, d'autre part sont parfaitement diamagnétiques. Le mercure est le premier matériau supraconducteur découvert en 1911 par le physicien néerlandais Heike Kamerlingh Onnes et son équipe. Ils ont observé la

résistance électrique nulle du mercure à une température de 4.2 K. La propriété diamagnétique des matériaux supraconducteurs a été découverte en 1933 par Meissner et Ochsenfeld, lorsqu'ils ont observé qu'un supraconducteur plongé dans un champ magnétique le repoussait [1, 2].

La supraconductivité est une phase à proprement parler de la matière. Le mercure, par exemple, n'entre dans la phase supraconductrice qu'une fois sa température passant sous les 4.2 K. Lorsque sa température dépasse la température critique,  $T_c$ , il retourne dans l'état dit normal et ne possède plus les deux propriétés particulières citées plus haut.

Si le supraconducteur est soumis à un champ magnétique ou est parcouru par un courant électrique, ceux-ci doivent rester inférieurs à une certaine valeur critique ( $H_c$  et  $j_c$ ) pour que le matériau reste dans la phase supraconductrice. Dans le cas contraire, le matériau se trouve à l'état normal. La phase supraconductrice n'est donc possible que dans une région définie par les trois paramètres  $T_c$ ,  $H_c$  et  $j_c$  qui sont propres à chaque matériau (cf. Figure 2).



**Figure 2** – Région supraconductrice délimitée par la température critique  $T_c$ , la densité de courant critique  $j_c$  et le champ magnétique critique  $H_c$  [2].

Les supraconducteurs sont divisés en deux catégories : (i) les supraconducteurs de type I et (ii) de type II. Historiquement, les premiers matériaux supraconducteurs à avoir été découverts sont de type I. Pour ceux-ci, la phase supraconductrice disparaît au-delà d'une température, ou d'une densité de courant, ou d'un champ magnétique critiques. La température de transition des supraconducteurs de type I est très basse, typiquement en dessous de 30 K. L'hélium liquide, qui a une température de transition fluide à 4.2 K, convient pour leur refroidissement. Les supraconducteurs de types II ont, quant à eux, des températures de transition plus élevées. Par exemple l'YBaCuO, le matériau phare de la supraconductivité de type II, a une température critique de 92 K. L'azote liquide, qui a une transition fluide à 77.4 K, convient ici pour le refroidissement. Les supraconducteurs de type II possèdent également une densité de courant critique, mais ils sont caractérisés par deux champs magnétiques critiques  $H_{c1}$  et  $H_{c2}$ . En dessous de  $H_{c1}$ , le matériau se comporte comme un supraconducteur de type I; au-dessus de  $H_{c2}$  le matériau est à l'état normal; et entre le champ  $H_{c1}$  et  $H_{c2}$ , le matériau est dit dans un état mixte avec des régions supraconductrices et des régions non-conductrices appelées vortex. Alors que le phénomène supraconducteur de type I a été expliqué théorique-

ment par la théorie de Bardeen-Cooper-Schrieffer basée sur la propagation de paires d'électrons, appelées paires de Cooper, la supraconductivité de type II reste toujours un sujet d'actualité.



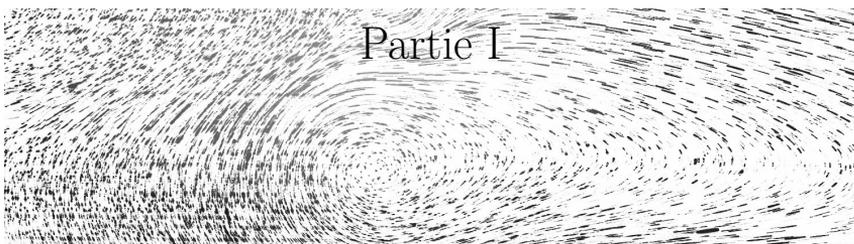
**Figure 3** – Applications utilisant des supraconducteurs (dans le sens horloger, à partir du carré supérieur droit) : train à lévitation magnétique au Japon, ligne électrique supraconductrice aux USA, aimant supraconducteur au LHC et radiotélescope aux USA. Crédits : [supraconductivite.fr](http://supraconductivite.fr).

Les matériaux supraconducteurs ont un potentiel élevé au niveau des applications possibles. L'électricité étant devenue incontournable en terme de source d'énergie, les câbles électriques actuels pourraient être remplacés par des câbles supraconducteurs qui ne présentent pas de perte et qui peuvent transporter des densités de courant beaucoup plus importantes que les câbles classiques. En électronique également, les supraconducteurs sont utilisés dans les circuits imprimés. Les transistors, intensivement utilisés dans ce domaine technologique, pourraient également être remplacés par des composés supraconducteurs (jonctions Josephson). De plus, les supraconducteurs peuvent également être utilisés comme bobines afin de produire des champs magnétiques intenses. Ceux-ci étant par exemple exploitables en recherche fondamentale avec les accélérateurs de particules, ou en médecine avec l'imagerie à résonance magnétique. Ces quelques exemples ne sont qu'une partie des nombreuses applications incluant les supraconducteurs (cf. Figure 3).

Lors des dernières décennies, des avancées majeures ont été réalisées dans la fabrication des supraconducteurs de type YBaCuO. La température de transition élevée (mais toujours bien en-dessous de la température ambiante) de ces matériaux présente un avantage indéniable du point de vue du coût d'utilisation. La production d'azote liquide ainsi que la maintenance sont en effet moins onéreuses que dans le cas de l'hélium liquide requis aux basses températures.

Cependant, les performances exceptionnelles des matériaux supraconducteurs peuvent être dégradées par de légers échauffements résultants des pertes électromagnétiques sous champ magnétique variable. Il faut alors veiller à réduire toute variation thermique et à rester en dessous de la température critique.

Une des pistes pour diminuer les effets des variations de température passe par l'étude de l'interaction fluide-structure. Il s'agit d'une approche qui n'a guère été exploitée dans le cadre des supraconducteurs. Le but de cette thèse est donc de comprendre certains phénomènes hydrodynamiques se produisant à la fois dans le volume liquide ainsi qu'à l'interface entre le liquide et le solide. Nous abordons le problème par le cas où seuls le liquide et la surface chauffante sont considérés, les températures envisagées étant sous le point d'ébullition. Ensuite, nous nous intéressons au phénomène d'ébullition au voisinage de la paroi solide. Enfin, nous considérons l'effet d'une bulle sous un plan incliné.



- Nous décrivons dans la Partie I les phénomènes convectifs induits dans un liquide. Un objet chauffant par effet Joule a été utilisé comme source de chaleur et est immergé dans le volume de liquide. Les températures imposées sont inférieures aux températures d'ébullition des huiles silicones de différentes viscosités ainsi que de l'azote liquide utilisés. Ce dernier liquide nous permet de nous placer dans les conditions cryogéniques rencontrées dans les applications supraconductrices. Dans cette situation, l'observation optique des phénomènes physiques présente un véritable challenge étant donné les températures très basses de fonctionnement. Lorsqu'une certaine différence de température est dépassée entre l'élément chauffant et le fluide, un mouvement liquide apparaît dans le système en accord avec l'instabilité de Rayleigh-Bénard. Ce mouvement fluide est décrit, d'abord en terme de structure d'écoulement et ensuite, en terme de vitesse d'écoulement. Celle-ci est liée aux caractéristiques de l'expérience avec des influences provenant du liquide, du chauffage imposé et de l'élément chauffant utilisé. Nous proposons une loi théorique prédisant la vitesse d'écoulement.



- ▶ La Partie II s'intéresse au phénomène d'ébullition qui se produit sur une surface chauffée au-delà de la température d'ébullition du liquide. La production de bulles à l'interface permet d'évacuer de la chaleur de la surface chauffée. Nous étudions le comportement d'une bulle qui apparait sur un site de nucléation macroscopique. Nous caractérisons la bulle en étudiant son taux de croissance, ainsi que la fréquence d'émission des bulles. Enfin, nous observons le cas atypique d'une bulle oscillante lors de sa croissance. Dans ce cas, la dynamique de croissance de la bulle est modifiée, ainsi que les tailles et les temps d'émission.

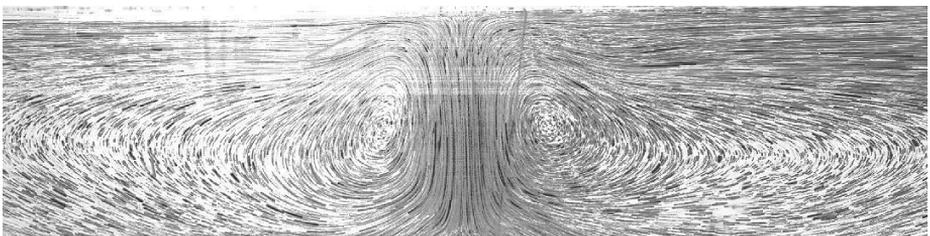


- ▶ La Partie III s'intéresse au passage d'une bulle à proximité d'une surface solide. Une telle bulle pourrait avoir été produite par ébullition du liquide sur les parois du récipient, ou bien sur le supraconducteur immergé, ou encore artificiellement injectée dans le liquide. Indépendamment de son origine, le passage d'une bulle améliore l'échange thermique entre le liquide et le solide. D'une part, la présence de la bulle à proximité d'une paroi modifie les couches fluides à l'interface. D'autre part, le déplacement de la bulle induit des mouvements dans le liquide qui permettent d'améliorer l'effet de mélange. Afin d'étudier cette interaction, nous considérons le cas d'une bulle d'air qui se déplace sous un plan incliné avec un angle variable. De l'eau distillée ainsi que des huiles silicones de plusieurs viscosités sont utilisées. Nous étudions le comportement de la bulle du point de vue hydrodynamique et envisageons également le point de vue thermique.



PARTIE [ I ]

CONVECTION AUTOUR D'UN  
OBJET IMMERGÉ DANS UN  
LIQUIDE



Nous nous intéressons, dans cette partie, aux phénomènes de convection autour d'un objet chauffant immergé dans un bain liquide. Nous décrivons d'abord l'écoulement globalement et le caractérisons ensuite en étudiant l'évolution de la vitesse d'écoulement en fonction des paramètres de l'expérience.

# Sommaire

---

<b>1 Introduction</b>	9
1.1 La convection sous toutes ses formes	9
1.1.1 Convections naturelle et forcée	10
1.1.2 Les différentes forces motrices	10
1.1.3 Convection et nature de l'écoulement	11
1.2 L'instabilité de Rayleigh-Bénard	12
1.2.1 Hypothèses de travail et nombres adimensionnels	12
1.2.2 Structure de l'écoulement	16
1.2.3 Historique et appellation	17
1.3 Modélisation mathématique	17
1.3.1 Approximation de Boussinesq	19
1.3.2 Étude de stabilité	19
1.4 Vitesse d'écoulement	24
1.5 Comportement au-delà du seuil	24
1.6 Le cas d'un objet chauffant dans un bain liquide	25
1.6.1 Un élément chauffant immergé dans un bain liquide	27
<b>2 Dispositif expérimental</b>	29
2.1 Description de l'expérience	29
2.1.1 Remarques générales	29
2.1.2 Élément chauffant	29
2.1.3 Chambre expérimentale	31
2.2 Les fluides	31
2.2.1 Azote liquide	31
2.2.2 Huiles silicones	33
2.3 Mesures de température	34
2.3.1 Prise de température	34
2.3.2 Erreurs sur les mesures de température	34
2.4 Mesures de champs de vitesse	35
2.4.1 Principe de l'analyse PIV	36
2.4.2 Description du matériel de PIV	37
2.4.3 Les traceurs	38
2.4.4 Critères de qualité de l'analyse PIV	40
2.4.5 Données typiques après PIV	41
2.4.6 La nécessité d'un cryostat	43
2.4.7 Container	43
2.4.8 Hublots	44
2.5 Régime de l'écoulement fluide	46
<b>3 Résultats</b>	47
3.1 Description qualitative	47
3.2 Vitesse d'écoulement	50
3.2.1 Influence de la différence de température	53
3.2.2 Influence du liquide	54
3.2.3 Influence de la longueur de l'élément chauffant	55
3.2.4 Loi d'évolution de la vitesse $V_z$	58
3.3 Distance $\lambda_c$ entre les deux cellules	60
3.3.1 Influence de l'élément chauffant	60
3.3.2 Influence du liquide	61
3.3.3 Influence de la différence de température	62
3.4 Modélisation	68
<b>4 Conclusions et perspectives</b>	73

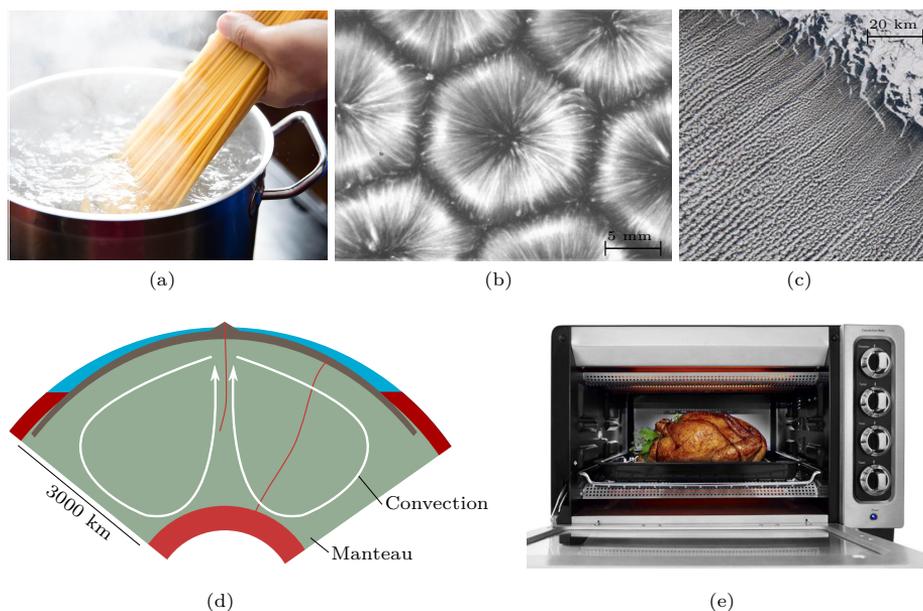
---

# Chapitre 1

## Introduction

### 1.1 La convection sous toutes ses formes

La convection est un phénomène physique qui décrit les mouvements au sein d'un liquide et qui implique le transport des propriétés des éléments fluides en mouvement. L'étymologie du mot *convection*, confirme d'ailleurs pourquoi il est utilisé dans ce contexte. Il trouve son origine du mot latin *convectio*, composé de *com*, avec, et *vehere*, charrier. Ce mouvement de fluide peut, par exemple, transporter de la chaleur d'un endroit à un autre du fluide.



**Figure 1.1** – Différents exemples où la convection intervient, que nous nous en rendions compte ou pas. (a) Une casserole d'eau chauffée à ébullition. (b) Structures régulières à la surface d'un liquide chauffé (crédit M.G. Velarde). (c) Structures régulières de nuages observées par satellite au-dessus de la mer de Béring (crédit Nasa). (d) Mouvements de convection dans la couche mantellique à l'origine de la tectonique des plaques. (e) Four de cuisine utilisant la convection de chaleur pour des cuissons plus rapides et uniformes.

De nombreuses manifestations de ce phénomène sont rencontrées tous les jours sans que nous nous en rendions nécessairement compte. Lorsqu'une casserole d'eau est portée à ébullition en vue d'y plonger des pâtes, c'est la convection qui agit pour transporter la chaleur du bas du liquide à l'ensemble de la casserole (cf. Figure 1.1(a)). Il est d'ailleurs possible d'observer des structures régulières,

comme présentées sur la Figure 1.1(b), qui mettent en évidence la présence de convection dans la casserole. À plus large échelle (cf. Figure 1.1(c)), la présence de convection peut être observée à l’œil nu dans l’atmosphère au travers d’un motif régulier de nuages dans le ciel. La convection joue également un rôle important sous nos pieds, dans les différentes couches de la Terre, comme par exemple dans le manteau, une des couches intermédiaires de la Planète. Le mouvement de convection du manteau (cf. Figure 1.1(d)) est considéré comme le moteur dans la théorie de la tectonique des plaques. Enfin, en revenant à notre échelle, la plupart des fours (cf. Figure 1.1(e)) que nous trouvons dans nos cuisines peuvent être utilisés en mode “chaleur tournante” qui n’est rien d’autre qu’une vulgarisation du mot convection.

### 1.1.1 Convections naturelle et forcée

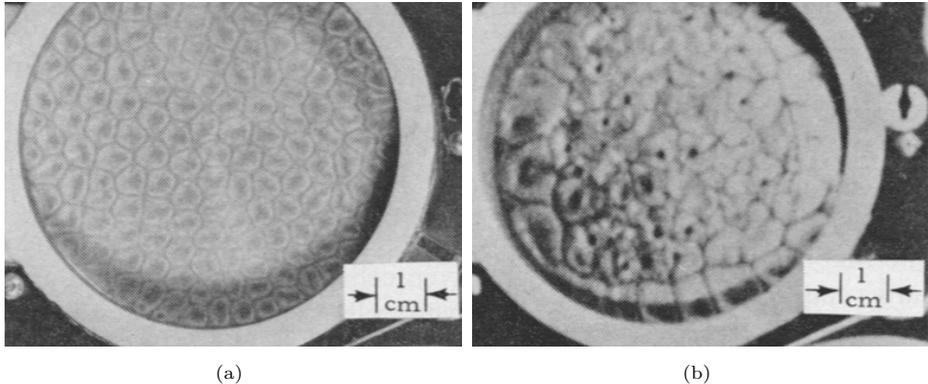
Selon le mécanisme qui génère les mouvements dans le fluide, on distingue deux types de convection : dans le premier cas, le fluide est mis en mouvement sous le seul effet des forces internes. Une variation de masse volumique du liquide est une situation souvent rencontrée en pratique. Il s’agit de la convection naturelle. Dans le second cas, le fluide est mis en mouvement artificiellement par une source extérieure, on parle de convection forcée. Ce type de convection est à la base des systèmes de climatisation où un ventilateur accentue le mouvement d’air. Une situation intermédiaire, dite mixte, est également possible. Les cas de convection forcée (à l’exception des cas en apesanteur) sont toujours couplés à de la convection naturelle. Lorsque l’importance de cette dernière n’est pas négligeable, il s’agit de convection mixte.

### 1.1.2 Les différentes forces motrices

**Convection gravitationnelle.** Qu’il soit naturel ou forcé, un mouvement dans le fluide résulte de l’action des forces de volume à l’intérieur du fluide. Le cas le plus connu est certainement celui causé par une différence de densité générée par une différence de température dans un fluide. En présence de gravité, cela peut être l’origine du mouvement liquide. Cependant, une différence de densité peut tout aussi bien provenir d’une autre origine, comme une différence de concentration en sel dans de l’eau. Dans ces différents cas, nous parlerons de convection gravitationnelle. La poussée d’Archimède étant à l’origine de ce mouvement. En l’absence de gravité, ces changements de propriétés ne permettront pas de mettre le liquide en mouvement. C’est pourquoi, en apesanteur, il est souvent nécessaire de forcer l’écoulement ; la gravité ne faisant plus le travail pour nous.

**Convection thermocapillaire.** Une différence de tension de surface dans un liquide, venant d’une variation de température par exemple, peut induire un mouvement. Il s’agit dans ce cas de convection thermocapillaire due aux forces de surface. Contrairement à la convection gravitationnelle, celle-ci peut tout-à-

fait avoir lieu en l'absence de gravité. C'est d'ailleurs ce qui a été observé lors des missions Apollo 14 et 17. Sur la Figure 1.2, des fines couches (2 et 4 mm) d'huile chauffées en présence (à gauche) et en absence (à droite) de gravité exhibent toutes deux des cellules de convection dues à la tension de surface du liquide.



**Figure 1.2** – Cellules de convection (a) au sol et (b) pendant le vol en apesanteur d’Apollo 17 en 1972. L’absence de gravité n’inhibe pas la convection due à la tension de surface. Le motif moins précis dans le cas sans gravité est principalement dû aux vibrations de la navette [3].

**D’autres types** de moteurs sont également possibles, comme la présence d’un champ magnétique dans un ferrofluide.

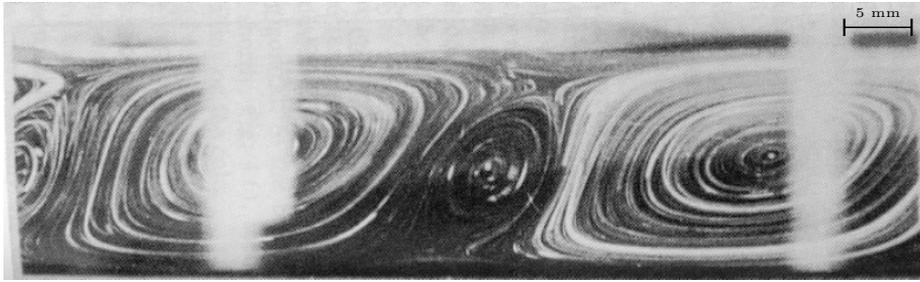
### 1.1.3 Convection et nature de l’écoulement

Dans les exemples de la Figure 1.1, les mouvements convectifs sont liés à différentes origines. Les exemples de la casserole d’eau, des nuages et de la convection mantellique faisaient référence à une convection naturelle et gravitationnelle, alors que l’apparition d’hexagones à la surface du liquide était due aux effets de tension de surface. Le four, quant à lui, fait usage de la convection forcée gravitationnelle, avec un ventilateur accentuant les mouvements d’air dans l’enceinte. Ceci permet d’accélérer le transfert thermique dans l’ensemble de la zone d’intérêt. Étant donné le lien étroit qui existe entre le transfert de matière et le transfert de chaleur, il est nécessaire de s’intéresser à la nature de l’écoulement fluide. L’écoulement peut être laminaire. Dans ce cas, si par une vue de l’esprit le liquide est subdivisé en différentes couches liquides, celles-ci ne se mélangent pas. Deux particules liquides voisines à un endroit de l’écoulement le resteront tant que le régime reste laminaire. Si, par contre, l’écoulement devient turbulent, les deux particules initialement voisines ne le resteront pas forcément. Les couches fluides s’entremêlent et l’ordre est perdu. Nous verrons à la section suivante qu’il est possible de délimiter ces régimes au moyen d’un nombre sans dimension caractérisant l’écoulement.

## 1.2 L'instabilité de Rayleigh-Bénard

Les travaux que nous présentons dans cette partie concernent des écoulements convectifs, gravitationnels et laminaires. L'expérience de Rayleigh-Bénard est le cas classique utilisant ces hypothèses.

### 1.2.1 Hypothèses de travail et nombres adimensionnels



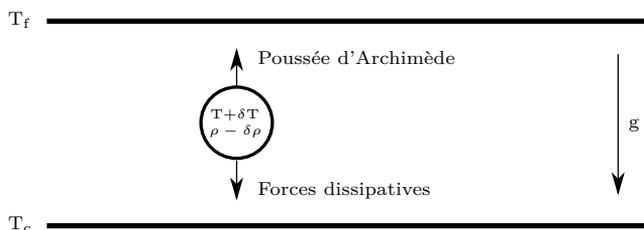
**Figure 1.3** – Cellules de convection dans le cas de l'instabilité de Rayleigh-Bénard pour une couche fluide confinée entre deux plaques de températures différentes. Les cellules de convection sont mises en évidence dans un plan 2D (photo Chandrasekhar [4]).

Le phénomène d'instabilité de Rayleigh-Bénard correspond à l'état instable dans lequel se trouve une couche de fluide d'épaisseur  $d$  lorsqu'elle est confinée entre deux surfaces horizontales infinies placées à des températures différentes. La face inférieure est à une température plus élevée,  $T_c$ , que la face supérieure qui est à une température  $T_f$ , induisant une différence de température  $\Delta T = T_c - T_f$  dans la couche de fluide. La masse volumique  $\rho$  est supposée décroître linéairement avec la température, selon la loi :

$$\rho = \rho_0[1 - \alpha\Delta T], \quad (1.1)$$

avec  $T_0$  une température de référence à laquelle la masse volumique du liquide vaut  $\rho_0$  et  $\alpha$  le coefficient d'expansion thermique, défini comme  $\alpha = -(1/\rho)\partial\rho/\partial T$ . Cette situation aboutit, sous certaines conditions, à l'apparition de mouvements dans le fluide sous forme de cellules régulières comme présenté sur la Figure 1.3.

La couche de fluide est soumise à une différence de température dirigée en sens opposé à la gravité comme présenté à la Figure 1.4. Un gradient de température ainsi qu'un gradient de masse volumique s'instaurent dans le fluide; la densité dépendant de la température (cf. Équation 1.1). Si l'on considère un élément de fluide proche de la surface chaude, celui-ci possède une température,  $T + \delta T$ , plus élevée que ses voisins du dessus. Ceci induit une densité,  $\rho - \delta\rho$ , inférieure à celle de ses voisins. Si, à cause d'une perturbation, l'élément fluide se retrouve dans une couche supérieure plus dense, il va être soumis à



**Figure 1.4** – Couche de liquide visqueux soumise à une différence de température. La poussée d'Archimède tend à faire monter un élément fluide plus léger alors que les forces dissipatives s'y opposent.

une poussée d'Archimède proportionnelle à son volume amplifiant son ascension verticale. De la même manière, un élément de fluide proche de la surface supérieure froide, s'il se retrouve dans une couche inférieure de liquide moins dense, aura tendance à plonger dans le récipient. La combinaison de ces mouvements ascendant et descendant aboutit à la formation des rouleaux présentés sur la Figure 1.3. Toutefois, l'expérience nous apprend que n'importe quel gradient de température ne suffit pas à amorcer ce mouvement fluide. Effectivement, des effets stabilisants s'opposent aux effets déstabilisants de la poussée d'Archimède.

La première contribution stabilisante vient de la viscosité du liquide qui génère une force de frottement directement opposée à la mise en mouvement de l'élément de fluide. Cette action peut être caractérisée par un temps caractéristique, noté  $\tau_\nu$ , nécessaire pour que la viscosité agisse sur une certaine distance  $d$  et s'écrivant comme :

$$\tau_\nu = d^2/\nu, \quad (1.2)$$

où  $\nu$  est la viscosité cinématique du fluide. Le second apport stabilisant est la conductivité thermique qui tend à transférer à ses voisins la chaleur contenue dans un élément fluide par diffusion, réduisant ainsi la différence de température avec l'environnement. Le temps caractéristique,  $\tau_\kappa$ , correspond au temps nécessaire pour qu'une couche fluide d'épaisseur  $d$  soit à l'équilibre thermique. Il s'écrit :

$$\tau_\kappa = d^2/\kappa, \quad (1.3)$$

avec  $\kappa$  la diffusivité thermique du liquide.

Ces effets combinés expliquent pourquoi une différence de température minimale est requise pour qu'un mouvement convectif apparaisse. Au-delà de cette différence de température minimale, les effets de flottabilité prendront le dessus sur les effets dissipatifs.

Un dernier temps caractéristique intéressant est le temps de flottabilité nécessaire à un élément fluide différant de son environnement par un écart de densité  $\delta\rho = \rho_0\alpha\Delta T$  pour traverser une couche d'épaisseur  $d$  de fluide. Il découle de la loi de Newton :

$$\rho_0 \frac{d^2 z}{dt^2} = g\delta\rho, \quad (1.4)$$

ce qui aboutit à :

$$\tau_F = \sqrt{d/(\alpha g \Delta T)}. \quad (1.5)$$

Pour avoir une meilleure idée de ces temps caractéristiques, prenons l'exemple d'une couche d'huile silicone avec les caractéristiques suivantes :  $d = 10^{-2}$  m,  $\nu = 20 \cdot 10^{-6}$  m<sup>2</sup>s<sup>-1</sup>,  $\kappa = 10^{-7}$  m<sup>2</sup>s<sup>-1</sup>,  $\alpha = 10^{-3}$  K<sup>-1</sup>,  $\rho = 10^3$  kg/m<sup>3</sup> et  $\Delta T = 10$  K. Dès lors,  $\tau_\kappa = 1000$  s,  $\tau_\nu = 50$  s et  $\tau_F = 0.3$  s.

Dans cet exemple, le temps de flottabilité est bien inférieur aux deux autres et le mécanisme physique qui s'y rapporte est donc dominant. Comparons les effets de la force motrice de gravité par rapport à ceux de la viscosité. Nous obtenons le nombre sans dimension de Grashof :

$$\text{Gr} = \frac{g \alpha \Delta T d^3}{\nu^2}. \quad (1.6)$$

En utilisant les données de l'exemple précédent, nous obtenons une valeur de  $2 \cdot 10^2$ , confirmant que les effets moteurs prennent le dessus sur l'effet stabilisant de la viscosité. Le second effet stabilisant de la diffusivité thermique peut directement être comparé avec celui de la viscosité en utilisant le nombre sans dimension de Prandtl :

$$\text{Pr} = \frac{\nu}{\kappa}, \quad (1.7)$$

qui vaut  $2 \cdot 10^2$  dans l'exemple précédent, ce qui montre la prédominance des effets visqueux comme effet stabilisant.

Les forces de volume, comme la poussée d'Archimède, permettent de générer un mouvement dans la couche liquide considérée. Cependant, une force de surface peut également agir lorsque la couche fluide est soumise à une différence de température et que sa surface supérieure est libre, comme expliqué à la Section 1.1. Le nombre de Marangoni met en balance les effets thermocapillaires et les effets visqueux et s'écrit :

$$\text{Ma} = - \frac{d\gamma}{dT} \frac{\Delta T d}{\mu \kappa}. \quad (1.8)$$

Ce nombre est égale à  $5 \cdot 10^2$  en utilisant les valeurs de l'exemple et en prenant  $d\gamma/dT = 10^{-5}$  N/m·K. Cette valeur élevée révèle la prédominance des effets surfaciques moteurs sur les effets stabilisants. Cependant, la contribution de ces effets à la mise en mouvement du fluide est à comparer aux effets volumiques. Pour cela, nous introduisons le nombre de Bond qui compare l'importance relative de chacune des deux contributions :

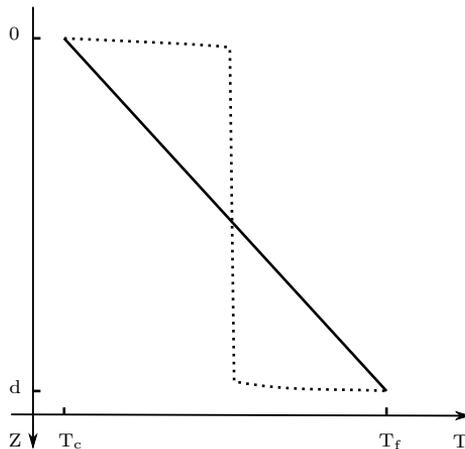
$$\text{Bo} = \frac{|\frac{d\rho}{dT}| g d^2}{|\frac{d\gamma}{dT}|}, \quad (1.9)$$

qui est de l'ordre de 10 avec  $d\rho/dT = 10^{-1}$  kg/m<sup>3</sup>·K. Les effets moteurs surfaciques peuvent être négligés face à la force motrice venant de la poussée d'Archimède.

Finalement, en combinant le nombre de Grashof au nombre de Prandtl, nous obtenons un dernier nombre sans dimension, le nombre de Rayleigh, défini comme :

$$\text{Ra} = \text{Gr} \cdot \text{Pr} = \frac{\alpha g \Delta T d^3}{\nu \kappa}. \quad (1.10)$$

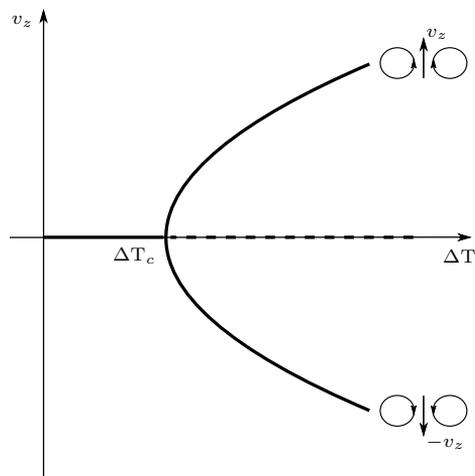
Le nombre de Rayleigh peut être interprété comme le rapport entre la force déstabilisante venant de la flottabilité et les forces stabilisantes visqueuses et de diffusion thermique. Une valeur charnière de ce nombre, notée  $\text{Ra}_c$ , permet de différencier deux régimes. Pour  $\text{Ra} < \text{Ra}_c$ , le fluide reste au repos et la chaleur est uniquement transmise par conduction. Dans ce cas, le profil de température entre les deux plaques est linéaire comme présenté sur la Figure 1.5. Lorsque  $\text{Ra} > \text{Ra}_c$ , la situation de conduction est instable et un mouvement complexe, caractérisé par l'apparition d'un ordre, se met en place dans la couche fluide. Dans ce cas, le profil de température est fortement modifié avec des variations importantes de température à proximité des plaques, le reste du liquide étant à une température presque constante. La faible variation de température dans le volume de liquide est liée à la variation de pression avec la hauteur. En reprenant les valeurs de l'exemple, nous obtenons  $\text{Ra} = 4 \cdot 10^4$ . Cette valeur élevée révèle la prédominance des effets de la poussée d'Archimède. La situation choisie en exemple aboutit à un écoulement fluide suite à la compétition entre cette poussée comme force motrice d'une part et la viscosité ainsi que la diffusivité thermique comme forces stabilisantes d'autre part.



**Figure 1.5** – Profil de température dans une couche fluide d'épaisseur  $d$  confinée entre deux plaques de températures différentes  $T_f$  et  $T_c$ . Lorsque le système est à l'état conductif (trait continu) le profil de température est linéaire alors que dans le cas d'un système convectif (trait pointillé), la variation de température se concentre à proximité des plaques [5].

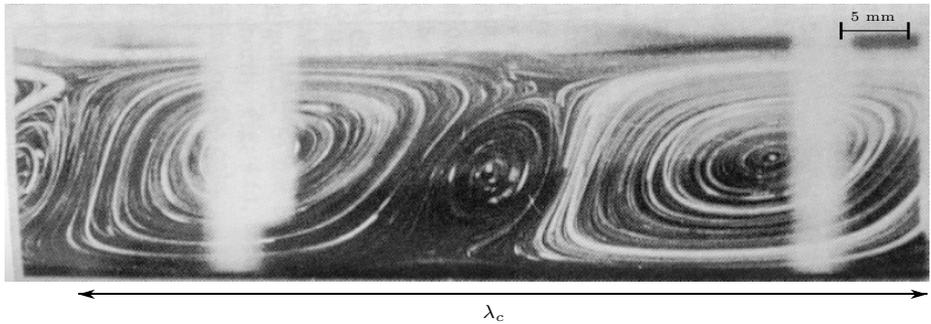
### 1.2.2 Structure de l'écoulement

La Figure 1.3 présente le mouvement typique apparaissant dans un liquide soumis à un gradient de température suffisant pour que la force motrice contrebalance les effets dissipatifs. Le mouvement fluide s'organise en rouleaux régulièrement espacés tournant de manière contrarotative avec un sens de rotation à l'origine imprévisible. En effet, deux situations qualitativement différentes peuvent se produire lorsque le mouvement s'amorce : la rotation d'une cellule peut démarrer dans le sens horlogé ou trigonométrique de manière équiprobable [5]. La transition de l'état statique à l'état dynamique est caractérisée par une bifurcation de type fourche (cf. Figure 1.6). En dessous du seuil, une seule branche est stable, mais au-delà de la valeur critique, deux situations différentes sont possibles, correspondant aux deux branches dans le diagramme de bifurcation. Ces deux situations se distinguent uniquement par le sens de rotation des rouleaux. Le sens privilégié de rotation choisi par le système physique lors de la transition correspond au choix de l'une de ces deux branches. Il est uniquement dû à une infime perturbation au moment de la transition, poussant une particule du fluide à tourner dans un sens particulier.



**Figure 1.6** – Diagramme de bifurcation de type fourche. Les lignes continues correspondent à l'état stable alors que la ligne en pointillés correspond à une situation instable. À la transition, le système évolue indifféremment sur l'une des deux branches [5].

La structure régulière de la Figure 1.3 peut être caractérisée par une longueur d'onde,  $\lambda_c$ , selon la direction horizontale. Il est important de remarquer qu'une seule cellule de convection ne peut pas être choisie pour définir la longueur d'onde du système car deux cellules successives tournent toujours en sens opposés. C'est pourquoi la longueur d'onde  $\lambda_c$  correspond à la longueur de deux cellules et est tracée sur la Figure 1.7.



**Figure 1.7** – Chronophotographie de l'écoulement résultant de l'instabilité de Rayleigh-Bénard et présentant une structure régulière sur laquelle une longueur d'onde,  $\lambda_c$ , est définie comme la longueur de deux cellules consécutives. À partir de cette longueur, il est possible de reconstruire l'entièreté de l'écoulement (photo Chandrasekhar [4]).

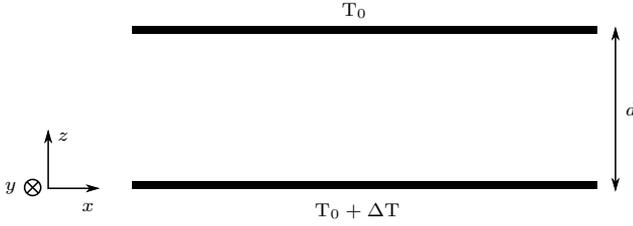
### 1.2.3 Historique et appellation

Historiquement, c'est le physicien français Bénard qui a étudié, au début des années 1900, une fine couche de liquide dont les deux surfaces étaient à des températures différentes. Il observa, entre autres, un motif régulier à la surface du liquide comme celui présenté à la Figure 1.1(b). En 1916, Rayleigh développa une théorie [6] dans le but d'expliquer ce phénomène. Il considéra cependant une situation initiale légèrement différente : une couche fluide confinée entre deux surfaces parfaitement conductrices thermiquement, alors que les expériences de Bénard [7] avaient été réalisées à l'air libre. Dans un premier temps, on crut que la théorie de Rayleigh avait réussi à décrire les travaux de Bénard. Cependant, il fallut attendre Vernotte [8] vingt années plus tard pour remarquer un désaccord entre la valeur critique du nombre de Rayleigh prédite dans la théorie et celle effectivement atteinte expérimentalement. Ce n'est qu'à partir de 1950 qu'on se rendit compte de l'importance de considérer les effets de tension de surface pour expliquer les travaux de Bénard, d'abord expérimentalement avec Block [9] et ensuite théoriquement avec Pearson [10].

L'instabilité apparaissant dans un fluide suite à une variation de masse volumique porte le nom d'instabilité de Rayleigh-Bénard. Il s'agit du cas développé théoriquement par Rayleigh. L'instabilité observée par Bénard lors de ses travaux de thèse et apparaissant suite à une variation de tension de surface est, quant à elle, appelée instabilité de Bénard-Marangoni. Quand les deux effets sont pris en compte, on parle d'instabilité de Rayleigh-Bénard-Marangoni [11–13].

## 1.3 Modélisation mathématique

Il est possible d'effectuer une étude mathématique du problème de Rayleigh-Bénard en partant des équations qui régissent un fluide. Cette étude est inspirée



**Figure 1.8** – *Système de coordonnées pour l'étude mathématique de l'instabilité de Rayleigh-Bénard où une couche fluide est confinée entre deux surfaces à des températures différentes.*

du développement effectué par Lebon *et al.* [11]. Pour ce développement mathématique, nous considérons les coordonnées  $x$ ,  $y$  et  $z$  du laboratoire comme présenté sur la Figure 1.8. Dans ce système, la chaleur peut être transportée à la fois par un processus diffusif, la conduction, et par le mouvement du liquide lui-même, l'advection. La température obéit à la loi d'advection-diffusion (appelée aussi équation de la chaleur) :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla)T = \kappa \nabla^2 T + \phi, \quad (1.11)$$

avec  $t$  le temps,  $\mathbf{v}$  le champ de vitesse du fluide,  $\mathbf{v} \cdot \nabla T$  le terme d'advection,  $\kappa$  la diffusivité thermique,  $\phi$  la production de chaleur due aux forces internes et où  $\nabla$  est l'opérateur nabla de dérivation partielle. Le champ de vitesse  $\mathbf{v}$  obéit à l'équation de Navier-Stokes :

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla)\mathbf{v} = \mathbf{F} - \frac{1}{\rho} \nabla P + \nu \nabla^2 \mathbf{v} \quad (1.12)$$

À ces deux équations s'ajoute une dernière relation, l'équation de continuité :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (1.13)$$

Une équation d'état\* du fluide qui décrit l'évolution de la température est l'Équation 1.1 que nous rappelons ici :

$$\rho = \rho_0 [1 - \alpha(T - T_0)], \quad (1.14)$$

où  $T_0$  est une température de référence à laquelle la densité vaut  $\rho_0$ .

L'étude mathématique utilisant les équations régissant le fluide peut être simplifiée en considérant des hypothèses particulières, appelées approximation de Boussinesq.

---

\*. Cette équation d'état est une relation entre différents paramètres physiques, appelés paramètres d'état, qui déterminent l'état du système.

### 1.3.1 Approximation de Boussinesq

Dans l'un des travaux de Boussinesq, on peut lire [14] : “ ... il fallait encore observer que, dans la plupart des mouvements provoqués par la chaleur sur nos fluides pesants, les volumes ou les densités se conservent à très peu près, quoique la variation correspondante du poids de l'unité de volume soit justement la cause des phénomènes qu'il s'agit d'analyser. De là résulte la possibilité de négliger les variations de la densité, là où elles ne sont pas multipliées par la gravité  $g$ , tout en conservant, dans les calculs, leur produit par celle-ci ”.

Ces quelques lignes résument l'approximation de Boussinesq dans laquelle nous nous plaçons et qui considère que :

1. le fluide est supposé incompressible ; mathématique :  $\partial\rho/\partial t = 0$  ;
2. l'échauffement par effet visqueux est négligé, c'est-à-dire :  $\phi = 0$  ;
3. les propriétés du fluide (viscosité, diffusivité thermique) sont indépendantes de la température, à l'exception de la densité qui est le moteur de l'instabilité.

Nous réécrivons les Équations 1.11, 1.12 et 1.13 avec ces hypothèses :

$$\begin{cases} \frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla)T = \kappa \nabla^2 T \\ \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla)\mathbf{v} = [1 - \alpha(T - T_0)]\mathbf{g} - \frac{1}{\rho_0} \nabla P + \nu \nabla^2 \mathbf{v} \\ \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \end{cases} \quad (1.15)$$

où nous avons considéré la poussée d'Archimède comme force extérieure ( $\mathbf{F} = (\rho/\rho_0)\mathbf{g}$ ) et utilisé la définition 1.14 de la masse volumique. Les Équations 1.15 représentent cinq équations différentielles pour les cinq inconnues  $p$ ,  $T$  et  $v_x$ ,  $v_y$ ,  $v_z$  à partir desquelles l'analyse est effectuée.

### 1.3.2 Étude de stabilité

Dans le cas du système non perturbé, le liquide est au repos et la température est fixée par la conduction. Les Équations 1.15 ont pour solutions :

$$\mathbf{v}_r = \mathbf{0}, \quad T_r = T_h - \frac{\Delta T}{d}z, \quad \frac{\partial p_r}{\partial z} = -\rho_0 g [1 - \alpha(T_r - T_0)], \quad (1.16)$$

où l'indice  $r$  fait référence à l'état non perturbé.

Dans le cas du système perturbé, nous considérons  $\mathbf{v}'$ ,  $T'$  et  $p'$  les perturbations infinitésimales de l'état de base. Elles s'écrivent comme la différence de l'état actuel perturbé et l'état non perturbé :  $\mathbf{v}' = \mathbf{v} - \mathbf{v}_r = \mathbf{v} - \mathbf{0}$ ,  $T' = T - T_r$  et  $p' = p - p_r$ . Les Équations 1.15 deviennent :

$$\begin{cases} \frac{\partial T'}{\partial t} + (\mathbf{v}' \cdot \nabla)T' = \kappa \nabla^2 T' \\ \frac{\partial \mathbf{v}'}{\partial t} = \alpha T' g \mathbf{e}_z - \frac{1}{\rho_0} \nabla P' + \nu \nabla^2 \mathbf{v}' \\ \nabla \cdot \mathbf{v}' = 0 \end{cases} \quad (1.17)$$

avec  $\mathbf{e}_z$  le vecteur unitaire selon l'axe  $O_z$ .

À ces équations s'ajoutent les conditions limites. Intéressons-nous tout d'abord à la température. Nous considérons que la conductivité thermique des surfaces supérieure et inférieure est bien plus grande que celle du fluide. De cette manière, n'importe quelle variation de température transportée par le liquide sera atténuée immédiatement sur ces parois qui se maintiendront respectivement à  $T_c$  et  $T_f$ . Puisque le champ de température non perturbé respecte déjà ces conditions, il faut que :

$$T' = 0 \quad \text{en } z = 0 \text{ et } z = d. \quad (1.18)$$

Des conditions limites sur la vitesse doivent également être imposées. Une surface plane impose que la vitesse verticale s'y annule, nous avons :

$$v'_z = 0 \quad \text{en } z = 0 \text{ et } z = d. \quad (1.19)$$

Les conditions suivantes qu'il reste à fixer dépendent du type de parois choisies. Un premier choix serait de considérer deux plaques rigides pour délimiter la couche de fluide. Ceci impose que les autres composantes de la vitesse, en plus de  $v'_z$ , soient également nulles. Cependant, ces conditions limites empêchent de mener jusqu'au bout un calcul analytique et doit faire appel à des solutions numériques [15]. Nous choisissons des parois libres qui permettent d'obtenir des résultats en accord avec l'écoulement d'une couche entre deux parois rigides, les différences étant quantitatives et non qualitatives. Dès lors, l'hypothèse de surfaces libres impose l'égalité des contraintes. Les forces de frictions engendrent deux contraintes hydrodynamiques tangentielles proportionnelles à  $\mu \partial v'_z / \partial x$  et  $\mu \partial v'_x / \partial z$ . La première s'annule d'emblée puisque la composante  $v'_z$  est constante (et nulle) le long de  $O_x$ . La seconde nous fournit la dernière condition limite en utilisant l'équation de continuité :

$$\partial^2 v'_z / \partial z^2 = 0, \quad T' = 0 \quad \text{en } z = 0 \text{ et } z = d. \quad (1.20)$$

Une simplification supplémentaire des équations de Navier-Stokes en y appliquant deux fois l'opérateur rotationnel et en utilisant l'équation de continuité pour un fluide incompressible permet d'obtenir :

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial t} (\nabla^2 v'_z) = \alpha g \nabla^2 T' + \nu \nabla^4 v'_z \\ \frac{\partial T'}{\partial t} = \frac{\Delta T}{d} v'_z + \kappa \nabla^2 T', \end{cases} \quad (1.21)$$

avec  $\nabla^2 \equiv \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2$ . Ces équations peuvent être adimensionnées afin de faciliter les calculs [11] :

$$X = \frac{x}{d}, \quad Y = \frac{y}{d}, \quad Z = \frac{z}{d}, \quad \hat{t} = \frac{\nu}{d^2} t, \quad w = \frac{d}{\nu} v'_z, \quad \theta = \frac{\kappa}{\nu} \frac{T'}{\Delta T}. \quad (1.22)$$

D'autres manières de passer à un problème adimensionné sont également possibles.

À partir de ces équations, nous cherchons une solution sous forme de rouleaux ayant leurs axes selon  $Oy$ , que nous exprimons mathématiquement par des fonctions trigonométriques :

$$\begin{cases} w = W(Z) \exp[i(k_x X + k_y Y)] \exp(\sigma t) \\ \theta = \Theta(Z) \exp[i(k_x X + k_y Y)] \exp(\sigma t), \end{cases} \quad (1.23)$$

où  $W(Z)$  et  $\Theta(Z)$  sont les amplitudes des perturbations,  $k_x$  et  $k_y$  les nombres d'onde adimensionnés dans la direction  $x$  et  $y$ , et  $\sigma$  le taux de croissance adimensionné.

En injectant ces solutions dans les Équations 1.21, nous obtenons les équations différentielles :

$$\begin{cases} (D^2 - k^2)(D^2 - k^2 - \sigma)W = \text{Ra } k^2 \Theta \\ (D^2 - k^2 - \sigma \text{Pr})\Theta = -W, \end{cases} \quad (1.24)$$

où  $D \equiv d/dZ$  et  $k^2 = k_x^2 + k_y^2$ ,  $\text{Ra}$  et  $\text{Pr}$  sont respectivement les nombres de Rayleigh (cf. Équation 1.10) et de Prandtl (cf. Équation 1.7). Les conditions limites dans le cas de surfaces libres parfaitement conductrices exprimées en grandeurs adimensionnées deviennent :

$$W = D^2 W = 0, \quad \Theta = 0 \quad \text{en } Z = 0 \text{ et } Z = 1, \quad (1.25)$$

qui sont satisfaites pour des solutions de la forme :

$$\begin{cases} W = A \sin(\pi Z) \\ \Theta = B \sin(\pi Z), \end{cases} \quad (1.26)$$

qui, lorsqu'elles sont substituées dans les Équations 1.24, donnent les expressions algébriques suivantes :

$$\begin{cases} A + (\pi^2 + k^2 + \sigma)B = 0 \\ (\pi^2 + k^2)(\pi^2 + k^2 + \sigma \text{Pr}^{-1})A - k^2 \text{Ra } B = 0. \end{cases} \quad (1.27)$$

Afin d'obtenir une solution non triviale, le déterminant doit s'annuler, ce qui fournit une relation entre  $k$ ,  $\sigma$ ,  $\text{Ra}$  et  $\text{Pr}$  :

$$(\pi^2 + k^2)\sigma / (\pi^2 + k^2)^2 (1 + \text{Pr})\sigma + \text{Pr}[(\pi^2 + k^2)^3 - k^2 \text{Ra}] = 0. \quad (1.28)$$

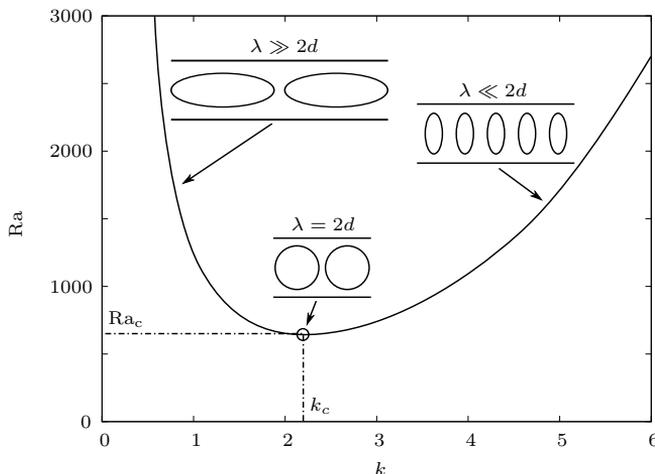
En imposant  $\sigma = 0$  dans l'Équation 1.28, nous obtenons la courbe de stabilité marginale,  $\text{Ra}_0 = \text{Ra}(k)$ , au seuil de l'instabilité qui est indépendante du nombre de Prandtl :

$$\text{Ra}_0 = \frac{(\pi^2 + k^2)^3}{k^2}. \quad (1.29)$$

Le minimum est atteint pour :

$$k_c = \frac{\pi}{\sqrt{2}} = 2.21, \quad \text{Ra}_c = 27 \pi^4 / 4 \simeq 657.5 \quad (\text{conditions libre - libre}). \quad (1.30)$$

En dessous de cette valeur critique, tous les modes de vecteurs d'ondes décroissent exponentiellement par rapport à des perturbations linéaires du problème stationnaire, ce qui indique un état conductif stable. Au-dessus de cette valeur critique, un ensemble de modes croissent exponentiellement vis-à-vis de perturbations d'amplitudes infinitésimales. Dans ces cas, le mode conductif existe toujours, mais il est instable. Le calcul précis de ce résultat a été détaillé par Rayleigh [6].



**Figure 1.9** – Courbe de stabilité marginale au voisinage du seuil pour l'instabilité de Rayleigh-Bénard avec des conditions limites de surfaces libres. Le minimum de la courbe est atteint pour  $k_c = \pi/\sqrt{2}$  et vaut  $Ra_c = 27 \pi^4/4 \simeq 657.5$  [11].

La courbe de stabilité de la Figure 1.9 présente une variation du nombre d'onde lorsque le nombre de Rayleigh s'éloigne du minimum. Pour des valeurs de  $k$  supérieures à  $k_c$ , les cellules sont étroites et les effets visqueux dus aux mouvements ascendants et descendants proches au sein d'un même rouleau retardent l'apparition de la convection. Pour des valeurs inférieures à  $k_c$ , les cellules sont larges et le transport convectif n'est pas efficace.

Du point de vue mathématique, dans le cas de surfaces rigides délimitant le fluide, toutes les composantes de la vitesse  $\mathbf{v}'$ , en plus de  $v'_z$ , s'annulent sur les parois. Dès lors, le calcul se complique [4], mais le comportement qualitatif reste inchangé avec l'apparition d'un nombre de Rayleigh critique. Seule la valeur numérique change et vaut, dans ce cas,  $Ra_c = 1707.7$  [6]. Cette valeur est environ trois fois plus élevée que la précédente. Ce seuil plus élevé s'explique par la nécessité de fournir plus d'énergie au système lorsque des parois rigides sont présentes car le liquide y dissipe davantage d'énergie par viscosité. Le même accord qualitatif est constaté en utilisant des conditions limites mixtes avec, par exemple, la surface inférieure rigide et la surface supérieure libre. Les travaux de Rayleigh sur la détermination des valeurs seuils ont été étendus par Pellew et Southwell [16]. Ils donnent les valeurs numériques pour le cas des parois rigides

et pour le cas mixte respectivement :

$$k_c = 3.117, \quad \text{Ra}_c = 1707.7 \quad (\text{conditions rigide - rigide}), \quad (1.31)$$

$$k_c = 2.68, \quad \text{Ra}_c = 1100.6 \quad (\text{conditions rigide - libre}). \quad (1.32)$$

Le cas des conditions libre-libre développé ici plus en détails a l'avantage de pouvoir être résolu analytiquement. Il s'agit donc d'une situation idéale qui facilite l'approche mathématique, et elle est aussi réalisable expérimentalement. En effet, Goldstein et Graham [17] ont utilisé une huile prise en sandwich entre du mercure, plus dense, et de l'hélium gazeux, moins dense. L'huile possédant une plus grande viscosité que le mercure et l'hélium, les deux surfaces de la couche liquide se comportent comme des surfaces libres pour ce qui est des contraintes. Par contre, le mercure étant meilleur conducteur thermique que l'huile, et l'hélium étant moins bon conducteur, il s'agit de conditions aux limites mixtes pour la température. Dans cette étude, la valeur du Rayleigh critique obtenue expérimentalement est en bon accord avec la valeur théorique [17].

Enfin, il est intéressant de s'intéresser à la taille d'une cellule de convection. Comme nous l'avons dit précédemment, deux cellules de convection adjacentes tournent en sens opposés. Le motif de répétition du système correspond donc à la taille de ces deux cellules. Ainsi, la longueur d'une cellule coïncide avec la longueur d'une demi longueur d'onde critique :  $(\lambda_c)/2 = (2\pi/k_c)/2$ . En spécifiant que les calculs ont été réalisés suite à un adimensionnement où l'unité de longueur a été choisie comme la hauteur  $d$  de liquide, nous obtenons pour le cas des conditions aux limites rigide-rigide  $k_c = 3.117$ , ce qui donne un diamètre réel de cellule de  $1.007 d$ . Il s'agit donc de cellules convectives presque circulaires dans le plan bidimensionnel  $(\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_z)$ . Dans le cas libre-libre et le cas mixte, le nombre d'onde critique étant plus grand, les cellules de convection sont plus allongées. Ceci a d'ailleurs pu être partiellement à l'origine de la confusion sur la légitimité de la théorie de Rayleigh qui a tenté d'expliquer l'expérience de Bénard avant de se rendre compte des réels mécanismes qui entrent en jeu (basés sur les effets de tension de surface). Les différentes valeurs intéressantes de cette étude de stabilité sont reprises dans le Tableau 1.1 [4, 14, 15, 18, 19].

**Tableau 1.1** – *Grandeurs critiques obtenues pour différentes conditions limites. Les nombres d'onde et longueurs d'onde sont indiqués par rapport à la hauteur  $d$  de la couche fluide étudiée.*

Conditions limites	$\text{Ra}_c$	$k_c \cdot d$	$\lambda_c/2d$
Rigide-Rigide	1707.7	3.117	1.008
Rigide-Libre	1100.6	2.68	1.171
Libre-Libre	657.5	2.21	1.414

Pour les expériences que nous avons réalisées et qui seront présentées dans la suite de ce manuscrit, il n'a pas été possible de déterminer expérimentalement la valeur seuil du nombre de Rayleigh. Nous choisissons alors d'utiliser la valeur critique théorique du nombre de Rayleigh du cas rigide-rigide.

## 1.4 Vitesse d'écoulement

L'analyse linéaire effectuée ci-dessus permet de déterminer la valeur du seuil et la forme des solutions à proximité de  $Ra_c$ . Cependant, aucune information n'est disponible sur l'évolution de l'instabilité pour des valeurs éloignées du nombre de Rayleigh critique. En particulier, la vitesse d'écoulement n'est pas connue : l'expression sous forme d'exponentielle pour la vitesse (cf. Équation 1.23) aboutit à une vitesse infinie qui n'a pas de sens physique. Des effets non linéaires stabilisent le système lorsque l'amplitude augmente. Les échanges de chaleur par convection réduisent les écarts de température dans la partie centrale de la couche liquide. Dès lors, les principales variations de température ont lieu dans les couches limites thermiques à proximité des parois, où la vitesse est plus faible et les effets de diffusions thermiques plus importants [5].

La diminution du gradient thermique  $(\mathbf{grad} T)_0$  dans la partie centrale de la couche liquide (cf. Figure 1.5) entraîne une diminution du nombre de Rayleigh dans cette région et par conséquent l'augmentation de la vitesse  $y$  est réduite. De façon quantitative, on prévoit [5] :

$$\left(\frac{\Delta T}{d}\right)_0 \simeq (1 - \alpha v_z^2) \left(\frac{\Delta T}{d}\right), \quad (1.33)$$

où  $\Delta T/d$  est le gradient imposé. En prenant  $(\mathbf{grad} T)_0$  égal à sa valeur limite inférieure  $(\mathbf{grad} T)_c$ , nous trouvons [5] :

$$v_z \propto \left[ \frac{(\Delta T/d) - (\Delta T/d)_c}{(\Delta T/d)} \right]^{1/2}. \quad (1.34)$$

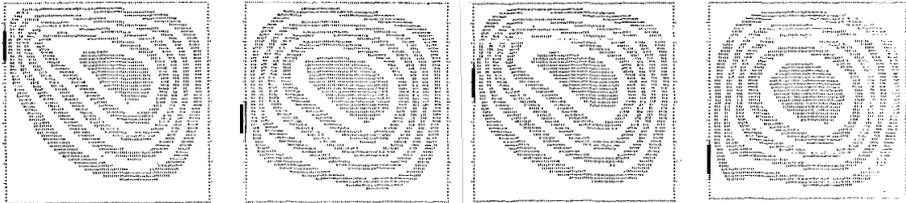
avec un exposant  $1/2$  qui est en accord avec des mesures d'expériences réalisées dans le cas d'une instabilité de Rayleigh-Bénard [5].

## 1.5 Comportement au-delà du seuil

Lorsqu'on augmente le nombre de Rayleigh au-delà d'une deuxième valeur critique, les expériences montrent qu'à un état stationnaire bidimensionnel succède un autre état stationnaire tridimensionnel. Busse et Clever [20] ont étudié la stabilité des rouleaux de convection en fonction du nombre de Prandtl et du nombre d'onde. La condition de stabilité des rouleaux de convection est donnée par un domaine appelé "ballon de Busse" [12]. Dans ce cas étendu, la stabilité dépend du  $Ra$  et du nombre d'onde, mais aussi du nombre de Prandtl. Pour des valeurs de  $Ra$  beaucoup plus élevées, le système devient turbulent et finalement chaotique. Le  $Ra$  critique pour le début de la région de turbulence est de l'ordre de  $Ra \sim 10^7 - 10^8$ , et dépend de la géométrie du système (cf. notamment [21-24]). Les expériences présentées dans la suite ont été effectuées jusqu'à la limite de ce seuil, comme nous le verrons plus tard, c'est pourquoi nous n'aborderons pas ce sujet d'étude très vaste [21, 22, 25].

## 1.6 Le cas d'un objet chauffant dans un bain liquide

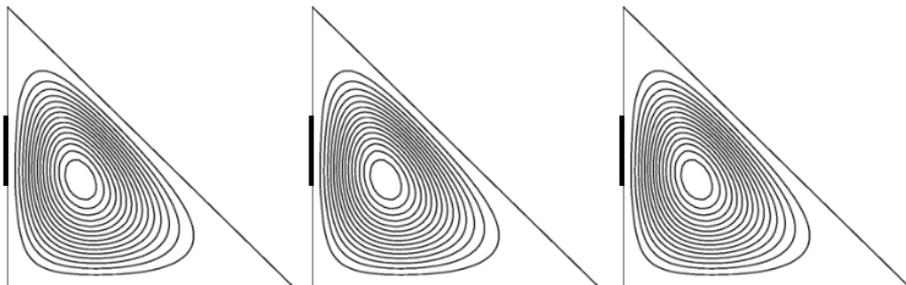
L'écoulement fluide et le refroidissement de la surface chauffante d'un objet chauffant un bain a fait l'objet de nombreuses études dans de multiples configurations [26–29]. En pratique, deux dispositions différentes permettent essentiellement d'induire un mouvement fluide par flottabilité. La première configuration se réfère à un gradient de densité horizontal, perpendiculaire à la gravité et généré par exemple grâce à deux plaques verticales de températures différentes. Dans cette configuration, un écoulement fluide s'ensuit immédiatement sans aucun seuil minimal. Le second cas est celui qui a été décrit dans les sections précédentes avec un gradient de densité aligné avec la gravité, mais de sens opposé. Dans cette situation, un mouvement fluide ne s'amorce qu'une fois le seuil critique dépassé. Dans le cas où le gradient de densité est aligné avec la gravité et est dans le même sens, le fluide est stratifié, mais stable, aucun mouvement ne s'amorce. Dans la littérature, différentes études ont été effectuées en considérant une enceinte dont une paroi, ou une partie de paroi, est chauffée. Une revue complète des travaux sur le sujet jusque 1988 a été effectuée par Ostrach [30]. Pour les travaux réalisés depuis, on pourra, par exemple, consulter la revue de Öztop *et al.* [31].



**Figure 1.10** – Lignes de flux dans une cavité carrée chauffée localement sur un mur vertical (lignes verticales épaisses) avec différentes localisations du chauffage à  $Ra = 10^5$  [32].

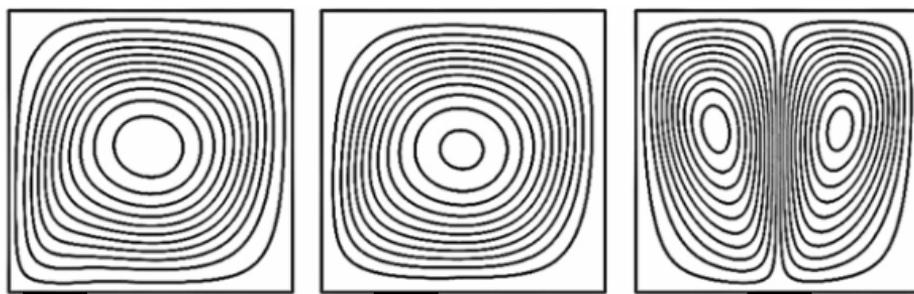
Quelques configurations peuvent être présentées. Chu *et al.* [32] se sont intéressés à la situation où un mouvement de convection apparaît dans une enceinte carrée de fluide dû à la présence d'un simple élément chauffant localisé sur une face verticale (cf. Figure 1.10). Les effets de la taille de l'élément chauffant, de sa position sur la surface verticale, du rapport d'aspect entre l'élément chauffant et de la taille de l'enceinte ainsi que des conditions limites ont été étudiées numériquement. Malgré la simplicité apparente du système choisi, les auteurs ont montré que la relation entre le mouvement liquide et le transfert de chaleur est complexe. Il est cependant possible de trouver une configuration où le transfert de chaleur est maximisé (ou minimisé). La géométrie (taille, localisation...) de l'élément n'est pas la seule à avoir un impact sur l'écoulement. En effet, la géométrie de l'enceinte joue également un rôle important. C'est ce qui a été étudié dans les travaux de Varol *et al.* [33] avec une enceinte triangulaire et une partie d'une paroi verticale comme élément chauffant (cf. Figure 1.11). La localisation de cet élément sur la surface contrôle le transfert de chaleur, avec un optimal

de transfert lorsqu'il est situé proche d'une région froide, à une extrémité d'une paroi.



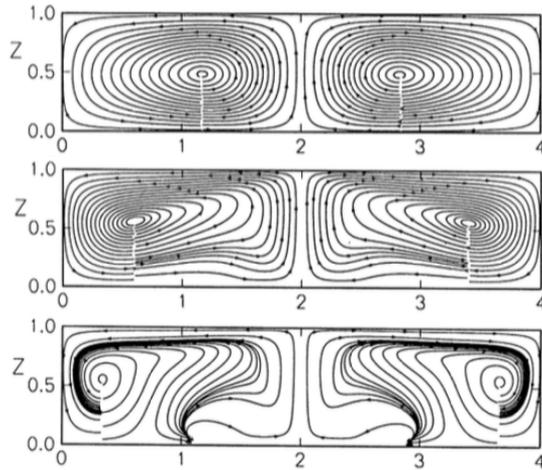
**Figure 1.11** – Lignes de flux dans une cavité triangulaire pour différentes valeurs croissantes du nombre de Rayleigh ( $Ra = 10^4$ ,  $10^5$  et  $10^6$ ) localement chauffée sur la paroi verticale (lignes épaisses) [33].

L'élément chauffant peut également être placé sur une surface horizontale, avec un impact de sa localisation sur les lignes de flux (cf. Figure 1.12) [34]. Sezai et Mohamad [35] ont étudié l'effet du type de parois pour une enceinte cubique (parois isothermes ou conductrices). L'écoulement s'en trouve modifié ainsi que le transfert de chaleur, avec un mouvement convectif beaucoup plus important dans le cas de parois isothermes. La taille de l'élément chauffant a également un impact sur l'efficacité de chauffage ainsi que sur l'écoulement fluide, en particulier pour des tailles millimétriques. Dans cette configuration, en augmentant la taille de l'objet chauffant, un point de stagnation apparaît au centre de la cavité (cf. Figure 1.13), diminuant fortement l'efficacité de l'échange thermique. La température locale au centre de l'élément chauffant augmente dangereusement, ce qui est dramatique pour le refroidissement de l'objet [36].



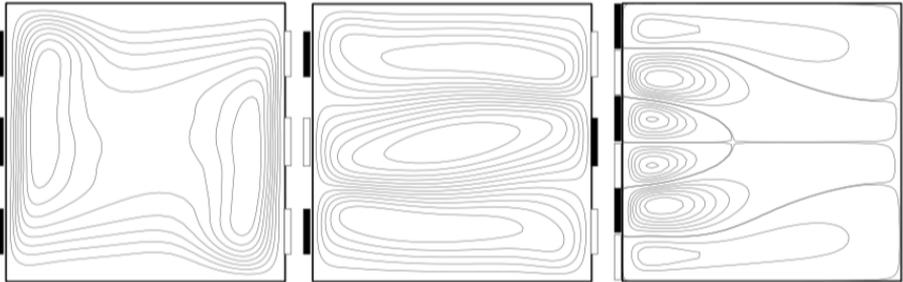
**Figure 1.12** – Lignes de flux dans une enceinte carrée pour différentes positions de l'élément chauffant (lignes épaisses) à  $Ra = 10^5$  [34].

Des études avec plusieurs éléments locaux chauffants dans la même enceinte ont été effectuées. Deng *et al.* [37] ont étudié l'effet de plusieurs éléments chauffants disposés sur une surface verticale d'une enceinte carrée. Différentes confi-



**Figure 1.13** – Lignes de flux dans le plan transversal d'une enceinte parallélépipédique chauffée localement par le bas à différentes valeurs du nombre de Rayleigh ( $Ra = 10^3, 10^5$  et  $10^6$ ) [28].

gurations ont été testées avec, à chaque fois, un impact sur l'écoulement (cf. Figure 1.14). La configuration aboutissant à la formation d'un plus grand nombre de cellules convectives correspond, dans cette géométrie, à la situation possédant un meilleur échange thermique.



**Figure 1.14** – Lignes de flux dans une enceinte carrée avec différentes configurations d'éléments chauds (lignes épaisses noires) et froids (lignes épaisses blanches) sur un mur vertical à  $Ra = 10^6$  [37].

### 1.6.1 Un élément chauffant immergé dans un bain liquide

Les études précédemment citées sur l'échange thermique entre un élément chauffant et son environnement fluide se concentrent sur des géométries où cet élément est couplé à une surface de l'enceinte, qu'elle soit verticale ou horizontale, et où l'élément est ponctuel ou étendu. Dans le cadre de l'étude du refroidissement d'un supraconducteur dans un bain cryogénique, nous propo-

sons de nous intéresser au cas d'un élément, chauffé par effet Joule, indépendant de toute surface et immergé dans un bain liquide. Dans ces conditions, l'ensemble du volume à thermaliser se retrouve en contact avec le fluide. Nous décrivons l'écoulement induit dans le volume liquide, d'abord de manière globale et le caractérisons ensuite en étudiant la vitesse d'écoulement en fonction des paramètres de l'expérience tels que les propriétés physiques du liquide ou les dimensions de l'élément chauffant utilisé. Nous utilisons des huiles silicones de différentes viscosités, de l'azote liquide, habituellement utilisé pour placer un supraconducteur à température opérationnelle, ainsi que des éléments chauffants discrets de différentes tailles.

## Chapitre 2

# Dispositif expérimental

### 2.1 Description de l'expérience

#### 2.1.1 Remarques générales

L'étude de l'écoulement fluide autour d'un élément chauffant immergé dans de l'azote liquide à température cryogénique requiert l'utilisation d'un dispositif expérimental adapté d'un point de vue thermique et optique. Les différents éléments utilisés apparaissent sur la Figure 2.1.

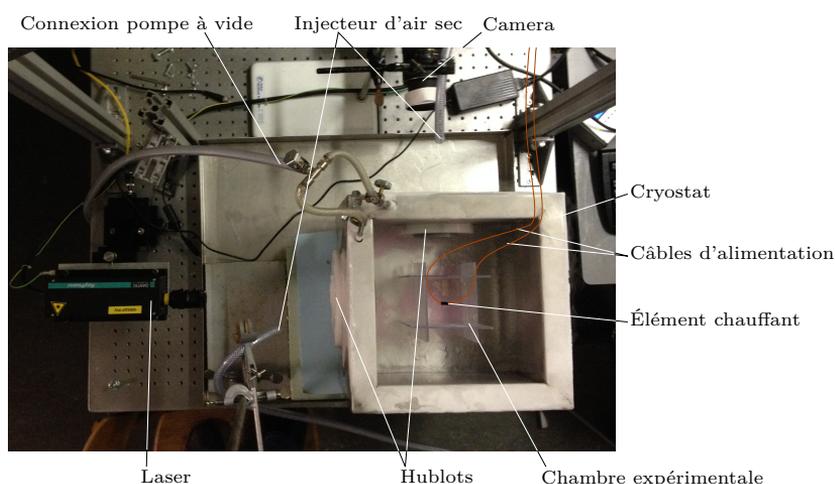


Figure 2.1 – Photo de la disposition expérimentale vue du dessus (description cf. texte).

Le dispositif s'articule autour d'un élément chauffant immergé dans un liquide restreint dans une chambre expérimentale au centre d'un cryostat. Les effets induits dans le fluide par l'élément électriquement alimenté par un générateur et chauffant par effet Joule sont étudiés avec un système de visualisation comprenant des traceurs, un laser et une caméra rapide.

#### 2.1.2 Élément chauffant

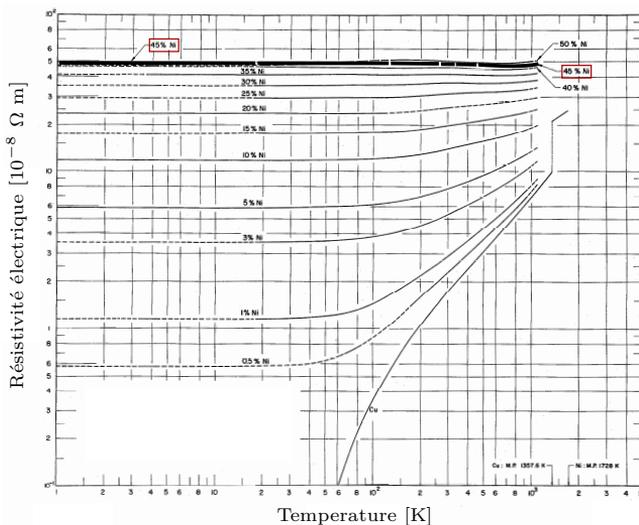
Nous nous intéressons à l'influence de la longueur de l'élément chauffant sur l'écoulement. Quatre éléments différents ont été utilisés. Leurs caractéristiques et leurs appellations sont reprises dans le Tableau 2.1.

L'élément  $R_1$  est une résistance parallélépipédique de  $6 \times 3 \times 1 \text{ mm}^3$  et d'une résistance de  $10 \Omega$ , alors que les éléments  $R_2$  à  $R_4$  sont des fils en constantan de  $2 \text{ mm}$  de diamètre de longueur variable avec une résistivité constante de

**Tableau 2.1** – Informations sur les éléments chauffants utilisés : appellation, longueur  $L_R$  et résistance  $\Omega$ .

Nom	$L_R$ [cm]	$\Omega$ [ $\Omega$ ]
R <sub>1</sub>	0.6	10
R <sub>2</sub>	5.7	$2.9 \cdot 10^{-7}$
R <sub>3</sub>	10.1	$5.1 \cdot 10^{-7}$
R <sub>4</sub>	16.5	$8.3 \cdot 10^{-7}$

$5 \cdot 10^{-7} \Omega \text{ m}$ . Le constantan est un alliage métallique de cuivre et de nickel qui possède une résistivité quasi constante sur une large gamme de température. Ceci est vrai pour une proportion bien précise des métaux à hauteur de 55% de cuivre pour 45% de nickel. Cette faible dépendance à la température est visible sur la Figure 2.2. La résistivité restant constante, la puissance linéique électrique du fil de constantan peut être déterminée précisément. Enfin, la résistivité des câbles en cuivre utilisés ( $1.7 \cdot 10^{-8} \Omega \text{ m}$ ) pour relier l'élément chauffant au générateur est bien inférieure à celle du constantan [38].



**Figure 2.2** – Résistivité électrique de plusieurs alliages cuivre-nickel de proportions variables en fonction de la température [39]. L'alliage 55% cuivre 45% nickel, correspondant au constantan (ligne épaisse), possède une résistivité électrique de  $5 \cdot 10^{-7} \Omega \text{ m}$  presque constante sur une large gamme de température.

Ces éléments chauffants ont été placés dans la chambre expérimentale, maintenus par les câbles électriques rigides l'alimentant, comme représenté en rouge sur la Figure 2.1. L'élément chauffant de longueur  $L_R$  est ainsi immergé à une profondeur  $L$  de la surface liquide. Un courant électrique le traverse et dissipe une puissance électrique  $P$ . Une différence de température  $\Delta T$  s'installe dans le système. Ces différentes grandeurs sont reprises dans le Tableau 2.2.

**Tableau 2.2** – Distance  $L$  de liquide entre l'élément chauffant et la surface liquide, gamme de courant  $i$  traversant l'élément chauffant, gamme de puissance  $P$  associée et différence de température maximale entre l'élément chauffant et le liquide pour les expériences réalisées dans cette étude.

Liquide	$L$ [m]	$i$ [A]	$P$ [W]	$\Delta T_{\max}$ [K]
Azote liquide	$3 \cdot 10^{-2}$	[0.007 ; 0.061]	[0.0005 ; 0.037]	2
Huile sil. 0.65 cS	$2.9 \cdot 10^{-2}$	[0.061 ; 0.442]	[0.037 ; 1.95]	8
Huile sil. 10 cS	$2.9 \cdot 10^{-2}$	[0.061 ; 0.442]	[0.037 ; 1.95]	32
Huile sil. 20 cS [R <sub>1</sub> ]	$2.9 \cdot 10^{-2}$	[0.061 ; 0.442]	[0.037 ; 1.95]	37

### 2.1.3 Chambre expérimentale

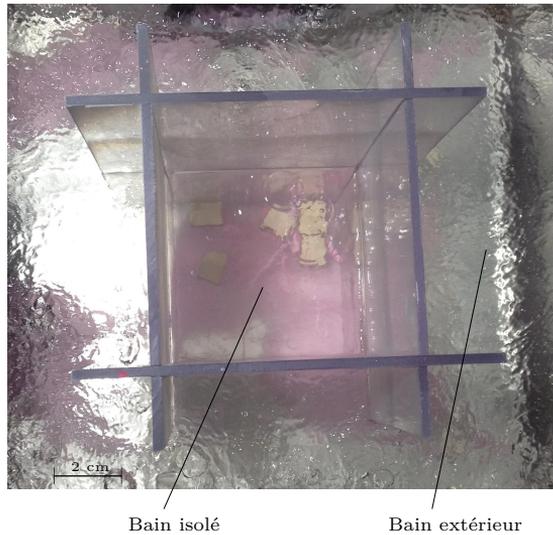
Pour isoler les effets de l'élément chauffant dans le liquide des perturbations extérieures, nous avons mis en place un système de bain-marie. Un volume de liquide est isolé au moyen d'une colonne rectangulaire de 20 cm de long, 3 cm de large et 20 cm de haut, plongée dans le liquide (cf. Figure 2.3). Cette tour délimite ce que nous appelons la chambre expérimentale. Dans le cas particulier de l'azote liquide, des bulles provenant de nucléation aux parois du cryostat peuvent, en remontant vers la surface, perturber l'écoulement. C'est pourquoi la tour est placée sur un support horizontal de 1 cm de haut avec 4 pieds, déviant les bulles à l'extérieur de la chambre expérimentale. Enfin, la hauteur de la tour qui définit la chambre expérimentale est supérieure à la hauteur de fluide afin d'éviter des recirculations liquides par le dessus de la tour. Ces différentes précautions permettent de réaliser les expériences dans un grand volume de liquide isolé du bain extérieur comme présenté sur la Figure 2.3. Cette technique a également été utilisée par Adda-Bedia [40] où un système de bain-marie a été utilisé afin de réduire les perturbations dans la région étudiée.

## 2.2 Les fluides

Les expériences ont été réalisées avec de l'azote liquide et des huiles silicones de différentes viscosités (0.65, 10 et 20 cS). Les différentes caractéristiques physiques de ces liquides sont reprises dans le Tableau 2.3. On constate que la viscosité varie d'un facteur 30, la tension de surface d'un facteur 2 et la diffusivité thermique d'un facteur 2. De plus, la gamme des différences de température passe de 2 degrés à plusieurs dizaines de degrés et la gamme des nombres de Rayleigh est elle aussi étendue par rapport au cas de l'azote.

### 2.2.1 Azote liquide

Dans le cadre des applications supraconductrices, l'utilisation d'un liquide cryogénique est nécessaire. L'azote liquide est le fluide le plus communément utilisé. Sa température d'ébullition est de 77.4 K à pression atmosphérique [41].



**Figure 2.3** – Photo de la surface libre de l'azote liquide avec, au centre, un bain isolé où l'agitation est réduite par la tour et, à l'extérieur, un bain perturbé.

**Tableau 2.3** – Viscosité cinématique  $\nu$ , masse volumique  $\rho$ , coefficient d'expansion thermique  $\alpha$ , diffusivité thermique  $\kappa$  et tension de surface  $\gamma$  des huiles silicones utilisées à température ambiante et de l'azote liquide à 77 K.

Liquide	$\nu$ [m <sup>2</sup> s <sup>-1</sup> ]	$\rho$ [kg m <sup>-3</sup> ]	$\alpha$ [K <sup>-1</sup> ]	$\kappa$ [m <sup>2</sup> s <sup>-1</sup> ]	$\gamma$ [N m <sup>-1</sup> ]
Azote liquide	$2 \cdot 10^{-7}$	810	$5 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-8}$	$9 \cdot 10^{-3}$
Huile sil. 0.65 cS	$0.65 \cdot 10^{-6}$	905	$10^{-3}$	$8.6 \cdot 10^{-8}$	$20 \cdot 10^{-3}$
Huile sil. 10 cS	$10 \cdot 10^{-6}$	934	$10^{-3}$	$8.7 \cdot 10^{-8}$	$20 \cdot 10^{-3}$
Huile sil. 20 cS	$20 \cdot 10^{-6}$	950	$10^{-3}$	$10^{-7}$	$20 \cdot 10^{-3}$

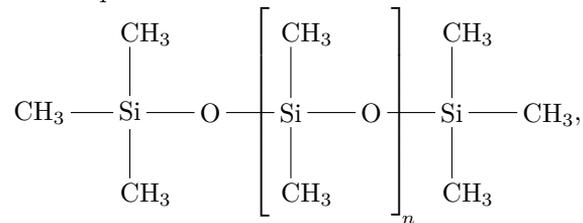
De plus, ce liquide est un bon isolant électrique, ce qui est un avantage dans le cadre de cette étude. Avec une masse volumique de 810 kg/m<sup>3</sup>, la visualisation optique dans l'azote liquide autorise un choix étendu de traceurs pour observer l'écoulement. De plus, ce liquide possède les principaux avantages des liquides cryogéniques comme d'être purs ou encore de posséder une régulation thermique efficace. La faible viscosité de ce liquide ( $2 \cdot 10^{-7}$  m<sup>2</sup>s<sup>-1</sup>) permet d'atteindre des nombres de Rayleigh élevés et ce, même pour des petites différences de température. Ce nombre adimensionnel s'étend expérimentalement sur une gamme allant de 10<sup>6</sup> à 10<sup>8</sup>. De plus, pour les conditions expérimentales rencontrées, le nombre de Bond est toujours plus grand que l'unité ( $Bo > 150$ ) et c'est la variation de la masse volumique qui est responsable du mouvement liquide. Ces nombres adimensionnels sont repris dans le Tableau 2.4.

**Tableau 2.4** – Gamme de nombres de Rayleigh et nombres de Bond minimaux pour les différents liquides utilisés.

Liquide	Ra	Bo <sub>min</sub>
Azote liquide	$8.3 \cdot 10^6 - 1.7 \cdot 10^8$	150
Huile silicone 0.65 cS	$2.7 \cdot 10^5 - 2.2 \cdot 10^7$	270
Huile silicone 10 cS	$3.5 \cdot 10^4 - 5.6 \cdot 10^6$	270
Huile silicone 20 cS	$1.5 \cdot 10^5 - 2.8 \cdot 10^6$	270

### 2.2.2 Huiles silicones

Afin d'étendre les résultats obtenus dans l'azote liquide, nous avons utilisé d'autres fluides dont le choix repose sur plusieurs critères. Nous cherchons des fluides avec une bonne isolation électrique, une faible interaction chimique ou encore une gamme étendue de températures accessibles afin de pouvoir induire un mouvement au moyen d'un élément chauffant. Notre choix s'est porté sur des huiles silicones. Ces liquides sont composés de PDMS (PolyDiMéthyl-Siloxane) dont la formule chimique est :



où l'indice  $n$  désigne le degré de polymérisation de la chaîne polymère. Les molécules sont constituées d'une chaîne principale en silicium-oxygène à laquelle sont attachés deux groupements méthyl par atome de silicium. La chaîne de siloxane est chimiquement stable, c'est pourquoi les huiles silicones sont chimiquement inertes et sont d'excellents isolants électriques. Elles sont également non miscibles dans l'eau, transparentes et ne vieillissent quasiment pas au contact de l'air, de l'eau, de la chaleur ou de la lumière [42]. Ces huiles sont disponibles sur une large gamme de viscosités allant de 0.65 cS à plusieurs centaines de milliers de centiStokes. La viscosité de ces huiles est stable face aux variations de température. Cette propriété intéressante tire elle aussi son origine de la structure polymérique du liquide. Lorsque la température diminue, les chaînes de polymère ont tendance à s'enrouler sur elles-mêmes et peuvent donc bouger facilement, alors que lorsque la température augmente, les chaînes s'allongent et s'entremêlent ce qui réduit l'effet de l'augmentation d'énergie thermique [43]. Nous avons utilisé trois huiles silicones de 0.65, 10 et 20 cS respectivement. Enfin, lorsque la viscosité varie, la masse volumique, la tension de surface ou encore la diffusivité thermique changent peu [43]. En présence d'une variation de température, la masse volumique de l'huile varie. Comme l'indique le nombre de Bond, au minimum de 270 pour nos expériences, les variations de tension de surface sont négligeables et seules les variations de masse volumique induisent

un mouvement liquide. Ce dernier est caractérisé par une gamme de nombres de Rayleigh allant de  $10^4$  à  $10^8$ , ce qui met en évidence un écoulement convectif. Les valeurs les plus élevées du nombre de Rayleigh sont proches, mais inférieures aux valeurs rencontrées pour des écoulements turbulents. Ces différents nombres adimensionnels sont repris dans le Tableau 2.4 pour les différentes huiles.

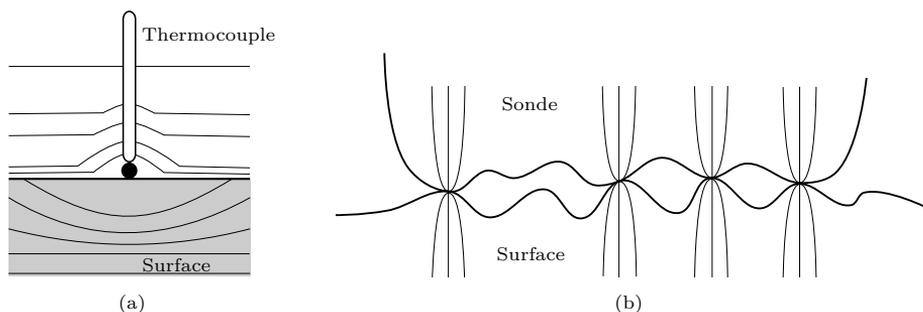
## 2.3 Mesures de température

### 2.3.1 Prise de température

À la suite d'une expérience réalisée à une puissance électrique spécifique, la différence de température  $\Delta T$  a été évaluée en effectuant deux mesures de température, la première sur l'élément chauffant ( $T_c$ ) et la seconde dans le liquide loin de l'élément chaud ( $T_f$ ). La température a été mesurée comme étant uniforme sur l'entièreté de la longueur des différents éléments chauffants. Ces mesures permettent, par la suite, d'interpréter les données en terme de différence de température  $\Delta T = T_c - T_f$ .

Les mesures à température cryogénique ont été réalisées avec deux thermomètres à résistance de platine (PT100) dont la résistance varie en fonction de la température. Cette variation est répertoriée dans des tables de conversion [44]. La précision de la sonde est de l'ordre de 0.1 K. Pour les mesures à température ambiante, une paire de thermocouples T a été utilisée. La précision est de l'ordre de 1 K.

### 2.3.2 Erreurs sur les mesures de température



**Figure 2.4** – Origines des erreurs sur la prise de température. (a) Les couches thermiques proches du point mesuré sont modifiées en présence de la sonde. La température à cet endroit s'en trouve altérée. (b) L'irrégularité des surfaces à petite échelle affecte la prise de température. Aux zones de contact convergent les lignes de flux thermiques.

Expérimentalement, les mesures de température sont entachées d'erreurs que l'on peut classer en deux catégories selon leur origine. D'une part, une erreur sur la température provient de la qualité du capteur et de sa chaîne de mesure. Souvent, seule cette source d'erreur est prise en compte. D'autre

part, les erreurs proviennent de la prise de température elle-même. En effet, la mesure implique une interaction entre le capteur et le milieu d'intérêt. Dans le cas qui nous intéresse, où une mesure de température est effectuée à la surface d'un objet immergé dans un fluide, la sonde modifie localement les différentes couches thermiques (cf. Figure 2.4(a)). La température du point sous la sonde s'en trouve donc modifiée. La mesure dépend également de l'imperfection du contact entre la sonde et la surface qui résulte des irrégularités des surfaces à petite échelle (cf. Figure 2.4(b)) [45, 46].

## 2.4 Mesures de champs de vitesse

Les mouvements induits dans les liquides par l'élément chauffant ont été étudiés optiquement au moyen de la technique de Vélocimétrie par Imagerie de Particules (PIV en anglais). Cette technique permet d'obtenir des informations quantitatives sur l'écoulement. Par le passé, d'autres techniques ont également permis d'obtenir des informations sur l'écoulement fluide. Leonardo da Vinci, bien avant l'apparition des techniques modernes, fut certainement l'un des premiers à mettre par écrit (cf. Figure 2.5) ses observations sur l'écoulement liquide de manière étonnamment précise, et ce, il y a plus de 500 ans.



**Figure 2.5** – Études de l'écoulement d'eau autour d'un obstacle et tombant d'un trou carré par Leonardo da Vinci en 1508. Image issue du Codex Leicester [47].

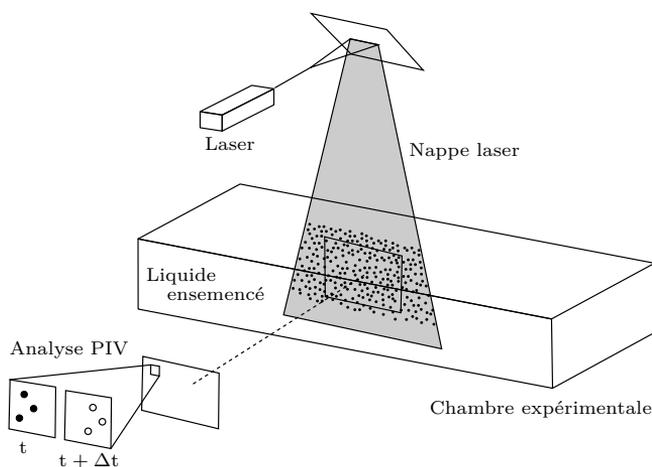
Pour étudier le comportement d'un fluide, il est commode d'obtenir une visualisation de l'écoulement suivi par le liquide ou encore d'accéder à sa vitesse

de déplacement. Cependant, les fluides, liquide ou gaz, sont considérés comme des milieux continus dont les particules individuelles sont petites et ont les mêmes propriétés physiques de sorte qu'il est impossible de les visualiser à l'oeil. En ajoutant au fluide des particules, il est possible de suivre l'écoulement. Une chronophotographie permet de mettre en évidence l'écoulement, mais des informations précises, comme la vitesse de déplacement, peuvent être obtenues soit par suivi de particules, soit par vélocimétrie par imagerie de particules (PIV), deux techniques utilisant toutes deux les particules en suspension dans le liquide.

Dans cette étude, cette dernière technique a principalement été utilisée pour obtenir les informations sur les différents écoulements.

### 2.4.1 Principe de l'analyse PIV

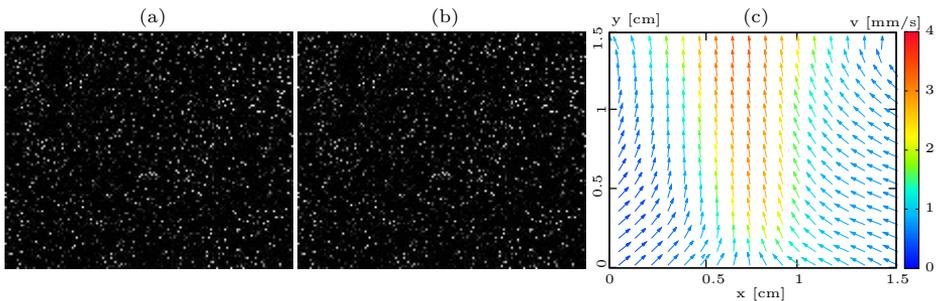
La technique PIV est décrite dans la suite de manière succincte. Le montage expérimental typique pour une analyse PIV est repris sur la Figure 2.6.



**Figure 2.6** – Croquis de la technique PIV. Un faisceau laser est transformé en nappe éclairant un plan 2D de l'écoulement à étudier. Des particules ensemençées mettent en évidence l'écoulement suite à l'analyse PIV.

La première partie de la technique (schématisée sur la Figure 2.6) consiste à observer l'écoulement fluide (liquide ou gazeux) en y ajoutant des particules qui le suivent et que nous pouvons observer. Elles sont suffisamment petites pour suivre l'écoulement sans le perturber et suffisamment grandes pour ne pas subir de mouvement brownien. Elles sont éclairées en utilisant un laser dont le faisceau lumineux est transformé en une nappe afin d'éclairer les particules sur une tranche 2D. L'orientation de la nappe doit correspondre à une des directions principales de l'écoulement afin de pouvoir le caractériser fidèlement. Une caméra filme le déplacement des particules et enfin, un ordinateur enregistre l'ensemble de ces images.

La seconde partie de la technique (schématisée sur la Figure 2.6), permettant d'obtenir un champ de vitesse 2D de l'écoulement, consiste en une analyse des images obtenues. Chaque image est découpée en sous-régions. La première sous-région d'une image prise à un temps  $t$  est comparée à la même sous-région de l'image suivante prise à un temps  $t + dt$ . Une analyse par corrélation détermine alors dans quelle direction et de quelle distance se sont déplacées les particules visibles à cet endroit. Lorsqu'un pic de corrélation est obtenu, et connaissant le temps séparant les deux prises de vue, on en déduit un vecteur vitesse. La même analyse est effectuée d'une image à l'autre sur toutes les sous-régions. On obtient au final un champ 2D de vitesse moyenné. La Figure 2.7(a)-(b) présente deux images séparées de 0.01 s du liquide ensemené. Aucune distinction n'est possible à l'oeil entre ces deux images, cependant, l'analyse PIV permet de visualiser un champ de vitesse 2D (cf. Figure 2.7(c)).



**Figure 2.7** – (a)-(b) Images du liquide ensemené (points lumineux) dans le plan éclairé par le laser à deux instants différents séparés de 0.01 s. (c) Champ de vitesse obtenu après analyse PIV de ces deux images.

#### 2.4.2 Description du matériel de PIV

Le laser utilisé est un RayPower de Dantec Dynamics monté avec une lentille transformant le faisceau vert incident (532 nm) en une nappe laser 2D de 0.1 mm d'épaisseur. La largeur de la nappe permet d'éclairer efficacement une zone de 5 cm de large. Le laser peut être utilisé soit en mode continu (puissance maximale de 2 W) soit de manière pulsée. La fréquence de pulsation peut aller jusqu'à plusieurs kilohertz. Cependant, cette fréquence doit être choisie en accord avec l'écoulement étudié, une fréquence trop élevée ou trop basse ne permettant pas d'effectuer l'analyse PIV correctement. Typiquement, la fréquence utilisée est de 100 Hz.

Une caméra Phantom acquiert les images à la même fréquence que le laser et est synchronisée avec celui-ci. La caméra peut capter jusqu'à 1000 images par seconde en résolution totale (1632x1200 px).

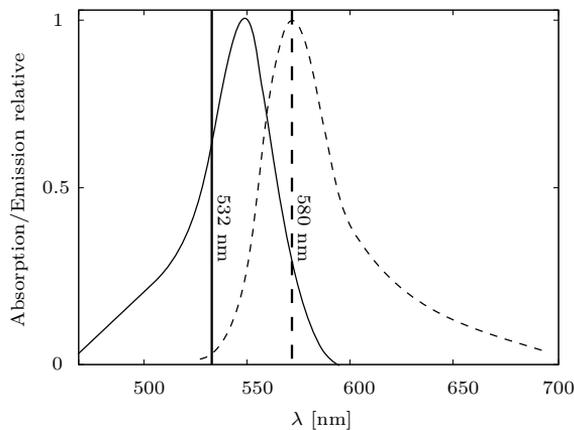
Les champs de vitesse 2D sont obtenus avec le logiciel commercial DynamicStudio, alors que les superpositions d'images mettant en évidence l'écoulement sont obtenues avec le logiciel ImageJ.

### 2.4.3 Les traceurs

#### 2.4.3.1 Rhodamine B

Les traceurs doivent posséder des propriétés physiques particulières : (i) ils doivent être de petite taille, (ii) de densité proche de celle des fluides utilisés et enfin, (iii) fluorescents avec une fréquence d'excitation proche de la longueur d'onde du laser (532 nm).

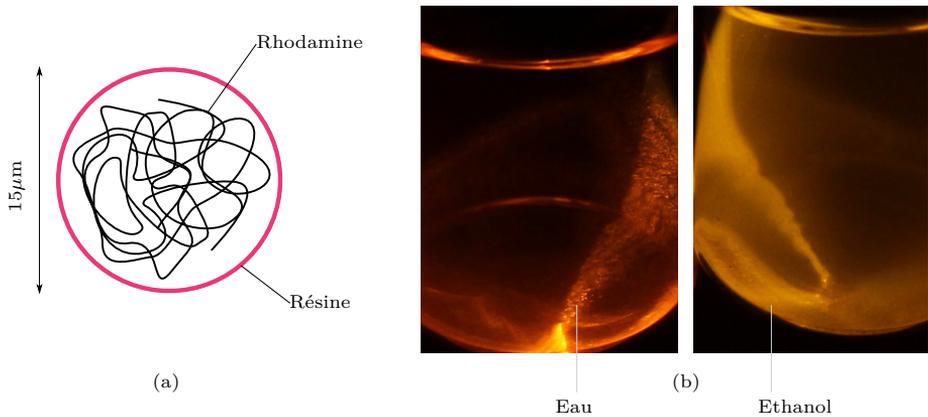
Dans cette étude nous avons utilisé des particules de rhodamine B encapsulées provenant de chez Fluostar. Chaque traceur se présente sous la forme d'une sphère de  $15\ \mu\text{m}$  de diamètre (avec une variation inférieure à 20 %, cf. Fig 2.9(a)) dont la coque extérieure est en résine.



**Figure 2.8** – Spectre d'absorption (trait continu) et d'émission (trait pointillé) de la rhodamine B. La ligne verticale en trait plein correspond à la longueur d'onde du laser (532 nm), alors que la ligne verticale pointillée correspond au pic d'émission (580 nm).

Les particules de rhodamine encapsulées apparaissent sur les images de PIV comme des points lumineux (cf. Figure 2.7). Il s'agit de la lumière directement émise par la rhodamine qui est un composé chimique ayant la propriété d'être fluorescent. Lorsque la rhodamine B est éclairée avec une lumière particulière, elle émet une lumière à 580 nm (orange). En plaçant un filtre sur la caméra, la lumière d'excitation est filtrée et seule la lumière émise par les traceurs est alors captée. Cela réduit les problèmes d'aberration optique dus notamment aux réflexions du faisceau incident. La Figure 2.8 montre le tracé des spectres d'émission et d'absorption de la rhodamine B. Nous remarquons que la longueur d'onde du laser utilisé (532 nm) est située en deçà du pic d'absorption, mais est suffisante pour activer la fluorescence de la molécule.

L'ajout de ces particules est possible dans la plupart des liquides à l'exception de certains comme l'éthanol qui dissout, non pas la rhodamine elle-même, mais la résine permettant de garder des particules ponctuelles. Une fois cette résine dissoute, la rhodamine n'apparaît plus sous forme de points (alors que c'est



**Figure 2.9** – (a) Schéma de l'encapsulation de rhodamine (en noir) dans une gaine de résine (en rose). (b) Image de deux récipients contenant du liquide ensencé avec des traceurs de rhodamine et éclairé avec une nappe laser à 580 nm. À gauche, dans de l'huile silicone 10 cS, on distingue les particules individuelles, alors qu'à droite, dans l'éthanol, la rhodamine n'est plus encapsulée dans la résine et apparaît comme un voile diffus dans le liquide.

le cas sur la Figure 2.9(b) à gauche) et n'est plus utilisable comme traceur (cf. Figure 2.9(b) à droite). Il est d'ailleurs intéressant de remarquer que les molécules de rhodamine B sont thermiquement stables face à une augmentation de la température au-delà de la température ambiante [48], et qu'elle gardent également leur propriété de fluorescence à 77 K.

À température ambiante et cryogénique, les traceurs sont ajoutés au liquide en saupoudrant une petite quantité de particules au-dessus de la surface du liquide. Dans le cas de l'azote, si l'ensemencement ne se fait pas dans une atmosphère sèche, des cristaux de glace peuvent se mélanger aux traceurs dans le liquide cryogénique. Pour éviter cela, il est important d'insérer les particules au plus près de la surface de l'azote, là où l'atmosphère locale est majoritairement saturée en azote gazeux et est donc plus sèche que l'air ambiant. Cette technique, utilisant les particules de rhodamine B encapsulées comme traceurs, est simple comparée à d'autres techniques d'ensemencement utilisant, par exemple, des gaz solidifiés comme traceurs [49–51].

#### 2.4.3.2 Sédimentation des traceurs

Les molécules de rhodamine B encapsulées dans la résine ont une masse volumique de  $1.1 \text{ kg/m}^3$ , ce qui est plus élevé que les masses volumiques des différents liquides utilisés (cf. Tableau 2.3). Les traceurs ont donc tendance à sédimenter. La vitesse de sédimentation d'une particule est donnée par la loi de Stokes :

$$V_{Stokes} = \frac{2}{9} \frac{ga^2(\rho_t - \rho_f)}{\nu\rho_f}, \quad (2.1)$$

**Tableau 2.5** – Vitesses de sédimentation,  $V_{St}$ , des particules de rhodamine B dans les liquides utilisés.

	Azote liq.	Huile sil. 0.65 cS	Huile sil. 10 cS	Huile sil. 20 cS
$V_{St}$ [m/s]	$87.8 \cdot 10^{-5}$	$16.2 \cdot 10^{-5}$	$7.8 \cdot 10^{-5}$	$0.36 \cdot 10^{-5}$

avec  $\rho_t$  la masse volumique d'un traceur de diamètre  $a$  et  $\rho_f$  celle du fluide. Les différentes valeurs sont reprises dans le Tableau 2.5. Les vitesses sont toutes inférieures aux vitesses d'écoulement fluide qui sont de l'ordre de  $10^{-3}$  à  $20 \cdot 10^{-3}$  m/s même dans l'azote liquide.

Après chaque expérimentation effectuée à une différence de température donnée, le liquide est mélangé pour remettre en suspension les particules qui se seraient accumulées sur les parois.

#### 2.4.4 Critères de qualité de l'analyse PIV

L'analyse PIV se basant sur des images de l'écoulement, celles-ci doivent répondre à quelques règles :

- **Concentration.** La concentration en traceurs doit être telle que suffisamment de particules soient visibles par sous-région. Il est recommandé d'avoir entre 5 et 10 particules par région [52]. Lors de l'insertion des traceurs dans le liquide, toutes les précautions sont prises pour atteindre une concentration suffisante.
- **Contraste.** Le contraste entre le fluide et les traceurs doit être suffisant afin de visualiser ces derniers. La fluorescence des traceurs choisis est déjà activée lorsqu'ils sont éclairés avec une intensité de 5 mW (équivalent d'un pointeur laser).
- **Taille des traceurs sur image.** Chaque traceur doit occuper de 2 à 3 pixels sur l'image. Dans le cas contraire, un type spécifique d'analyse doit être effectué. Les réglages de la caméra ont été effectués de manière à respecter ce critère.

##### 2.4.4.1 Choix de la fréquence d'acquisition

La fréquence d'acquisition doit être choisie telle que le temps entre deux prises de vue soit inférieur au temps nécessaire aux particules les plus rapides pour sortir de la sous-région (critère de Courant Friedrichs Lewy [53]) :

$$CFL = \frac{\text{taille de la sous - région}}{\text{vitesse maximale}}. \quad (2.2)$$

Dans le cas de l'azote, avec des sous-régions de 44x44 px (ce qui correspond à des régions de 1.1x1.1 mm) et des vitesses maximales de l'ordre de 20 mm/s,

on obtient ainsi un  $CFL$  de 0.055 s. Par sécurité nous avons choisi un temps de 0.01 s avec une fréquence de 100 fps.

Cette fréquence, ainsi que le temps d'exposition de chaque impulsion, ne doit cependant pas être trop élevée car l'énergie fournie par le laser pourrait mettre le liquide en mouvement. De plus, l'élément chauffant, même lorsqu'il n'est pas traversé par un courant, peut chauffer sous l'action du laser. En effet, en l'absence de courant traversant la résistance, aucun écoulement n'est induit tant que l'intensité du laser est faible. Mais si l'intensité est trop importante, la nappe laser chauffe la résistance et un mouvement fluide apparaît. Expérimentalement, nous observons qu'une exposition supérieure à 100  $\mu\text{s}$  induit un chauffage de l'élément chauffant, c'est pourquoi nous n'avons pas dépassé cette valeur pour l'exposition lumineuse. De cette manière, l'énergie fournie par le laser n'influence pas l'écoulement.

#### 2.4.4.2 Calcul des champs de vitesse

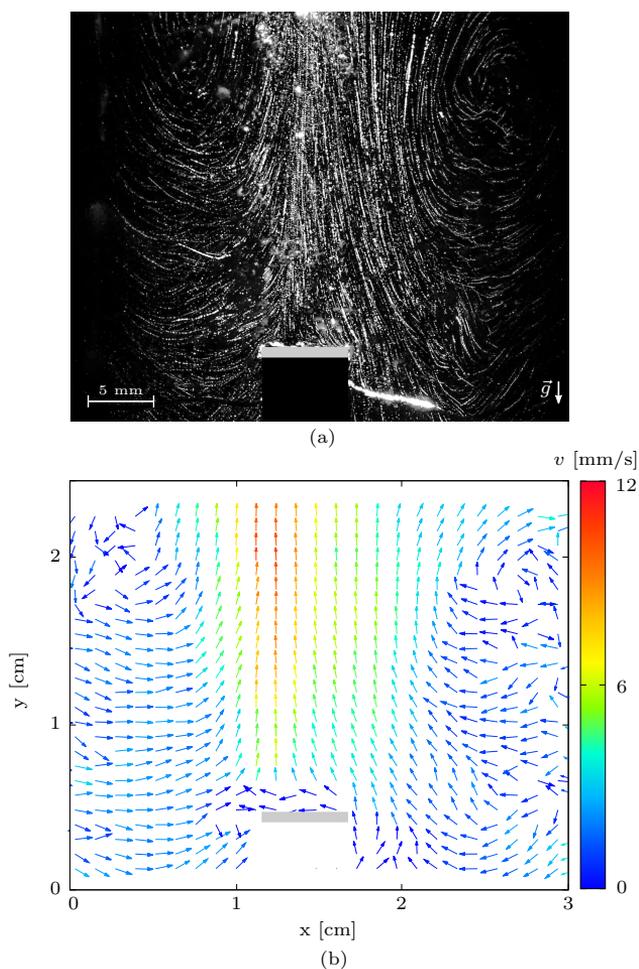
Lors du calcul des champs de vitesse, certains paramètres permettent d'améliorer la qualité ou la résolution des résultats.

- **Recouvrement.** La résolution spatiale, fixée par la taille des sous-régions, peut être augmentée en autorisant un recouvrement des sous-régions. Lorsqu'on choisit un recouvrement de  $X\%$ , les images ne sont plus découpées en régions consécutives, mais en fenêtres qui se recouvrent de  $X\%$  dans les deux directions. La taille finale des sous-régions, en pixels, se calcule donc comme : taille de la sous-région  $\times (100 - \text{recouvrement})\%$ . Pour le cas de l'azote, la taille des sous-régions étaient de 128x128 px et le recouvrement de 65%, ce qui donne une taille pour les sous-régions finales de 44x44 px.
- **Poids.** Dans le cas où une des deux composantes de la vitesse est plus importante que l'autre, il est possible de donner un poids plus important au calcul de la vitesse selon cette direction.
- **Types de corrélations.** Il existe différents types de corrélations possibles. Nous avons choisi une corrélation adaptative. Cette méthode calcule le champ de vitesse de manière itérative en commençant avec des sous-régions plus grandes pour ensuite affiner le résultat jusqu'à la dimension de la sous-région demandée en utilisant le résultat de l'itération précédente.
- **Moyenne.** Lorsque l'écoulement est stationnaire, nous pouvons calculer une moyenne sur une période de temps déterminée. Dans les expériences présentées, une moyenne est calculée sur une durée d'une seconde.

#### 2.4.5 Données typiques après PIV

La Figure 2.10(b) présente un résultat typique d'analyse PIV dans de l'azote liquide au-dessus d'une résistance chauffante. Le champ de vitesse 2D résulte

de la moyenne sur 100 images (une seconde). L'analyse a été effectuée avec des sous-régions carrées de 128 px de côté et une superposition de 65%, ce qui aboutit à des sous-régions finales de 44 px de côté, soit 1.1 mm. Les images brutes utilisées pour effectuer l'analyse ont été superposées en une seule image. On obtient une chronophotographie (cf. Figure 2.10(a)) où le trajet des traceurs lumineux suivant l'écoulement apparaissent sous forme de traits continus. De telles chronophotographies permettent de se faire une idée qualitative de l'écoulement, et la carte PIV fournit en plus des informations quantitatives sur la vitesse d'écoulement.



**Figure 2.10** – (a) Chronophotographie de l'écoulement induit par l'élément chauffant  $R_1$  (rectangle gris) dans de l'azote liquide à 77 K. Les traits lumineux correspondent aux trajets des traceurs fluorescents. (b) Champ de vitesse associé obtenu par analyse PIV.

### 2.4.6 La nécessité d'un cryostat

L'expérimentation aux températures cryogéniques, 77 K dans le cas de l'azote liquide, requiert l'utilisation d'un dispositif particulier.

Afin de correspondre à nos attentes, le cryostat doit répondre à plusieurs critères particuliers. Tout d'abord, le volume interne disponible pour effectuer les expériences doit être suffisamment important, de l'ordre de plusieurs décimètres cubes. Ensuite, l'accès à la chambre expérimentale doit être rapide. Il doit également permettre une large visualisation optique avec des fenêtres d'une dizaine de centimètres. Enfin, ces fenêtres doivent être compatibles avec la technique PIV (exposée à la Section 2.4) et être disposées perpendiculairement l'une par rapport à l'autre. Bien que plusieurs constructeurs industriels soient spécialisés dans la fabrication de cryostats optiques, aucun cryostat répondant à ces critères n'a été trouvé. C'est pourquoi un cryostat a été développé au sein du laboratoire.

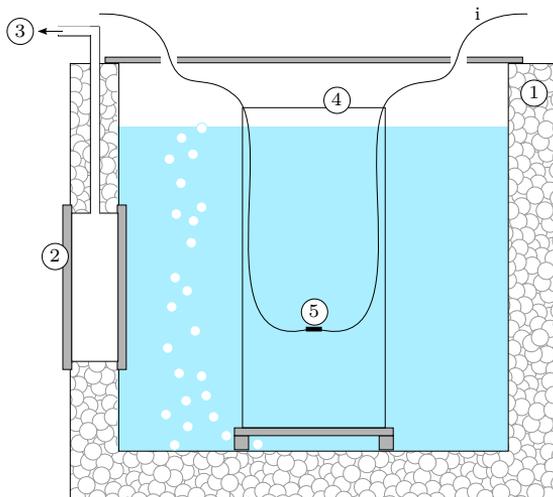
En plus des spécificités citées ci-dessus, le cryostat doit aussi répondre aux exigences particulières de la cryogénie. Lorsqu'un solide entre en contact avec un liquide cryogénique comme de l'azote liquide, de grandes différences de température apparaissent ( $\sim 200$  K). Lors du remplissage initial, le changement de température n'est pas immédiat et des gradients thermiques apparaissent. Lors du fonctionnement normal du cryostat, d'importantes différences de température persistent. En effet, les éléments internes dans la zone de la chambre expérimentale sont reliés aux pièces externes exposées à la température ambiante. D'une part, des gradients thermiques peuvent faire apparaître d'énormes contraintes dans le cryostat, ce qui est le principal problème rencontré lors du remplissage du cryostat avant d'atteindre le régime normal. D'autre part, la dilatation thermique variant d'un matériau à un autre, des contraintes thermomécaniques peuvent apparaître dans les assemblages, ce qui est la principale complication en mode normal de fonctionnement.

Dans la suite, nous décrivons le cryostat développé au sein du laboratoire.

### 2.4.7 Container

La structure extérieure du cryostat se compose d'un container étanche. Lors de la conception, l'acier inoxydable a été privilégié pour sa faible conductivité thermique ( $16 \text{ W m}^{-1}\text{K}^{-1}$ ) par rapport à d'autres aciers et pour sa faible corrosion.

Un premier caisson a donc été réalisé. Il s'agit d'un récipient cubique de 25 cm de côté avec des parois de 3 mm d'épaisseur. Ce volume de  $15 \text{ dm}^3$ , est bien plus important que les volumes subdécimétriques commerciaux. Cependant, cette cuve seule n'est pas isolée du monde extérieur. C'est pourquoi elle a été imbriquée dans un deuxième caisson cubique de 35 cm de côté. Entre les deux, de la mousse polyuréthane, un isolant thermique avec une conductivité thermique 500 fois plus petite que celle de l'acier inoxydable ( $0.03 \text{ W m}^{-1}\text{K}^{-1}$ ),



**Figure 2.11** – Croquis (vue de profil) du cryostat composé de : (1) double récipient cubique, (2) hublot double vitrage (cf. Figure 2.12), (3) connexion pour pompe à vide, (4) chambre expérimentale et (5) élément chauffant.

a été injectée afin d'isoler plus efficacement la chambre interne. On peut remarquer que le caisson interne permet également de séparer l'azote liquide de la mousse polyuréthane afin d'éviter le dégazage excessif qui aurait eu lieu le cas échéant. Le container est présenté sur la Figure 2.11.

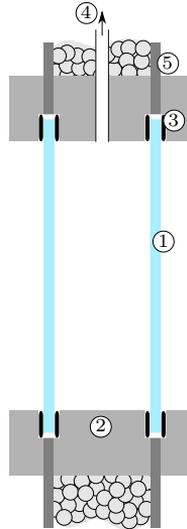
La face supérieure du cryostat est amovible afin de permettre l'accès à la chambre expérimentale. Des trous ont été percés dans cette paroi afin de permettre le passage des câbles électriques alimentant l'élément chauffant et également pour maintenir la chambre expérimentale à pression atmosphérique.

Etant donné les contraintes thermo-mécaniques importantes apparaissant lorsque des expériences sont réalisées à température cryogénique, une attention particulière est portée à la manière dont le cryostat est mis en fonctionnement. En plus des contraintes inévitables dues aux gradients de température entre l'intérieur et l'extérieur du cryostat, des tensions supplémentaires apparaissent lors du remplissage. C'est pourquoi une première descente en température est effectuée en versant une petite quantité d'azote liquide (5 à 10% du volume total). Ensuite, l'ensemble du cryostat est rempli en une seule fois, le plus rapidement possible pour éviter d'imposer des gradients thermiques supplémentaires.

#### 2.4.8 Hublots

Deux orifices ont été percés dans les parois du container étanche afin de permettre la visualisation optique à l'intérieur du liquide. Un système de hublot, présenté schématiquement sur la Figure 2.12, a été développé. Un hublot a été imbriqué dans chaque orifice : la nappe laser requise par la PIV (cf. Section 2.4) est injectée dans le container par un premier hublot et la caméra rapide capture

des images par le second.



**Figure 2.12** – Hublot double vitrage (vue latérale) composé de : (1) vitres, (2) structure en POM, (3) joints en PTFE, (4) connexion pour la pompe à vide et (5) paroi du cryostat.

L'insertion de vitres dans un système cryogénique se couple automatiquement avec l'apparition de buée sur celles-ci. L'eau, naturellement présente dans l'air, se condense sur les vitres plus froides que la température ambiante. Cette buée peut, par la suite, se transformer en givre.

Une première solution consiste à travailler sous atmosphère sèche dans une boîte à gants par exemple. L'air à l'intérieur de l'enceinte étant asséché ou remplacé avec un autre gaz sec. Cependant, cette solution n'est pas compatible avec la condition d'accessibilité facile à la chambre d'expérimentation.

La solution qui a été utilisée consiste à imbriquer dans les parois du cryostat des hublots avec un système de double vitrage : deux vitres de 3.8 mm d'épaisseur sont imbriquées dans un ensemble d'anneaux et de joints. Les vitres, choisies en verre borosilicate, ont un coefficient d'expansion thermique faible ( $3.25 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ ) et ont la propriété de résister aux chocs thermiques. Le système de double vitrage a été assemblé en utilisant des anneaux séparateurs en POM, un thermoplastique résistant aux basses températures. Cependant, même si le coefficient d'expansion thermique de ce composé est faible ( $9.2 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ ), il n'est pas égal à celui du verre. Des joints en Téflon (PTFE) ont été ajoutés entre chaque jonction de matériaux différents pour garantir l'étanchéité des hublots. Les deux hublots ainsi développés ont été imbriqués à travers deux faces orthogonales du cryostat et fixés au moyen d'un ensemble de vis, tout collage étant impossible à basse température avec ces matériaux.

L'isolation thermique des hublots a été améliorée en effectuant un vide peu poussé dans le double-vitrage au moyen d'une pompe à vide. Enfin, un flux d'air

sec est constamment envoyé sur les vitres pour prévenir toute condensation sur la face extérieure du hublot.

## 2.5 Régime de l'écoulement fluide

Les dispositifs décrits dans la Section 2 pour travailler à température cryogénique ainsi qu'à température ambiante ont été utilisés pour étudier des mouvements convectifs dans de l'azote liquide et dans plusieurs huiles silicones de différentes viscosités. Au sein de chacun de ces liquides, un élément chauffant par effet Joule est immergé. L'écoulement induit est caractérisé par différents nombres sans dimension que nous avons introduit à la Section 1.2.1 et repris dans le Tableau 2.4.

Dans la suite, nous allons discuter les résultats en terme de différences de température,  $\Delta T$ , entre la résistance et le fluide loin de cette source de chaleur, comme décrit dans la Section 2.1.2. Il s'agit bien évidemment d'expériences de convection caractérisées par un nombre de Rayleigh dont le moteur est une différence de masse volumique induite par la différence de température (nombre de Bond plus grand que l'unité).

Dans les expériences effectuées, tous fluides confondus, une large plage de nombres de Rayleigh a été testée allant de  $10^4$  à  $10^7$ . La limite inférieure est au-delà du nombre de Rayleigh critique nécessaire pour amorcer un mouvement liquide ; tandis que la limite supérieure est en deçà du seuil de turbulence. Dans ces conditions, les rouleaux contrarotatifs observés sont des cellules convectives. Cette gamme de nombres de Rayleigh couvrant quatre décades offre une large plage d'étude. Elle correspond d'ailleurs à la gamme de nombres de Rayleigh utilisés dans les études avec des chauffages ponctuels (cf. [26–29, 32, 54–59]).

Dans ces conditions, les écoulements que nous présentons dans cette étude sont des écoulements convectifs de Rayleigh-Bénard et laminaires.

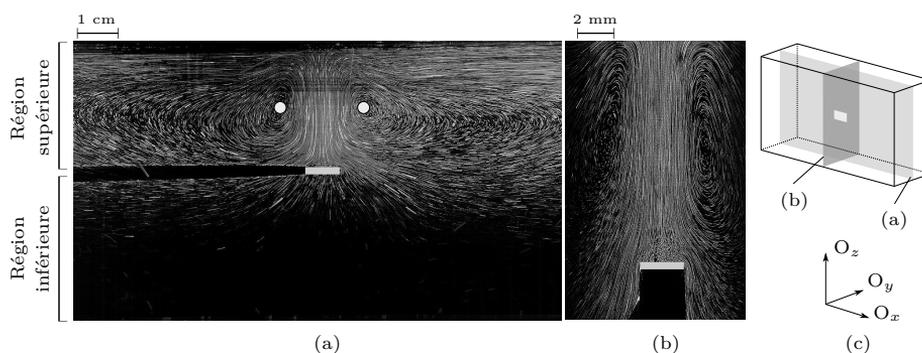
## Chapitre 3

### Résultats

Dans le chapitre précédent, nous avons présenté le dispositif expérimental permettant l'étude de l'effet d'un élément chauffant dans un volume de liquide. Les résultats et interprétations sont présentés ci-après.

#### 3.1 Description qualitative

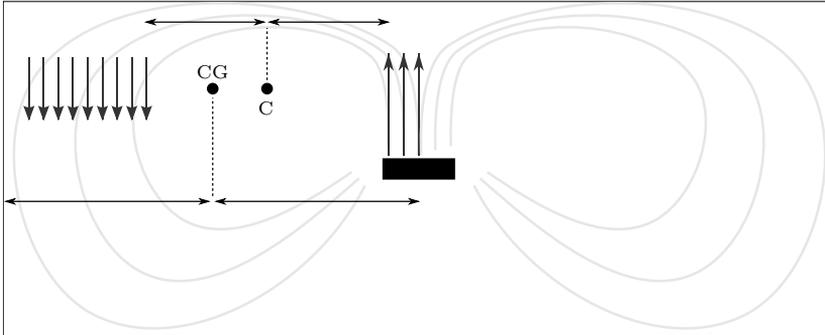
L'écoulement typique généré localement par un élément chaud immergé dans le volume d'un liquide est présenté sur la Figure 3.1. Nous observons cet écoulement selon deux plans orthogonaux afin d'en déduire sa morphologie globale.



**Figure 3.1** – Chronophotographies de l'écoulement fluide induit par l'élément chauffant  $R_1$  (mis en évidence par un rectangle gris) et immergée 3 cm sous la surface libre d'un bain d'huile silicone 20 cS. (a) Coupe 2D dans le sens de la longueur de la résistance et (b) coupe transversale de la largeur. Les disques blancs représentent les cœurs des cellules.

(i) Dans le plan  $(O_x, O_z)$  (voir Figure 3.1(c)) traversant l'élément chauffant selon sa longueur, nous observons sur la chronophotographie de l'écoulement (cf. Figure 3.1(a)) deux cellules de convection équidistantes de l'élément chauffant. Le liquide, chauffé localement par l'objet chauffant, entame un mouvement vertical en direction de la surface libre. Ensuite, le liquide est dévié par la présence de la surface libre. En s'éloignant de l'élément chauffant, le liquide se refroidit, sa masse volumique augmente et un mouvement descendant s'amorce. L'écoulement fluide rotatif forme deux cellules dites convectives de part et d'autre de l'élément chauffant. Elles occupent au final tout l'espace disponible dans la chambre expérimentale. Les traits lumineux sur la Figure 3.1 permettent d'observer que dans la région supérieure, située entre l'élément chauffant et la surface libre, le système est d'avantage perturbé que dans la région inférieure, située entre l'élément chauffant et la base de la chambre expérimentale, où le liquide n'est que faiblement perturbé.

Au sein de chacune des cellules, nous observons un point de stagnation où le liquide possède une vitesse nulle. Ce point est mis en évidence dans chaque cellule par un disque blanc sur la Figure 3.1(a). Il est appelé cœur de la cellule et diffère du centre géométrique. Le cœur se positionne entre les colonnes ascendante et descendante de liquide au sein d'une même cellule, alors que le centre géométrique est situé entre l'élément chauffant et le bord latéral de la chambre expérimentale comme représenté schématiquement sur la Figure 3.2.



**Figure 3.2** – Position du cœur (C) et du centre géométrique (CG) de la cellule dans le cas correspondant à la Figure 3.1. Les groupes de vecteurs verticaux représentent schématiquement les colonnes ascendante et descendante de liquide. Le rectangle noir représente l'élément chauffant.

Le décalage entre le cœur et le centre géométrique vient de la différence de largeur des colonnes de fluide ascendant et descendant dans une cellule, comme schématisé par les vecteurs verticaux sur la Figure 3.2. La différence de vitesse du liquide dans ces deux régions est à l'origine de la différence de largeur des colonnes. En effet, le flux devant être conservé entre ces deux colonnes, nous avons :

$$\Phi_{\uparrow} = \rho^* v_{\uparrow} d_{\uparrow} = \rho^* v_{\downarrow} d_{\downarrow} = \Phi_{\downarrow}, \quad (3.1)$$

avec  $\Phi$  le flux vertical bidimensionnel,  $\rho^*$  la masse volumique bidimensionnelle supposée constante,  $v$  la vitesse vertical absolue,  $d$  la largeur de la colonne de fluide et les symboles  $\uparrow$  et  $\downarrow$  indiquant s'il s'agit de la colonne ascendante ou descendante de fluide. Après simplification, nous obtenons la relation pour la largeur  $d_{\downarrow}$  de la colonne de fluide descendant :

$$d_{\downarrow} = d_{\uparrow} \frac{v_{\uparrow}}{v_{\downarrow}}. \quad (3.2)$$

Cette relation fait apparaître la dépendance entre les deux largeurs des colonnes. Elles sont liées entre elles par un rapport de vitesses, la largeur de la colonne ascendante étant proportionnelle à l'élément chauffant. Les vitesses peuvent être estimées à partir de la Figure 3.1 qui est une superposition d'images enregistrées sur une seconde. Dans la colonne centrale, les traits lumineux représentant la distance parcourue sur une seconde sont de l'ordre du centimètre. La vitesse  $v_{\uparrow}$

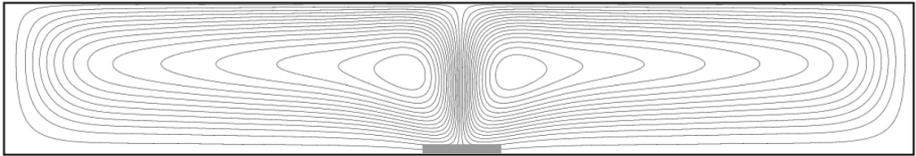
vaut en ordre de grandeur  $10^{-2}$  m/s. Dans la région où le fluide a un mouvement descendant, les traits verticaux sont quant à eux plus petits, de l'ordre du millimètre avec une vitesse typique valant alors  $v_{\downarrow} = 10^{-3}$  m/s. Par conservation du flux, nous obtenons :

$$d_{\downarrow} = 10 d_{\uparrow}, \quad (3.3)$$

mettant en évidence l'origine du décalage du cœur de la cellule par rapport au centre géométrique.

(ii) La coupe de l'écoulement selon le plan  $(O_z, O_y)$  (cf. Figure 3.1(c)) traversant l'élément chauffant selon son épaisseur, en son centre, met en évidence le caractère tridimensionnel des cellules convectives (cf. Figure 3.1(b)). Dans cette direction elles occupent également tout l'espace de la chambre expérimentale. Nous observons aussi que l'écoulement est plus intense dans la région supérieure que dans la région inférieure. Pour respecter la continuité de l'écoulement, le liquide venant de la région inférieure contourne l'élément chauffant et poursuit son mouvement en direction de la surface libre.

En recomposant l'écoulement à partir des observations selon les deux plans orthogonaux, nous obtenons un écoulement composé de deux cellules convectives avec une structure 3D principalement localisée dans la région de l'élément chauffant. Cette composante tridimensionnelle est caractéristique de l'utilisation d'un élément chauffant n'occupant pas toute l'épaisseur de la cellule expérimentale. En effet, un facteur 10 apparaît entre l'épaisseur de la chambre expérimentale (3 cm) et celle des éléments chauffants (de l'ordre du millimètre). Dans le cas classique de Rayleigh-Bénard, avec un chauffage uniforme sur toute la longueur et l'épaisseur de la chambre expérimentale, les cellules sont invariantes par translation selon l'axe  $O_y$ , avec une structure 3D apparaissant uniquement loin du seuil de convection.



**Figure 3.3** – Lignes de courant obtenues par simulation dans une enceinte rectangulaire chauffée localement (rectangle gris) à un nombre de Rayleigh  $Ra = 10^6$  [36].

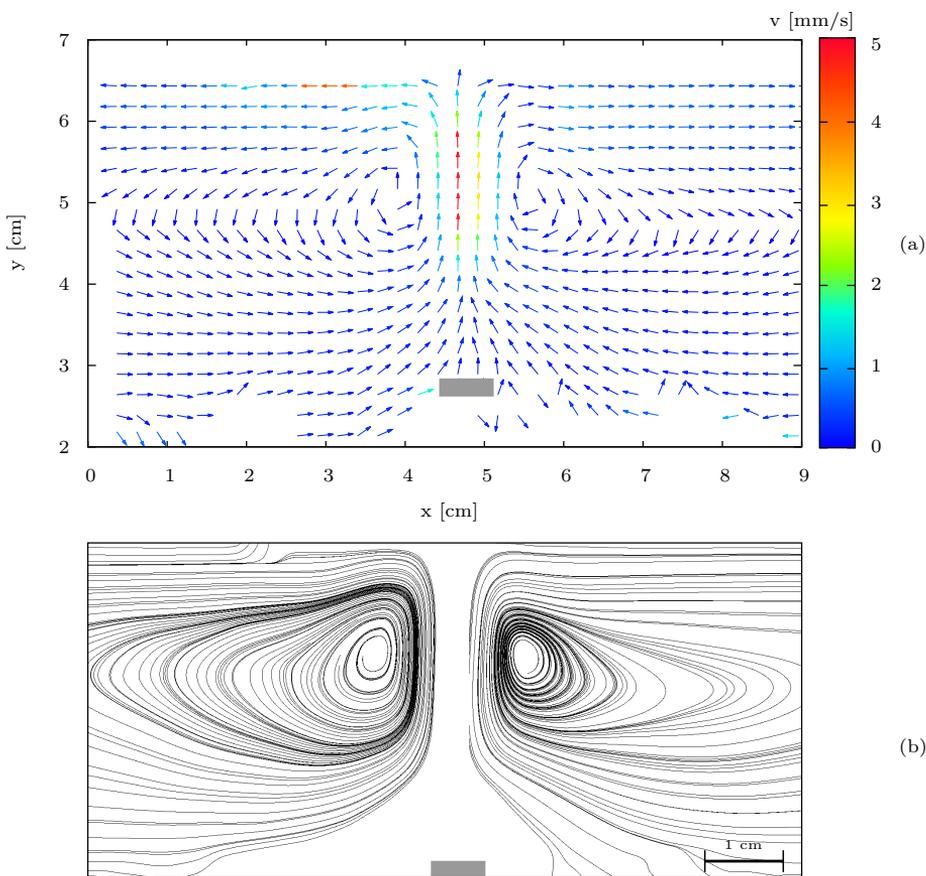
Cet écoulement présente des similitudes avec celui observé dans la littérature dans le cas d'éléments chauffants couplés aux parois [36] (cf. Figure 3.3). Deux cellules convectives apparaissent dans la chambre expérimentale avec, pour chacune, un cœur excentré par rapport au centre géométrique. La présence de l'élément chauffant immergé dans le volume de liquide permet d'abord l'étalement des cellules convectives dans la région inférieure. Ensuite, cela induit également un mouvement vertical de liquide venant de la région inférieure, contournant

l'élément chauffant et poursuivant un mouvement ascendant. Ceci est impossible lorsque l'élément chauffant est couplé à une paroi.

Au chauffage local est associée une morphologie d'écoulement sous forme d'une paire de cellules convectives. Au sein d'une cellule, le flux ascendant est contrebalancé par un flux descendant. Pour la colonne ascendante, la largeur est fixée par l'élément chauffant et la vitesse est fixée par la surchauffe de l'élément chauffant et les propriétés liquides. Alors que pour la colonne descendante, le système physique trouve un compromis entre largeur et vitesse. Le cœur de la cellule se place entre ces deux colonnes de liquide et sa position est liée à la vitesse d'écoulement.

### 3.2 Vitesse d'écoulement

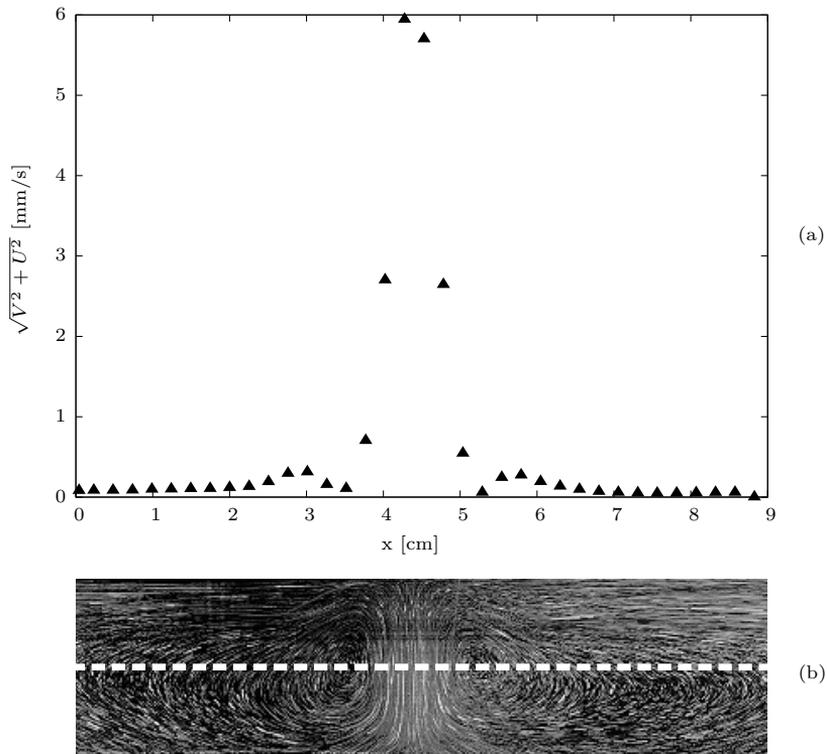
L'écoulement fluide présenté par la chronophotographie de la Figure 3.1 diffère du cas classique de l'expérience de Rayleigh-Bénard.



**Figure 3.4** – (a) Carte PIV correspondant à l'écoulement fluide de la Figure 3.1(a) avec (b) la carte des lignes de courant. L'élément chaud est mis en évidence par un rectangle gris.

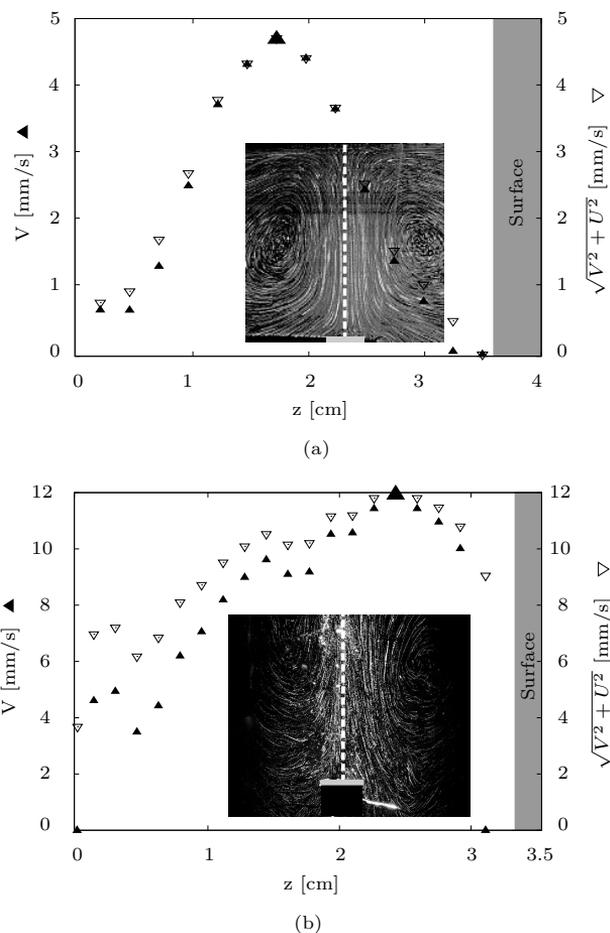
La Figure 3.4(a) montre le résultat de l'analyse PIV qui fournit une carte de vitesses  $\mathbf{v} = (U, V)$ . Sur cette figure apparaît également la morphologie particulière de l'écoulement. Nous observons deux cellules convectives selon le plan  $(O_x, O_z)$  avec une colonne de fluide ascendant au-dessus de l'élément chauffant. Comme précédemment, ces cellules tournent en sens opposé ; nous les qualifions de contrarotatives. Dans la majorité du domaine, la vitesse d'écoulement est de l'ordre du millimètre par seconde et ne varie que faiblement autour de cette valeur. Cependant, dans la colonne centrale au-dessus de l'élément chauffant, la vitesse varie du millimètre par seconde à la dizaine de millimètres par seconde. Ces vitesses confirment les estimations effectuées lors du calcul du flux à l'Équation 3.2.

Les cœurs des cellules apparaissent sur la Figure 3.4(b). Leur position correspond au centre de chaque cellule où la vitesse d'écoulement est nulle. Nous nous servons de la position horizontale de ces cœurs pour tracer la norme de la vitesse ( $\sqrt{U^2 + V^2}$ ) le long de cette droite (voir Figure 3.5(a)) en fonction de la position horizontale. Les deux minima globaux correspondent aux cœurs des cellules où la vitesse d'écoulement est nulle.



**Figure 3.5** – (a) Vitesse  $\sqrt{U^2 + V^2}$  en fonction de la position horizontale correspondant à la droite tracée sur (b) la chronophotographie de l'écoulement au-dessus de l'élément chauffant  $R_1$  dans de l'huile silicone 20 cS.

Le pic central correspond à la colonne de fluide ascendant au-dessus de l'élément chauffant. C'est dans cette région que la vitesse d'écoulement varie le plus. Cette variation est mise en évidence sur la Figure 3.6 où nous traçons la norme de la vitesse ( $\sqrt{U^2 + V^2}$ ) le long de la droite verticale passant par le milieu du pic central (cf. ligne pointillée blanche Figure 3.6). Nous traçons également sur cette figure la composante verticale seule de la vitesse ( $V$ ). Ces deux vitesses sont tracées en fonction de la position verticale à partir de l'élément chauffant, jusqu'à la surface libre.



**Figure 3.6** – Vitesse verticale  $V$  et vitesse absolue,  $\sqrt{V^2 + U^2}$ , en fonction de la position verticale (cf. ligne pointillée blanche sur les inserts) dans (a) de l'huile silicone 20 cS et (b) de l'azote liquide. Le profil est tracé à partir de la surface de l'élément chauffant. Le symbole plus grand met en évidence la vitesse maximale verticale  $V_z$ .

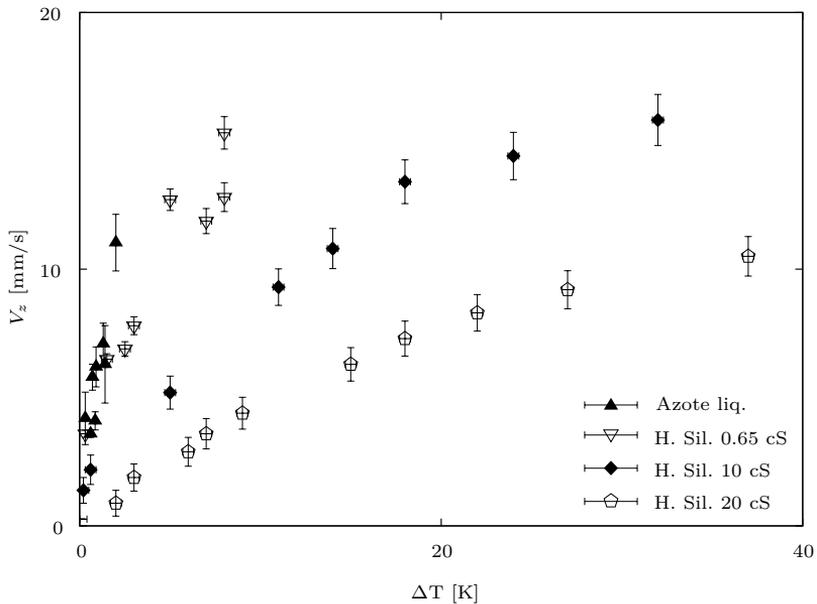
Juste au-dessus de l'élément chauffant, le liquide possède une vitesse non-nulle. La vitesse augmente pour atteindre un maximum avant de diminuer à l'approche de la surface libre. La norme de la vitesse, comprenant les contribu-

tions horizontale et verticale du mouvement, est systématiquement supérieure à la vitesse verticale. Cependant, la valeur maximale atteinte est la même pour la norme de la vitesse et la composante verticale. Le mouvement fluide est alors purement vertical.

La vitesse verticale maximale décrit en un paramètre le mouvement ascendant dans la colonne de fluide. De plus, étant localisée au centre des deux cellules, elle permet également de décrire leur rotation et est liée à la position du cœur. Nous la notons  $V_z$  et nous proposons de l'utiliser comme grandeur pertinente pour étudier l'écoulement en fonction des différents paramètres expérimentaux. Cette vitesse est d'ailleurs utilisée dans la littérature comme grandeur représentative de différents écoulements induits par l'instabilité de Rayleigh-Bénard [60–63].

### 3.2.1 Influence de la différence de température

La vitesse d'écoulement est liée à l'énergie fournie au système. Cette énergie est reliée à la différence de température  $\Delta T$  qui est appliquée entre l'élément chauffant et le liquide. Une variation de ce paramètre induit une modification de la vitesse d'écoulement comme présenté sur la Figure 3.7.



**Figure 3.7** – Vitesse  $V_z$  en fonction de la différence de température  $\Delta T$  imposée par l'élément chauffant  $R_1$  pour les différents liquides étudiés.

Nous observons une variation de la vitesse  $V_z$  proportionnellement à la différence de température  $\Delta T$  pour tous les liquides. Pour décrire cette évolution,

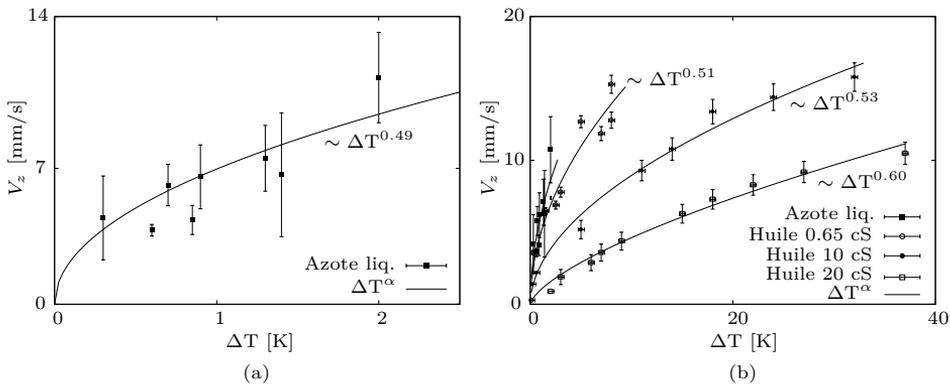
nous proposons une loi du type :

$$f(x) = a x^\alpha. \quad (3.4)$$

Un ajustement sur les données expérimentales en fonction de la différence de température  $\Delta T$  fournit un exposant  $\alpha$  de 0.49, 0.51, 0.53, 0.60 pour l'azote liquide et les huiles silicones de 0.65 cS, 10 cS et 20 cS respectivement. Ces ajustements superposés aux points expérimentaux sont présentés sur la Figure 3.8. L'exposant valant en moyenne  $\alpha = 0.53 \pm 0.05$ , une loi en racine est proposée pour décrire la vitesse  $V_z$  en fonction de la différence de température :

$$V_z \sim \Delta T^{0.5}. \quad (3.5)$$

Ce comportement pour la vitesse  $V_z$  est celui qui est attendu dans le cas classique de l'expérience de Rayleigh-Bénard proche du seuil d'instabilité comme nous l'avons présenté dans l'introduction (cf. Chapitre 1).



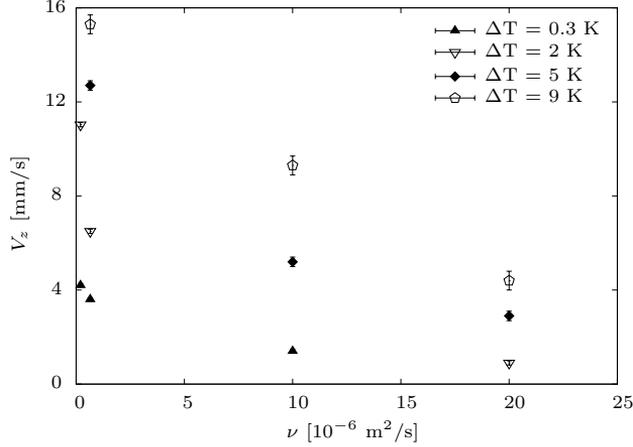
**Figure 3.8** – Vitesse verticale  $V_z$  en fonction de la différence de température  $\Delta T$  pour (a) l'azote liquide seul et (b) l'azote liquide ainsi que les huiles silicones. Les lignes en trait plein correspondent aux ajustements effectués sur les données au moyen de l'Équation 3.4.

### 3.2.2 Influence du liquide

Sur la Figure 3.6, nous observons que la vitesse maximale atteinte pour une même différence de température  $\Delta T$  entre l'élément chauffant et le liquide change d'un ordre de grandeur entre l'huile silicone 20 cS et l'azote liquide. Nous étudions la vitesse  $V_z$  dans différents liquides en fixant la différence de température  $\Delta T$  entre l'élément chauffant  $R_1$  et le liquide. Les fluides répondent à ce forçage en fonction de leurs propriétés physiques avec (i) le coefficient de dilatation thermique comme propriété responsable de la mise en mouvement, (ii) la viscosité et (iii) la diffusivité thermique comme propriétés s'opposant au mouvement.

Parmi ces trois propriétés physiques, le coefficient de dilatation thermique des huiles étant égal, il n'est pas possible de discriminer les trois huiles sur base

de ce paramètre. De plus, le nombre de Prandtl (cf. Équation 1.7), supérieur à l'unité pour tous les liquides, implique que les effets visqueux dominent les effets de diffusivité thermique. Nous choisissons de discuter les liquides en utilisant leur viscosité et traçons la vitesse  $V_z$  atteinte pour plusieurs différences de température sur la Figure 3.9.



**Figure 3.9** – Vitesse verticale maximale  $V_z$  en fonction de la viscosité  $\nu$  des différents liquides avec l'élément chauffant  $R_1$ . Plusieurs différences de température  $\Delta T$  sont illustrées.

La viscosité étant un frein à l'écoulement, nous observons une variation inversement proportionnelle de la vitesse en fonction de la viscosité. Nous proposons une loi du type :

$$f(x) = a x^\alpha. \quad (3.6)$$

Un ajustement sur les données expérimentales fournit un exposant  $\alpha$  moyen  $-0.49 \pm 0.02$  ( $-0.49$ ,  $-0.5$ ,  $-0.48$  et  $-0.47$  respectivement pour  $\Delta T$  de 0.3 K, 2 K, 5 K et 9 K). Expérimentalement, nous obtenons donc une vitesse d'écoulement au-dessus de l'objet chauffant qui se comporte comme :

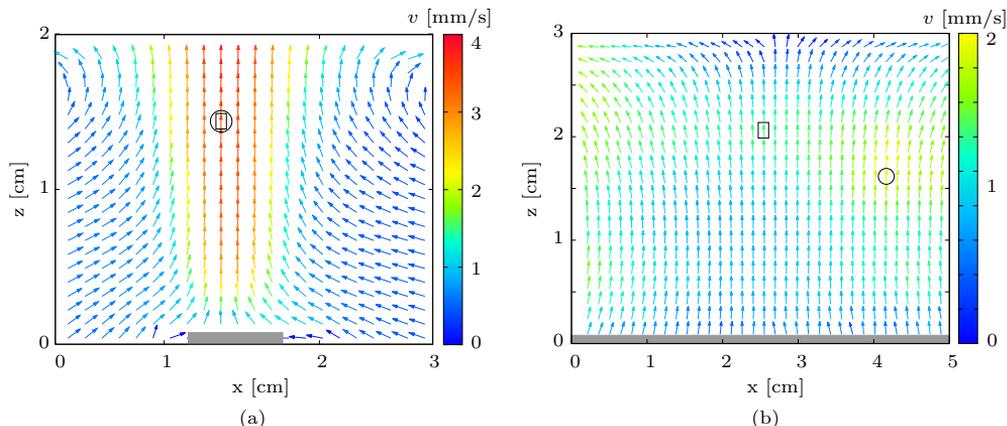
$$V_z \sim \nu^{-0.5}. \quad (3.7)$$

Il est intéressant de remarquer que le nombre de Grashoff (cf. Équation 1.6) est bien supérieur à l'unité :  $Gr \geq 10^3$  pour les huiles et  $Gr \geq 10^6$  pour l'azote liquide. Les effets de la viscosité s'opposent à la poussée d'Archimède. Le mouvement fluide est ralenti, mais ne peut être inhibé.

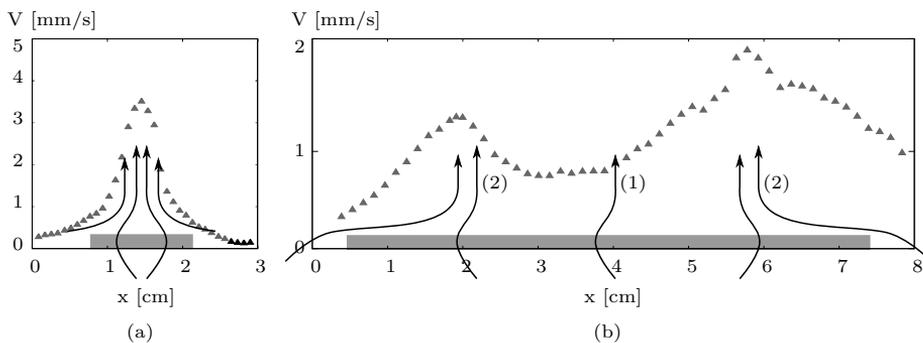
### 3.2.3 Influence de la longueur de l'élément chauffant

Les propriétés géométriques de l'élément chauffant peuvent également être modifiées. Nous avons fait varier la longueur de l'objet chauffant, que nous notons  $L_R$ , et nous étudions son effet sur la vitesse d'écoulement. La Figure 3.10 présente le champ de vitesse au-dessus de l'élément  $R_1$  ( $L_R = 6$  mm) et au-dessus de l'élément  $R_3$  ( $L_R = 10.1$  cm). Comme mentionné à la Section 3.1,

le liquide situé au-dessus de l'élément chauffant est poussé verticalement en direction de la surface libre. La colonne de liquide ascendant est plus ou moins étendue spatialement en fonction de l'élément chauffant utilisé.



**Figure 3.10** – Champ de vitesse PIV au-dessus de l'élément chauffant (rectangle grisé) (a)  $R_1$  et (b)  $R_3$  dans de l'huile silicone 20 cS avec  $\Delta T = 7$  K. Les vecteurs encadrés correspondent à la vitesse verticale maximale au centre de la colonne alors que les vecteurs entourés correspondent à la vitesse verticale maximale absolue.

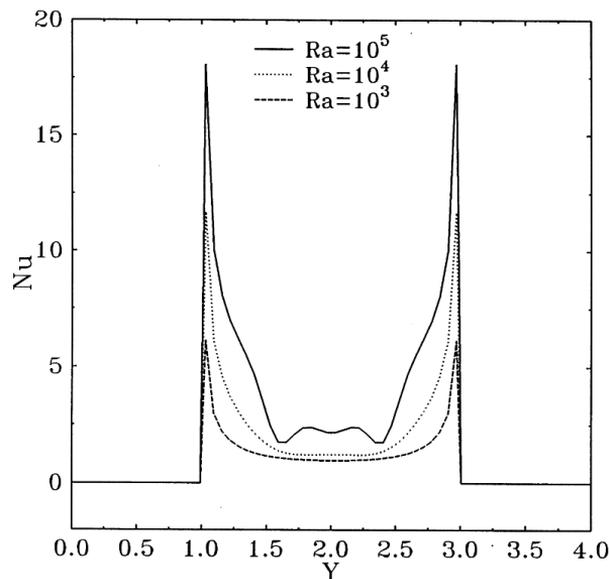


**Figure 3.11** – Profil horizontal de vitesse au-dessus de l'élément chauffant (a)  $R_1$  et (b)  $R_3$ . Les flèches mettent en évidence les contributions à la vitesse verticale : (1) contribution de la région inférieure au mouvement ascendant et (2) contribution de la région supérieure au mouvement.

Le champ de vitesse est, quant à lui, modifié dans la colonne centrale ascendante. Dans le cas d'un élément chauffant de petite taille, comme l'élément  $R_1$  (cf. Figure 3.10(a)), la vitesse verticale maximale au centre de la colonne (encadrée sur la Figure 3.10) et la vitesse verticale maximale absolue dans tout le domaine (entourée sur la Figure 3.10) coïncident. Ce n'est plus le cas lorsque l'objet chauffant a une extension spatiale plus importante dans la chambre expérimentale, comme par exemple pour l'élément  $R_3$  (cf. Figure 3.10(b)). Dans ce cas, la vitesse verticale absolue ne se situe plus au centre de la colonne, mais

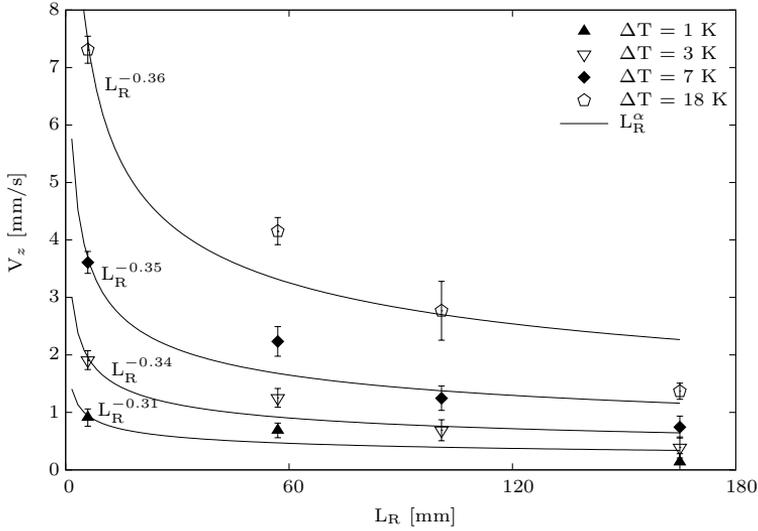
est excentrée. Cette différence vient de la morphologie des cellules convectives. Nous pouvons considérer deux contributions à ce mouvement vertical. Premièrement, la colonne verticale ascendante est alimentée latéralement par un flux de liquide venant principalement de la région supérieure. Cette contribution s'étale sur tout l'élément chaud lorsqu'il est petit par rapport aux cellules convectives (voir Figure 3.11(a)) et s'étend principalement sur ses extrémités dans le cas d'un élément chaud plus grand (voir Figure 3.11(b)). Ensuite, la colonne de fluide est également alimentée par un flux de liquide venant de la région inférieure qui contourne l'élément chaud grâce à la structure tridimensionnelle des cellules. De plus, nous avons vu que l'écoulement dans la région supérieure était plus intense que celui de la région inférieure. Cela aboutit à des profils de vitesse comme schématisé sur la Figure 3.11.

Ce comportement est en accord avec les observations effectuées notamment par Sezai *et al.* [28] sur l'échange thermique à l'interface entre l'élément chauffant et le liquide. Le nombre de Nusselt,  $Nu$ , décrit cet échange et est tracé en fonction de la position sur l'élément chauffant à la Figure 3.12. Le nombre de Nusselt est plus important aux extrémités de l'objet chauffant qu'au centre. L'écoulement liquide aux extrémités est plus rapide comme schématisé sur la Figure 3.11(b). Contrairement au cas d'un élément chauffant fixé à une paroi, aucun point de stagnation n'a cependant été observé au centre de l'élément chauffant immergé dans le volume de liquide.



**Figure 3.12** – Nombre de Nusselt le long de l'élément chauffant pour différents nombres de Rayleigh obtenu par simulation numérique [28].

Nous continuons à nous intéresser à la vitesse verticale maximale  $V_z$  au



**Figure 3.13** – Vitesse  $V_z$  en fonction de la longueur  $L_R$  de l'élément chauffant pour plusieurs différences de température dans de l'huile silicone 20 cS. La loi théorique 3.8 est superposée aux points expérimentaux.

centre de la colonne de fluide entre les deux cellules convectives. En fixant la différence de température  $\Delta T$  et en travaillant avec une huile silicone 20 cS, nous observons que la vitesse varie inversement proportionnellement à la longueur de l'élément chauffant. Cette dépendance apparaît sur la Figure 3.13. Pour cette variation de la vitesse, nous proposons également de faire passer par les points expérimentaux une loi du type :

$$f(x) = a x^\alpha. \quad (3.8)$$

Après ajustement sur les points expérimentaux (cf. Figure 3.13), nous obtenons un exposant  $\alpha = -0.34 \pm 0.02$ . Expérimentalement, la vitesse d'écoulement au-dessus de l'objet chauffant se comporte donc comme :

$$V_z \sim L_R^{-1/3}. \quad (3.9)$$

### 3.2.4 Loi d'évolution de la vitesse $V_z$

Expérimentalement, nous obtenons une vitesse  $V_z$  fonction de la viscosité  $\nu$  et de la différence de température  $\Delta T$  comme :

$$V_z \sim \sqrt{\frac{\Delta T}{\nu}}. \quad (3.10)$$

Dans la Section 1.4, nous avons vu que la vitesse théorique verticale dans le cas classique de Rayleigh-Bénard présentait une dépendance d'exposant 1/2 en la température. Dans la littérature, nous trouvons une relation pour la vitesse

théorique verticale maximale au centre de deux cellules contrarotatives tenant compte des paramètres expérimentaux [64]. Le développement théorique [13] se base sur une géométrie 3D avec des conditions rigide-rigide et une extension horizontale plus importante que l'extension verticale. Au voisinage du seuil de l'instabilité, la vitesse verticale maximale théorique s'exprime comme :

$$V_z = 0.87 \sqrt{2} \left( \frac{2\pi L}{\lambda} \right)^2 \frac{\kappa}{L} \left( \frac{Ra - Ra_c}{Ra_c} \right)^{1/2}. \quad (3.11)$$

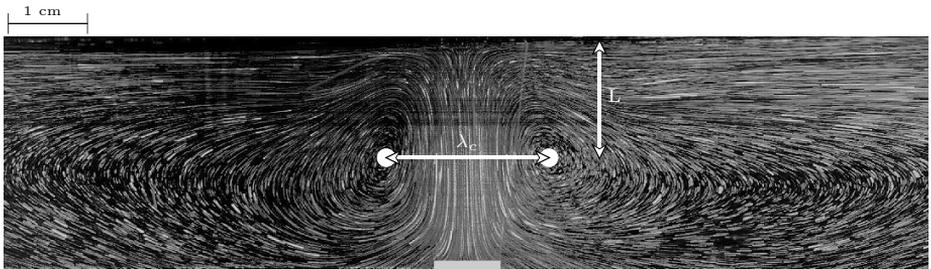
L'Équation 3.10 et l'Équation 3.11 sont compatibles sous deux conditions.

(i) Le nombre de Rayleigh doit être grand devant la valeur critique  $Ra_c$  ; ce qui est le cas expérimentalement (cf. tableau 2.4). Nous obtenons alors :

$$\left( \frac{Ra - Ra_c}{Ra_c} \right)^{1/2} \sim \left( \frac{Ra}{Ra_c} \right)^{1/2} = \left( \frac{g\alpha\Delta TL^3}{\kappa\nu Ra_c} \right)^{1/2}. \quad (3.12)$$

(ii) Le rapport  $0.87 \sqrt{2} \left( \frac{2\pi L}{\lambda} \right)^2 \frac{\kappa}{L}$  doit être constant. Il est donc nécessaire que les grandeurs  $\kappa$ ,  $L$  et  $\lambda$  restent inchangées. Cette condition est respectée pour la diffusivité thermique, qui ne change pas à liquide fixé. Pour les longueurs  $L$  et  $\lambda$ , il est d'abord nécessaire de les adapter à la géométrie envisagée dans cette étude.

Dans l'expérience de Rayleigh-Bénard, la distance  $L$  est définie comme la hauteur de liquide au-dessus de l'élément chauffant. Celle-ci correspond également à la hauteur totale de liquide car l'élément chauffant utilisé est l'entièreté du fond du bain. Ici, ces deux distances sont dissociées. La hauteur totale de liquide est divisée en deux couches : l'une située en dessous de l'élément chauffant et l'autre située au-dessus de ce dernier. Comme nous l'avons vu dans la Section 3.1, l'écoulement dans la région sous l'élément chauffant est moins intense que dans la région supérieure. Nous proposons de choisir la longueur caractéristique comme la distance entre l'élément chauffant et la surface libre. Cette distance, notée  $L$ , est représentée sur la Figure 3.14 et est fixée expérimentalement.



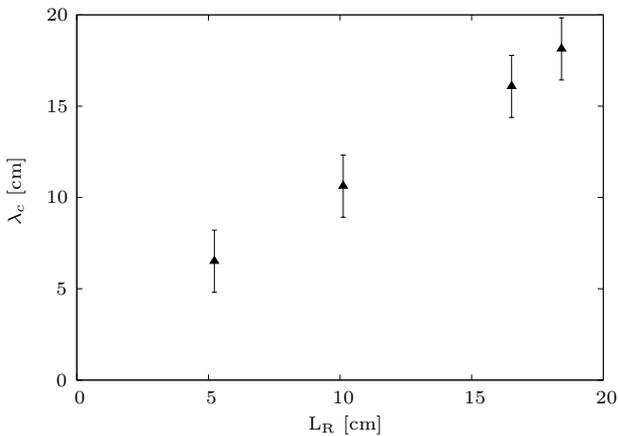
**Figure 3.14** – Chronophotographie de l'écoulement au-dessus de l'élément chaud  $R_1$ . La distance  $L$  entre l'élément chauffant et la surface libre est indiquée. Les cœurs de chaque cellule sont mis en évidence par des disques blancs ainsi que la distance  $\lambda_c$  les séparant.

La longueur  $\lambda$  doit elle aussi rester constante. Dans la Section 3.1, nous avons présenté la morphologie de l'écoulement. La structure sous forme de deux cellules contrarotatives est différente de celle composée de multiples cellules observé dans l'expérience de Rayleigh-Bénard. Ces cellules s'organisent sous forme d'un motif régulier caractérisé par une longueur d'onde déterminée uniquement par la géométrie du système. Nous avons montré à la Section 1.3.2 que cette longueur d'onde était égale à la longueur de deux cellules voisines. Dans le cas présent, choisir la longueur d'onde comme la longueur des deux cellules reviendrait à utiliser la taille de la chambre expérimentale, ce qui n'est pas pertinent. Nous proposons de définir la longueur d'onde comme la distance entre les deux cœurs des cellules, là où le liquide possède une vitesse nulle. Cette longueur est notée  $\lambda_c$  et est représentée sur la Figure 3.14. À ce stade, rien ne nous permet de prédire la variation ou non de cette longueur.

### 3.3 Distance $\lambda_c$ entre les deux cellules

Nous nous intéressons aux effets de la longueur de l'élément chauffant, du liquide et de la différence de température sur la longueur d'onde  $\lambda_c$  du système.

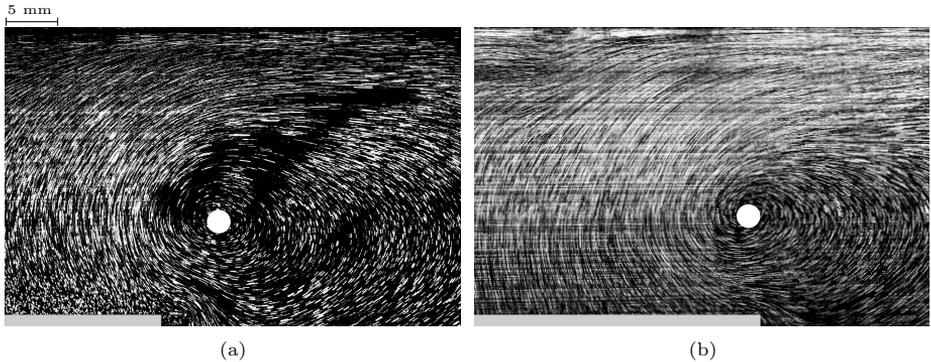
#### 3.3.1 Influence de l'élément chauffant



**Figure 3.15** – Distance  $\lambda_c$  entre les deux cœurs des cellules en fonction de la longueur,  $L_R$ , de l'élément chauffant utilisé dans de l'huile silicone 20 cS avec une différence de température fixe  $\Delta T = 5$  K. Les barres d'erreur correspondent à la résolution des données PIV dont ont été extraites les longueurs  $\lambda_c$ .

Nous travaillons à liquide fixé ainsi qu'à différence de température constante  $\Delta T = 5$  K. Nous choisissons l'huile silicone 20 cS en utilisant les différents éléments chauffants listés dans le Tableau 2.1. Comme décrit dans la Section 3.1, le liquide au-dessus de l'élément chauffant est poussé en direction de la surface

libre. Nous nous attendons alors à ce que la largeur de la colonne de fluide ascendant décrite par la distance  $\lambda_c$  varie avec la longueur de l'élément chauffant. Cette évolution est tracée sur la Figure 3.15 et les deux longueurs apparaissent proportionnelles l'une à l'autre.

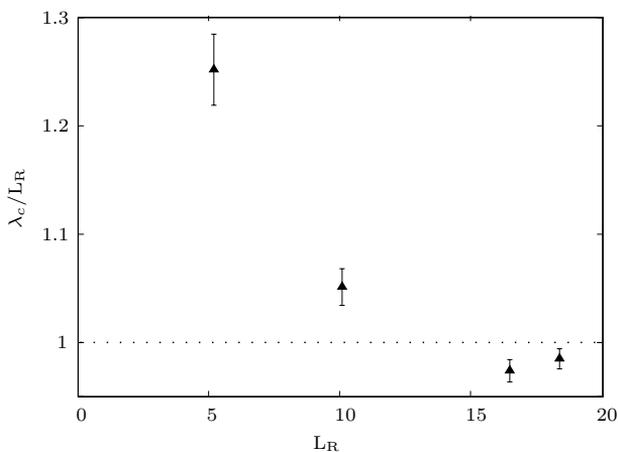


**Figure 3.16** – Chronophotographies de l'écoulement au-dessus de l'élément chauffant (a)  $R_3$  et (b)  $R_4$  tous deux mis en évidence par un rectangle grisé dans un bain d'huile silicone 20 cS. La différence de température entre les éléments chauffants et le liquide est de 5 K. Les disques blancs correspondent aux cœurs des cellules.

À cette première tendance s'ajoute une seconde, que nous observons sur la Figure 3.16 où le cœur de la cellule est mis en évidence par un disque blanc. Nous constatons que celui-ci se situe soit à l'extérieur de l'élément chauffant (cf. Figure 3.16(a)), soit à l'aplomb de ce dernier (cf. Figure 3.16(b)). La dernière situation aboutit à une longueur  $\lambda_c$  inférieure à la longueur  $L_R$  de l'élément chauffant. Leur rapport est tracé sur la Figure 3.17 en fonction de la longueur de l'élément chauffant  $L_R$ . Pour des objets chauffants petits par rapport à la chambre expérimentale, nous observons un rapport  $\lambda_c/L_R > 1$ . Les cœurs des cellules sont situés en dehors de l'élément chauffant. Par contre, pour des objets chauffants comparables à la taille de la chambre expérimentale, le rapport devient inférieur à l'unité ( $\lambda_c/L_R < 1$ ) et les cœurs des cellules se situent à l'aplomb de l'élément chauffant. L'écoulement ressent les bords de la chambre expérimentale et les cellules sont forcées de s'étendre également au-dessus de l'élément chauffant. La situation extrême est celle de l'expérience de Rayleigh-Bénard où des cellules de convection se développent au-dessus du fond chauffant.

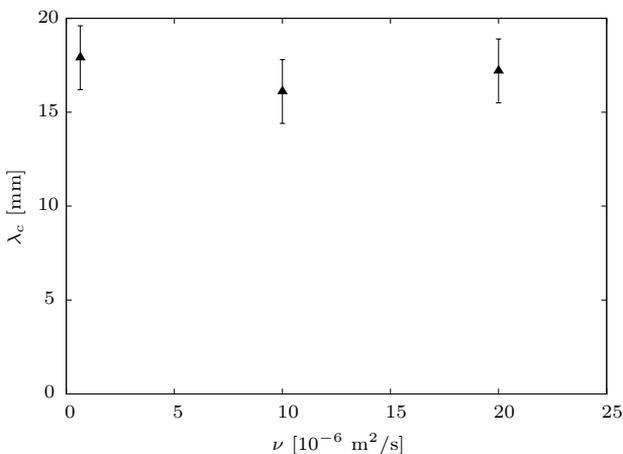
### 3.3.2 Influence du liquide

Pour un même élément chauffant et à différence de température fixe ( $\Delta T = 5$  K), lorsque différentes huiles silicones sont utilisées, à partir de la Figure 3.18, nous observons que la longueur  $\lambda_c$  est indépendante du liquide utilisé. Nous pouvons rappeler que dans le cas de l'expérience de Rayleigh-Bénard, la géométrie sous forme de multiples cellules est indépendante du liquide utilisé. Elle dépend uniquement de la hauteur de liquide dans la chambre expérimentale (cf.



**Figure 3.17** – Longueur  $\lambda_c$  adimensionnée par la longueur  $L_R$  de l'élément chauffant en fonction la longueur  $L_R$ . Les conditions expérimentales sont celles de la Figure 3.15.

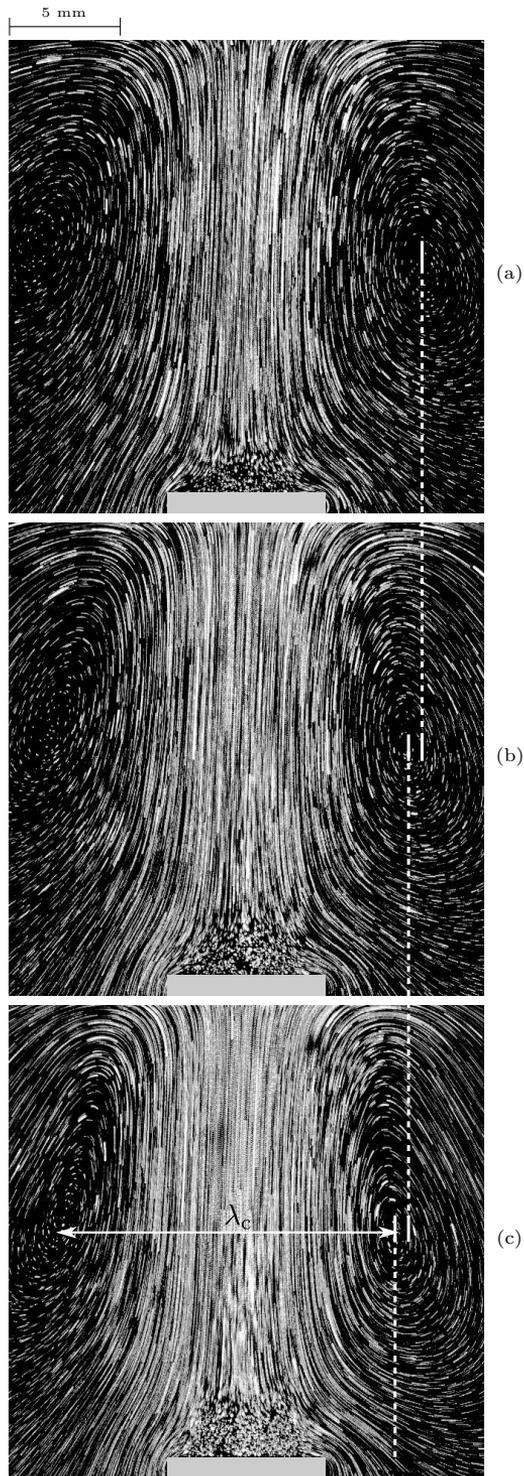
Section 1.3.2). Le choix de différencier les liquides par leur viscosité se base sur le même raisonnement qu'à la Section 3.2.2.



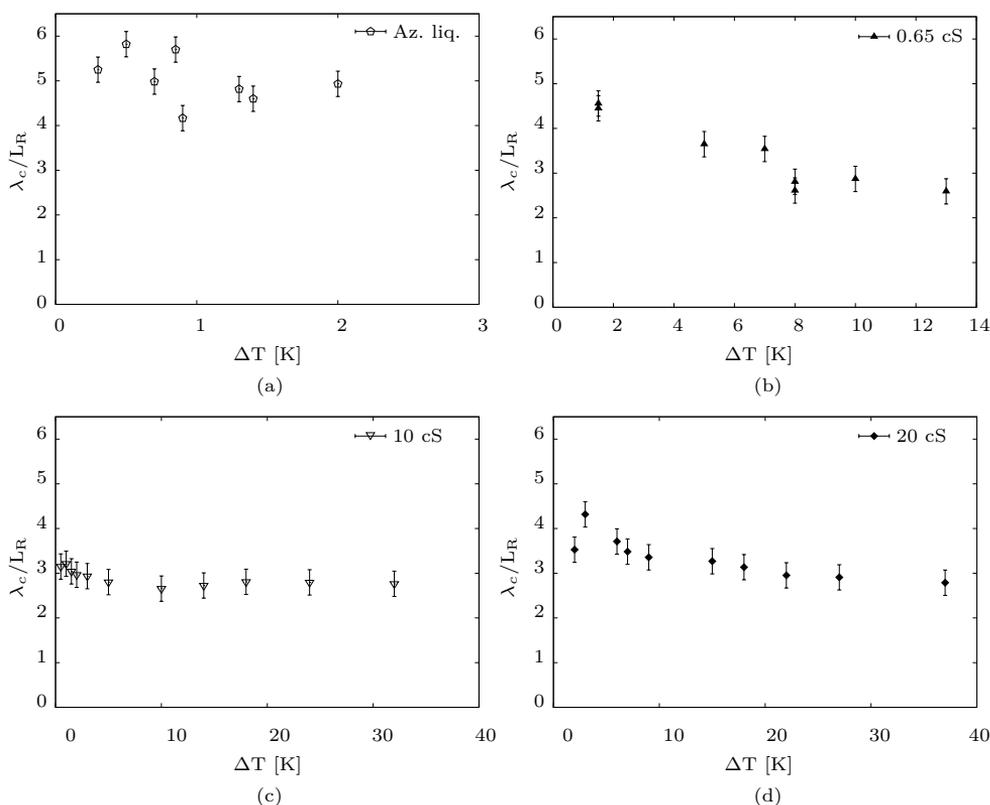
**Figure 3.18** – Longueur  $\lambda_c$  pour trois huiles de viscosités différentes (0.65 cS, 10 cS et 20 cS) avec l'élément chauffant  $R_1$  et à une différence de température de 5 K.

### 3.3.3 Influence de la différence de température

Les chronophotographies de la Figure 3.19 mettent en évidence l'évolution de  $\lambda_c$  avec la différence de température pour le même élément chauffant  $R_1$  dans de l'huile silicone 20 cS. Nous observons une faible, mais substantielle, diminution de la distance  $\lambda_c$  avec l'augmentation de température.



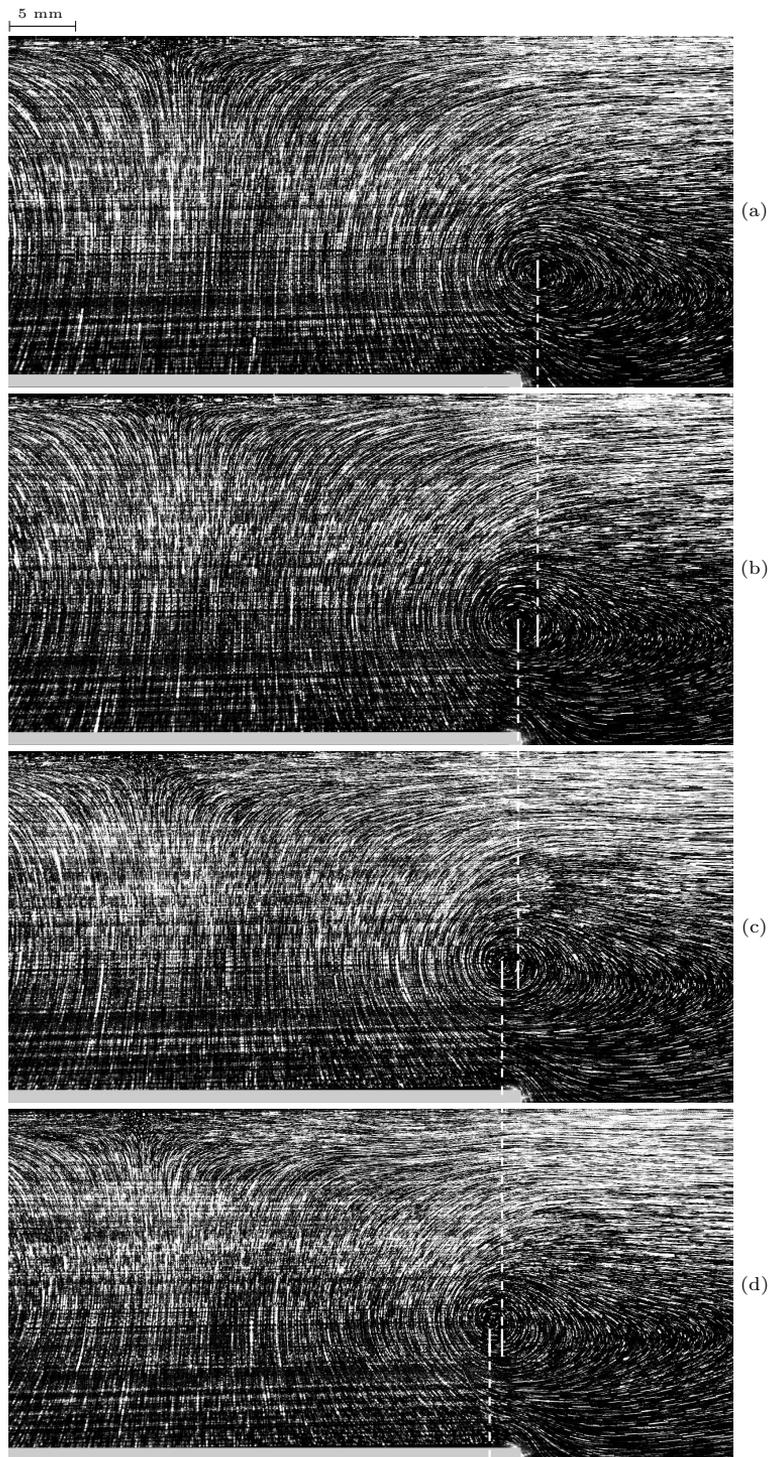
**Figure 3.19** – Chronophotographies de l'écoulement induit par l'élément chauffant  $R_1$  dans de l'huile silicone 20 cS. La différence de température entre l'élément chauffant et le liquide vaut (a) 15 K, (b) 22 K et (c) 37 K.



**Figure 3.20** – Longueur adimensionnée  $\lambda_c/L_R$  en fonction de la différence de température  $\Delta T$  induite par l'élément chauffant  $R_1$  dans (a) l'azote liquide, l'huile silicone (b) 0.65 cS, (c) 10 cS et (d) 20 cS.

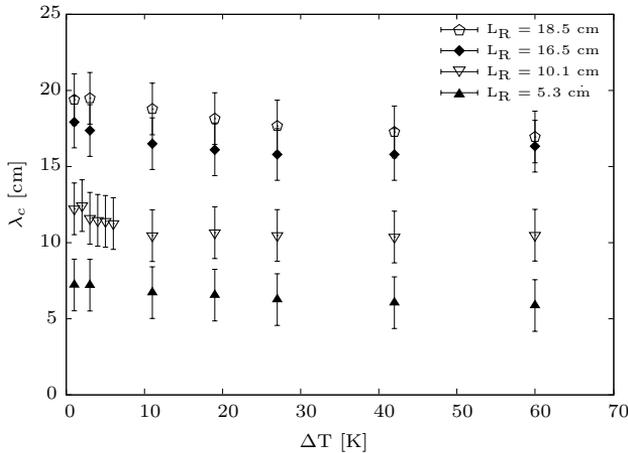
La longueur  $\lambda_c$  adimensionnée par la taille de l'élément chauffant apparait pour tous les liquides testés sur la Figure 3.20. À la différence de température  $\Delta T$  est associé un nombre de Rayleigh directement proportionnel. Dans le cas particulier de la Figure 3.19(a), le nombre de Rayleigh vaut  $1.2 \cdot 10^6$  alors que dans le cas de la Figure 3.19(c), il vaut  $2.8 \cdot 10^6$ . Les nombres de Rayleigh décrivant les deux cas sont séparés par un facteur 2 et les effets convectifs étant plus importants à haut nombre de Rayleigh, le mouvement ascendant s'intensifie et les cellules convectives se rapprochent.

Si nous utilisons le même liquide (huile silicone 20 cS), et un élément chauffant plus long, nous observons une variation de la longueur  $\lambda_c$  en fonction de  $\Delta T$ . La Figure 3.21 met en évidence le déplacement du cœur d'une des deux cellules, ce qui implique une variation de la longueur  $\lambda_c$ . Cette variation, en fonction de la différence de température, se produit pour les différents éléments chauffants  $R_2$ - $R_5$  (cf. Figure 3.22). Nous remarquons d'ailleurs que l'évolution de  $\lambda_c$  peut aboutir à la situation particulière où les cœurs des cellules sont situés à l'aplomb de l'élément chauffant. Dans ce cas, le rapport  $\lambda_c/L_R$  est inférieur à



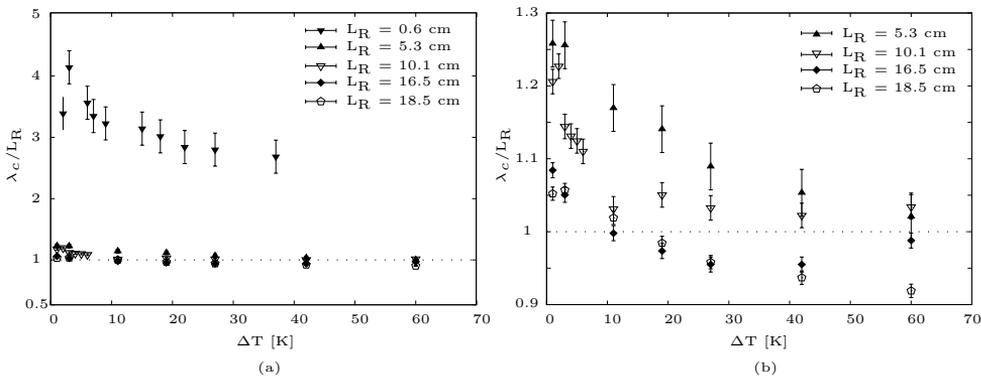
**Figure 3.21** – Chronophotographies de l'écoulement induit par l'élément chauffant  $R_2$  pour une différence de température de (a) 19 K, (b) 27 K, (c) 42 K et (d) 60 K dans de l'huile silicone 20 cS. Les lignes verticales mettent en évidence la position des cœurs les uns par rapport aux autres.

l'unité, comme présenté sur la Figure 3.23(b). Les cellules convectives s'étendent aussi à l'aplomb de l'élément chauffant. Cette situation n'est pas rencontrée dans le cas de l'élément  $R_1$  avec lequel la longueur adimensionnée  $\lambda_c/L_R$  est toujours supérieure à 1 (cf. Figure 3.23(a)).



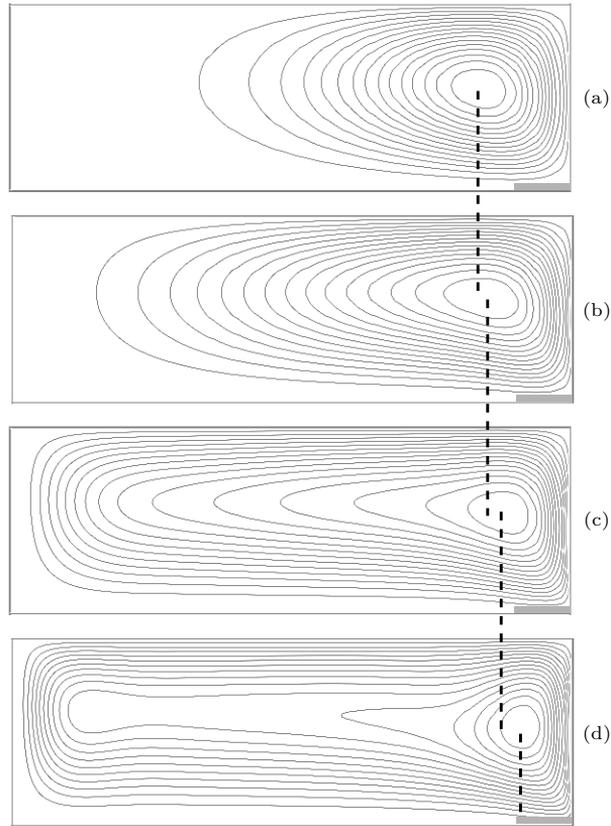
**Figure 3.22** – Longueur  $\lambda_c$  en fonction de la différence de température dans l'huile silicone 20 cS pour quatre éléments chauffants.

Le nombre de Rayleigh étant directement proportionnel à la différence de température, l'importance de la convection sur la diffusion varie. Lorsque la différence de température augmente, les effets convectifs deviennent plus importants : le mouvement ascendant se concentre et les cœurs des cellules se rapprochent. Cet effet sur la distance entre les deux cœurs s'ajoute à l'effet de la géométrie présenté à la Section 3.3.1. Dans le cas présent, la variation de  $\lambda_c$  est uniquement due à la variation de température.



**Figure 3.23** – Longueur  $\lambda_c$  adimensionnée en fonction de la différence de température  $\Delta T$  imposée par les éléments chauffants (a)  $R_1$  à  $R_5$  et (b)  $R_2$  à  $R_5$  dans les différents liquides étudiés.

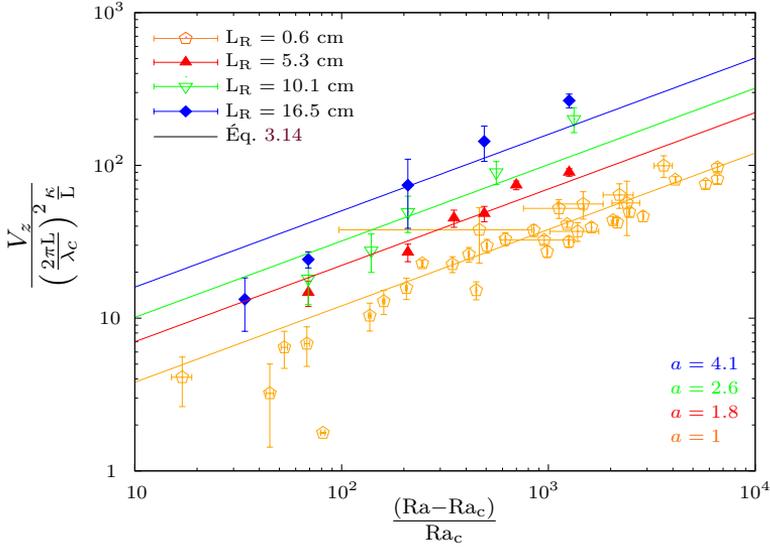
Le déplacement des cœurs des cellules est également observé dans le cas



**Figure 3.24** – Lignes de courant dans une enceinte localement chauffée (rectangle gris) par le bas à des nombres de Rayleigh valant (a)  $Ra = 10^4$ , (b)  $Ra = 10^5$ , (c)  $Ra = 10^6$  et (d)  $Ra = 10^7$  [36]. La position relative des cœurs est mise en évidence par les traits discontinus.

d'éléments chauffants fixés sur une paroi. Bien que Sarris *et al.* [36] ne discutent pas cette variation, la Figure 3.24 fait apparaître le déplacement du cœur en fonction du nombre de Rayleigh (correspondant à une variation de la différence de température). Sezai *et al.* [35] ont également observé une variation inversement proportionnelle entre la largeur de la colonne de fluide ascendant et le nombre de Rayleigh pour un élément chauffant fixé au centre de la paroi inférieure d'une enceinte cubique.

Pour un élément chauffant et un liquide fixés, la variation de  $\lambda_c$  avec la différence de température est de l'ordre de 30 %. Cependant, cette variation s'effectue sur une large gamme de nombres de Rayleigh, à partir du seuil d'instabilité jusqu'au seuil de turbulence ( $Ra \in [10^4; 10^8]$  cf. Tableau 2.4). Nous supposons cette variation comme négligeable et ne retenons que la variation de la longueur  $\lambda_c$  avec la longueur de l'élément chauffant (cf. Section 3.3.1).



**Figure 3.25** – Vitesse verticale maximale adimensionnée en fonction de l'écart au seuil pour les différents éléments chauffants. Les droites correspondent à l'Équation 3.14

### 3.4 Modélisation

La vitesse théorique présentée à l'Équation 3.11 est compatible avec les comportements expérimentaux présentés dans la Section 3.2 si nous considérons d'abord les définitions des longueurs  $L$  et  $\lambda_c$  adaptées à notre géométrie et ensuite en supposant les variations de  $\lambda_c$  en fonction de la température comme négligeables. Nous proposons d'adimensionner la vitesse  $V_z$  par le rapport  $(2\pi L/\lambda_c)^2 \kappa/L$  et utilisons l'écart au seuil de convection comme grandeur adimensionnelle pour étudier l'évolution de la vitesse. Il est défini comme :

$$\frac{Ra - Ra_c}{Ra_c}. \quad (3.13)$$

Le choix de cet adimensionnement est motivé par la forme de la vitesse théorique prédite à l'Équation 3.11. L'ensemble des points expérimentaux est tracé sur la Figure 3.25 avec les axes adimensionnels en échelles logarithmiques.

L'Équation 3.11 pour la vitesse théorique  $V_z$  se base notamment sur l'hypothèse d'un écoulement symétrique selon la direction  $O_y$ . Cette symétrie, dans le cas étudié, n'est pas d'application dans la région située au-dessus de l'élément chauffant où une structure tridimensionnelle est observée (cf. Figure 3.1(b)). Cette région peut avoir une extension spatiale plus ou moins importante par rapport à la chambre expérimentale et nous proposons d'ajouter un préfacteur  $\alpha$  à l'Équation 3.11 pour tenir compte de cette extension spatiale supplémentaire dans la direction  $O_y$ . Nous superposons aux points expérimentaux une courbe

du type :

$$y = a 0.87 \sqrt{2} x^{1/2}. \quad (3.14)$$

Les valeurs obtenues à partir des meilleurs ajustements pour le paramètre  $a$  sont reprises dans le Tableau 3.1. Elles sont proportionnelles à la longueur de l'élément chauffant et donc à l'écart à la structure bidimensionnelle. L'écoulement observé possède toujours une structure 3D, mais cette région est fortement limitée lorsque l'élément chauffant est de petite taille par rapport aux dimensions de la chambre expérimentale, ce qui est le cas pour l'élément chauffant  $R_1$ . Dans ce cas, les points expérimentaux et la prédiction théorique se superposent sans aucun paramètre d'ajustement ( $a = 1$ ) et ce, à la fois pour l'azote liquide à température cryogénique ainsi que pour les huiles silicones de différentes viscosités à température ambiante sur une large gamme de nombres de Rayleigh comme présenté sur la Figure 3.25.

**Tableau 3.1** – Valeurs du paramètre  $a$  de l'Équation 3.14 pour les différents éléments chauffants.

$L_R$ [cm]	$a$
0.6	1.0
5.3	2.0
10.1	3.6
16.5	5.4

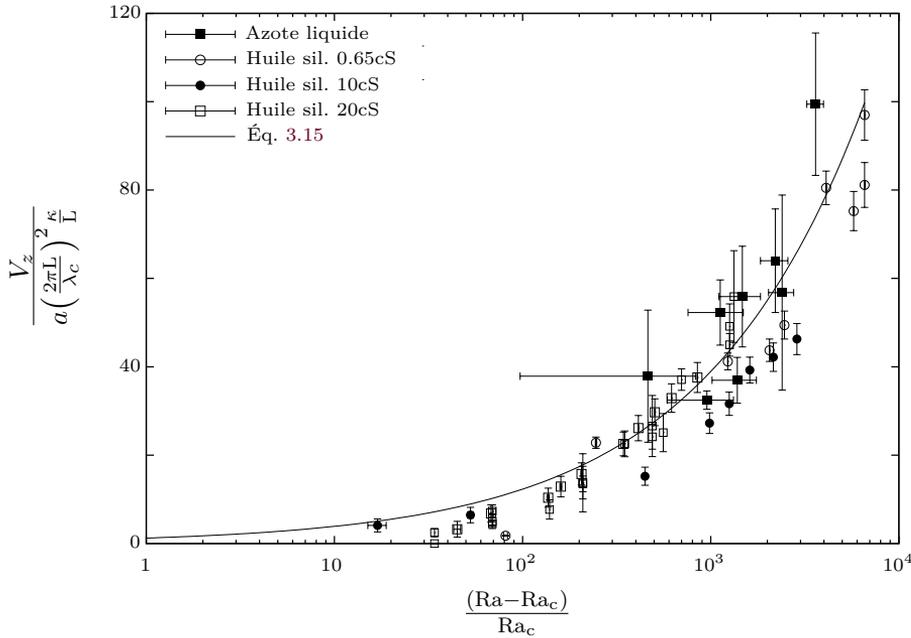
Pour tenir compte de la géométrie de l'écoulement, nous utilisons le paramètre  $a$  que nous venons de déterminer dans chaque cas et confrontons sur la Figure 3.26 les points expérimentaux à la loi :

$$V_z = a 0.87 \sqrt{2} \left( \frac{2\pi L}{\lambda} \right)^2 \frac{\kappa}{L} \left( \frac{Ra - Ra_c}{Ra_c} \right)^{1/2}, \quad (3.15)$$

où le préfacteur  $a$  apparaît spécifiquement. Les points expérimentaux se rassemblent alors tous sur une seule courbe maîtresse. Ceci nous mène à plusieurs remarques :

(i) La distance proposée pour la longueur caractéristique  $L$  semble être pertinente pour décrire la géométrie particulière envisagée ici. Cette distance ne tient pas compte de l'extension des cellules de convection dans la région en dessous de l'élément chauffant. Mais l'écoulement est plus intense dans la partie supérieure de la chambre expérimentale avec un mouvement liquide ascendant au-dessus de l'élément chauffant.

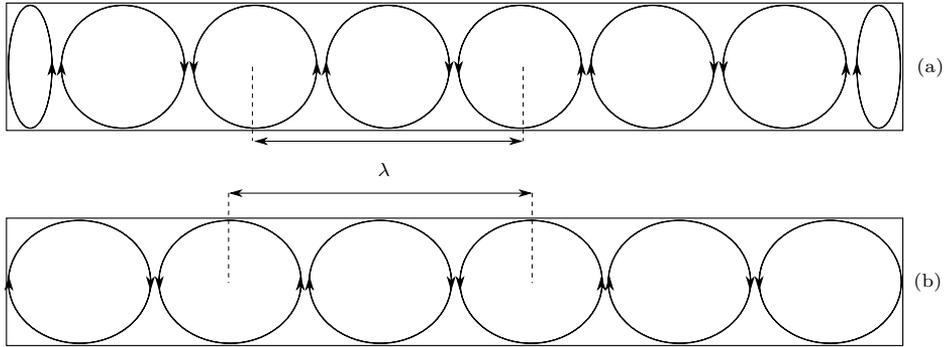
(ii) Bien que la définition de  $\lambda_c$  soit assez éloignée de celle de l'expérience classique de Rayleigh-Bénard où elle est uniquement déterminée par la géométrie du système (cf. Section 1.3.2), la définition proposée dans ce cas plus complexe est confortée par les observations expérimentales. Nous avons vu à la Section 3.2 que la vitesse  $V_z$  était inversement proportionnelle à la longueur



**Figure 3.26** – Vitesse verticale maximale adimensionnée en fonction de  $\frac{Ra - Ra_c}{Ra_c}$  en échelle semi-logarithmique pour l'ensemble des points expérimentaux. La ligne en trait plein correspond à l'Équation 3.15.

de l'élément chauffant  $L_R$ . De plus, lors de l'étude de l'évolution de la distance entre les cœurs des cellules, nous avons vu qu'en première approximation, la longueur  $\lambda_c$  et la longueur  $L_R$  étaient proportionnelles. Dès lors, nous obtenons expérimentalement une dépendance inversement proportionnelle entre la vitesse  $V_z$  et la longueur d'onde  $\lambda_c$ , compatible avec l'Équation 3.11. Enfin, il est intéressant de remarquer que le comportement de la longueur d'onde proposée pour représenter l'écoulement étudié ici et le comportement de l'expérience de Rayleigh-Bénard sont différents. En effet, plusieurs travaux [13, 65–67] mettent en évidence une augmentation de la longueur d'onde avec le nombre de Rayleigh dans le cas classique. Dans ces expériences, lorsque le nombre de Rayleigh augmente, le système passe par un état transitoire (cf. Figure 3.27(a)) où les deux cellules convectives latérales disparaissent (cf. Figure 3.27(b)). Ceci conduit à une longueur d'onde plus grande dans le système. Ce comportement et les valeurs du nombre de Rayleigh auxquelles ce phénomène se produit dépendent de la géométrie [13].

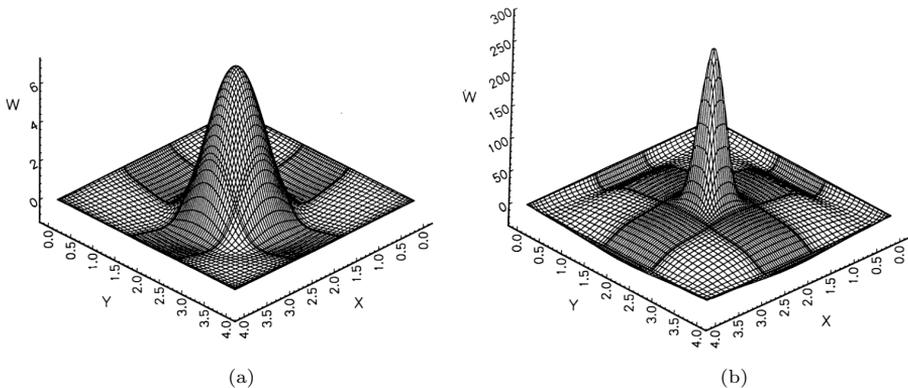
(iii) Dans le cas d'éléments chauffants dont la taille devient comparable à celle de la chambre expérimentale, la largeur de colonne de fluide ascendant au-dessus de l'élément chauffant devient elle aussi comparable à la taille de la chambre expérimentale. Cette colonne de fluide est la principale région où l'écoulement contient une composante tridimensionnelle. L'introduction du pa-



**Figure 3.27** – Schéma des cellules de convection se développant dans la cas classique de Rayleigh-Bénard avec un nombre de Rayleigh plus faible dans le cas (a) que dans le cas (b). La distance  $\lambda$  est la longueur d’onde décrivant le système.

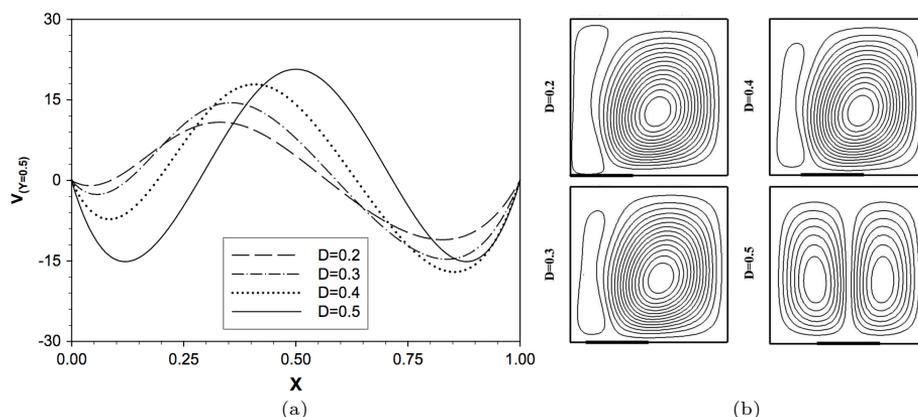
ramètre  $a$  permet de tenir compte de cette modification sur l’écoulement. Nous observons d’ailleurs que dans le cas où la largeur de la colonne ascendante est petite par rapport aux dimensions de la chambre expérimentale, ce paramètre n’est pas nécessaire ( $a = 1$ ).

(iv) Le comportement en  $\left(\frac{Ra - Ra_c}{Ra_c}\right)^{1/2}$  est compatible avec le comportement en  $\Delta T^\alpha$  présenté sur la Figure 3.8. En effet, lorsque  $Ra \gg Ra_c$ , ce qui est le cas la plupart du temps dans les expériences présentées dans ce chapitre (cf. Tableau 2.4), la vitesse  $V_z$  se comporte alors en première approximation comme  $\Delta T^{1/2}$ .



**Figure 3.28** – Vitesse verticale  $W$  dans une enceinte cubique au-dessus d’un élément chauffant carré fixé sur la surface inférieure de la chambre expérimentale à (a)  $Ra = 10^3$  et (b)  $Ra = 10^5$  obtenue par simulations [35].

(v) Dans le cas d’un élément chauffant local couplé à une paroi, la vitesse d’écoulement dépend également des paramètres de l’expérience (nombre de Rayleigh, localisation de l’élément chauffant...). Sezai *et al.* [35] ont observé que la vitesse d’écoulement dépendait du nombre de Rayleigh. Pour un élément chauf-



**Figure 3.29** – (a) Vitesse verticale  $V$  le long de l'axe  $O_x$  à mi-hauteur dans une enceinte carrée pour un élément chauffant placé à (b) différents endroits sur la surface inférieure à un nombre de Rayleigh  $Ra = 10^5$  [54].

fant local sur la paroi inférieure d'une enceinte cubique, la vitesse verticale dans la colonne de fluide ascendant est proportionnelle au nombre de Rayleigh (cf. Figure 3.28). Aminossadati *et al.* [54] ont montré que la position de l'élément chauffant a également un effet sur la vitesse d'écoulement. La Figure 3.29 présente la vitesse verticale le long de l'axe horizontal à mi-hauteur de l'enceinte carrée pour quatre positions différentes de l'élément chauffant. La vitesse verticale maximale atteinte est toujours localisée entre les deux cellules convectives et la valeur atteinte dépend de la position de l'élément chauffant. Le déplacement de l'élément chauffant vers une paroi inhibe le développement complet d'une des cellules convectives et réduit la vitesse ascendante dans la colonne centrale.

## Chapitre 4

# Conclusions et perspectives

Nous avons étudié l'écoulement induit par un élément chauffant immergé dans un liquide et pour cela, nous avons utilisé plusieurs fluides. D'abord, l'azote liquide pour son efficacité comme fluide refroidissant. Ensuite, des huiles silicones de trois viscosités différentes. Nous avons développé un cryostat adapté aux besoins de l'étude. En effet, celui-ci donne accès à un large volume expérimental (15 dm<sup>3</sup>); il est compatible avec la technique PIV utilisée pour caractériser les observations; il a une mise en fonctionnement simple.

Au sein du fluide, l'élément chauffant génère une instabilité de Rayleigh-Bénard. Contrairement à la situation classique avec une couche de fluide entièrement chauffée par le bas, le cas étudié se compose uniquement de deux cellules convectives. Celles-ci ont une extension tridimensionnelle malgré un ratio largeur/longueur petit pour la chambre expérimentale. Dès le seuil d'instabilité, les cellules abordent cette structure 3D. L'utilisation d'un élément chauffant n'occupant pas toute la largeur de la chambre expérimentale est à l'origine de cette structure. Les cellules occupent l'entièreté du volume liquide avec un mouvement fluide plus rapide dans la colonne ascendante de liquide au-dessus de l'élément chaud. La vitesse verticale maximale  $V_z$  dans cette colonne dépend des paramètres expérimentaux et s'avère proportionnelle à la différence de température entre l'élément chauffant et le bain liquide. Les fluides, discriminés par leur viscosité, ont également un impact sur la vitesse d'écoulement. Enfin, l'élément chauffant, par sa taille, a également un effet sur la vitesse  $V_z$  avec une dépendance inversement proportionnelle.

Nous avons ensuite proposé d'adapter la vitesse théorique prédite dans le cas classique de Rayleigh-Bénard à la géométrie considérée. Cette relation pour la vitesse  $V_z$  fait appel aux grandeurs caractéristiques  $L$  et  $\lambda_c$ . Celles-ci ont été redéfinies en accord avec la géométrie particulière du système. De plus, pour que la loi théorique proposée soit compatible avec les observations expérimentales, ces deux longueurs doivent être constantes à géométrie fixe. Alors que cela est toujours le cas pour la première grandeur, il est nécessaire de s'intéresser d'avantage au comportement de la longueur  $\lambda_c$ . Celle-ci est proportionnelle à la longueur de l'élément chauffant, indépendante du liquide considéré et inversement proportionnelle à la différence de température. En première approximation, nous considérons cette dernière dépendance comme négligeable.

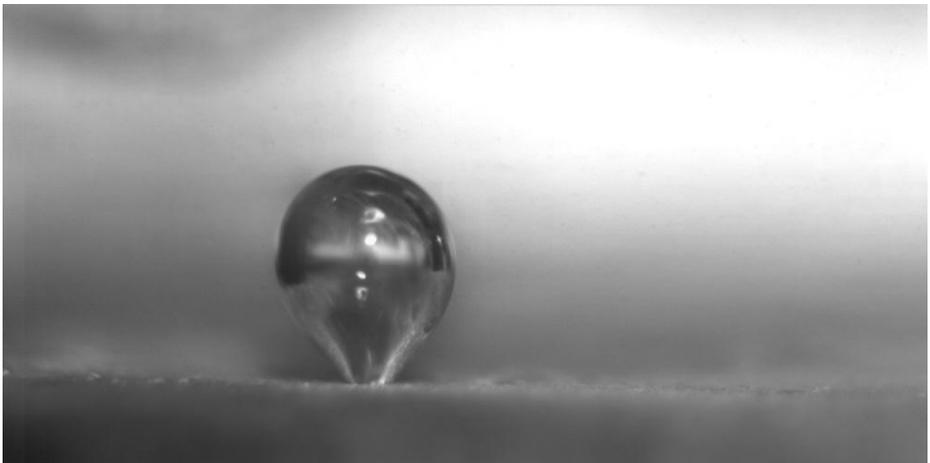
À partir de ces observations, la loi théorique est tracée sur les points expérimentaux. Un très bon accord est observé pour tous les cas considérés, avec un préfacteur uniquement nécessaire lorsque les dimensions de l'élément chauffant s'approchent de celles de la chambre expérimentale. Cela reflète le passage

d'un écoulement où l'extension 3D est présente, mais faible, à un écoulement où l'extension 3D n'est plus négligeable. Dans le second cas, en plus des grandeurs caractéristiques du problème (longueur d'onde  $\lambda_c$  et distance  $L$ ), nous introduisons un préfacteur afin de tenir compte de l'extension 3D plus importante de l'écoulement.

La géométrie utilisée pour effectuer les expériences a un effet sur l'écoulement avec, d'une part l'influence de l'élément chauffant et d'autre part, les dimensions mêmes de la chambre expérimentale. Bien que la loi théorique pour la vitesse  $V_z$  décrive fidèlement l'expérience, cette loi fait appel à un paramètre libre. Une étude expérimentale plus approfondie devrait être effectuée pour mettre en évidence l'évolution de l'extension tridimensionnelle en fonction de la géométrie de l'élément chauffant et de la chambre expérimentale. Plusieurs interrogations restent ouvertes du point de vue de la morphologie, comme du point de vue de la vitesse d'écoulement. De quelle manière évolue la morphologie de l'écoulement lorsqu'une toute autre géométrie pour la chambre expérimentale est utilisée (enceinte cubique ou cylindrique par exemple)? Quel est l'effet de l'augmentation de la largeur de l'élément chauffant? Y a-t-il alors apparition d'un état mixte pour la morphologie de l'écoulement lorsque la largeur de l'élément chauffant se rapproche de la largeur de la chambre expérimentale? Ce cas mixte pourrait comporter une région avec plusieurs couples de cellules contrarotatives à l'aplomb de l'élément chauffant comme pour le cas classique de Rayleigh-Bénard. L'écoulement serait de nouveau principalement bidimensionnel et la loi théorique pour la vitesse  $V_z$  pourrait également être applicable à condition de définir correctement la longueur d'onde de ce système mixte. L'effet de l'inclinaison de l'élément chauffant pourrait également être investigué. À la Section 1.6, nous avons vu que le type de paroi pour la chambre expérimentale avait un rôle sur l'écoulement. Sur base de cela, l'effet de différentes parois pourrait être testé. Un effet plus important est attendu dans les systèmes confinés où les frottements aux parois ont une importance relative plus grande sur l'écoulement. Une texturation des parois pourrait également être testée afin de coupler cette texturation avec la morphologie de l'écoulement. Enfin, l'effet d'autres fluides que l'azote liquide et les huiles silicones utilisés pourrait être étudié comme par exemple l'eau, le glycérol ou encore des solvants organiques comme le HFE. En particulier, il serait intéressant de déterminer l'effet de la diffusivité thermique sur la longueur d'onde  $\lambda_c$ .

PARTIE [ II ]

# ÉBULLITION SUR UN SITE MACROSCOPIQUE ISOLÉ



Dans cette partie, nous nous intéressons à la croissance d'une bulle isolée sur un site artificiel macroscopique dans de l'eau portée à ébullition. Nous comparons les taux de croissance, tailles et temps d'émission obtenus expérimentalement aux données disponibles dans la littérature. Nous observons des phénomènes d'oscillation qui se greffent sur la croissance de la bulle.

# Sommaire

---

<b>5</b>	<b>Introduction</b>	77
5.1	Rappel sur l'ébullition	77
5.1.1	Définition	77
5.1.2	Courbe d'ébullition	77
5.1.3	Mécanismes du transfert de chaleur lors de l'ébullition	79
5.1.4	Flux de chaleur lors de l'ébullition	80
5.2	Bulles générées par ébullition	81
5.2.1	Croissance de la bulle	81
5.2.2	Taille de départ	82
5.2.3	Temps caractéristiques d'ébullition	83
5.3	Position du problème	84
<b>6</b>	<b>Dispositif expérimental</b>	85
<b>7</b>	<b>Résultats expérimentaux</b>	88
7.1	Croissance monotone	88
7.1.1	Taux de croissance	88
7.1.2	Taille de détachement	89
7.1.3	Temps d'émission	90
7.2	Cas oscillant	91
7.2.1	Taux de croissance	92
7.2.2	Période d'oscillation	93
7.2.3	Taille et temps d'émission	95
<b>8</b>	<b>Conclusions et perspectives</b>	96

---

# Chapitre 5

## Introduction

Les expériences réalisées dans le chapitre précédent ont été effectuées dans le régime de convection bien en deçà du régime d'ébullition. Cependant, pour des chauffages plus intenses, un changement de phase peut se produire. Le point de départ de cette étude est l'utilisation de céramiques supraconductrices qui présentent naturellement un grand nombre de sites où de l'ébullition peut apparaître. De plus, ces supraconducteurs sont souvent insérés dans des anneaux métalliques qu'il est possible de texturer afin de favoriser ou non l'ébullition. L'ébullition est un processus qui peut être à la fois favorable et contre-performant dans le cadre du refroidissement comme nous allons le voir dans l'étude exploratoire qui suit.

### 5.1 Rappel sur l'ébullition

#### 5.1.1 Définition

La vaporisation d'un liquide fait apparaître une phase vapeur soit par évaporation, soit par ébullition. Le premier phénomène se produit naturellement dès que du liquide est en contact avec de l'air dont la pression est inférieure à la pression de vapeur saturante. Le second phénomène se traduit par la formation de bulles qui peuvent apparaître soit dans le volume du liquide, soit sur une surface solide. Le premier phénomène est appelé nucléation homogène alors que le second porte le nom de nucléation hétérogène. Dans ce dernier cas, la source de chaleur provient de la paroi. Pour que le phénomène de changement de phase soit possible, la température de la paroi doit dépasser la température de saturation,  $T_{sat}$ , à la pression du liquide. L'intensité du phénomène dépend de la surchauffe de la paroi qui est définie comme :

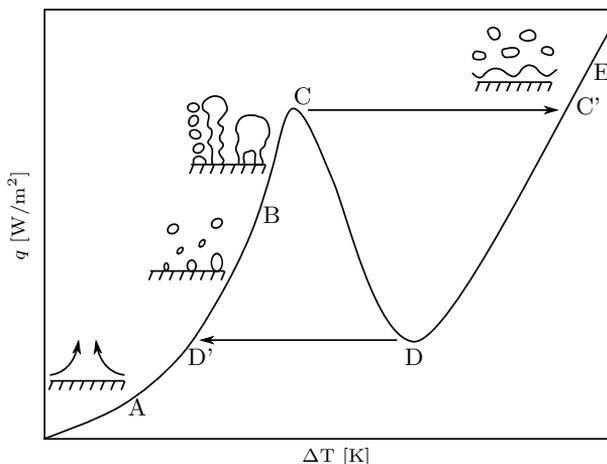
$$\Delta T_{sat} = T_p - T_{sat}, \quad (5.1)$$

avec  $T_p$  la température de la paroi et  $T_{sat}$  la température de saturation.

Dans la suite, nous nous intéresserons à l'ébullition hétérogène se produisant sur une surface chauffée.

#### 5.1.2 Courbe d'ébullition

L'ébullition peut se présenter sous différentes formes. Nukiyama a été l'un des premiers à caractériser les différents régimes de ce phénomène [68]. Ceux-ci apparaissent sur la Figure 5.1, appelée courbe de Nukiyama ou d'ébullition. Elle représente le flux de chaleur,  $q$ , entre un fil chauffant ou un élément plan et le liquide en fonction de la différence de température (surchauffe) appliquée.



**Figure 5.1** – Courbe d'ébullition de Nukiyama [68] : flux en chaleur  $q$  en fonction de la différence de température  $\Delta T$ .

- **Avant le point A**, l'ébullition n'est pas encore apparue. Le transfert de chaleur s'effectue soit par conduction soit par convection, comme nous l'avons exposé dans la Partie I.
- **Au point A**, la surchauffe imposée entre le liquide et la surface est suffisante pour déclencher l'ébullition.
- **Dans la région A-C**, le régime d'ébullition est dit d'ébullition nucléée. À faible surchauffe (**région A-B**), les bulles de vapeur s'échappent de certains sites privilégiés de la paroi. Il s'agit de sites de nucléation. Ce sont les lieux où l'ébullition a la plus grande probabilité d'apparaître. Plusieurs causes peuvent être à l'origine d'un site de nucléation comme la rugosité de surface, une imperfection ou encore une irrégularité sur la paroi chauffée. En augmentant la surchauffe de la paroi, le nombre de sites actifs augmente. À faible surchauffe, peu de sites sont actifs et l'ébullition est dite partielle. À surchauffe plus importante, le nombre de sites est plus conséquent, les bulles apparaissent également avec une fréquence d'émission plus importante et le régime d'ébullition pleinement développé est atteint. Les bulles peuvent aller jusqu'à coalescer verticalement entre elles et même former des colonnes de vapeur (**région B-C**).
- La quantité de vapeur peut être telle que le liquide froid ne parvienne plus à redescendre vers la surface chaude. Le flux de chaleur chute alors brutalement car le transfert de chaleur s'effectue uniquement à travers la couche de vapeur. La surchauffe à la paroi s'accroît. Il s'agit du phénomène dit de crise d'ébullition et il correspond, sur la courbe, au passage

### du point **C** au point **C'**.

- Si on arrive au point **C'** sans destruction du matériau, la paroi est entièrement recouverte par un film de vapeur. Il s'agit de l'ébullition en film qui s'étend dans la **région D-E**. Si le flux de chaleur augmente, la différence de température augmente également jusqu'à atteindre la température de fusion du solide (**C'→E**). À l'opposé, si le flux de chaleur diminue, la température revient progressivement à la valeur du **point D**.
- **Au point D**, le film de vapeur est instable de telle sorte qu'une faible diminution du flux fait évoluer le système de l'ébullition en film, à l'ébullition nucléée (**D→D'**).

Nous nous sommes déjà intéressé au régime convectif dans la première partie et nous avons vu son intérêt dans le cadre du refroidissement d'une surface. Le transfert de chaleur associé à un changement de phase (ébullition d'un fluide ou condensation de vapeur) conduit à des coefficients d'échange plus importants que dans le cas convectif. Le phénomène d'ébullition présente de ce point de vue un intérêt particulier. Des applications industrielles de systèmes thermiques exploitant ces phénomènes sont d'ailleurs nombreuses : condenseurs, chaudières, réchauffeurs [69]...

### 5.1.3 Mécanismes du transfert de chaleur lors de l'ébullition

L'ébullition a fait l'objet d'études intensives ces dernières dizaines d'années avec des études expérimentales et des modèles théoriques pour prédire la nature de l'ébullition dans diverses conditions [70–72]. L'ébullition reste cependant un sujet complexe dont tous les aspects n'ont pas encore été interprétés.

Une première approche consiste à considérer que le transfert de chaleur est dû à l'agitation dans le voisinage de la bulle [71, 73–75]. Un exemple type est le travail de Mikic *et al.* [71] qui proposent un modèle de transfert conductif transitoire dans lequel le transfert de chaleur est en réalité négligeable pendant la phase de croissance de la bulle et au moment de son détachement de la paroi chauffée. Par contre, juste après le départ de la bulle, le transfert de chaleur devient important.

Snyder et Edwards [72] ont proposé quant à eux l'existence d'une couche de liquide sous la bulle en formation. Cette couche pourrait s'évaporer et transférer une grande quantité d'énergie à la bulle. Par la suite, des recherches [76, 77] ont montré que les variations de température de la paroi chaude lors de la croissance d'une bulle étaient en accord avec cette approche. Pendant plusieurs décennies, on a considéré que l'évaporation d'une micro-couche de liquide piégée entre la paroi chauffée et la bulle de vapeur était le mécanisme prédominant du transfert de chaleur lors de l'ébullition nucléée [70].

La couche liquide sous la bulle peut être divisée en trois régions : la nano, la micro et la macro. La première région nanoscopique est composée de molécules de liquide qui sont adsorbées par la paroi. Aucun changement d'état ne s'y

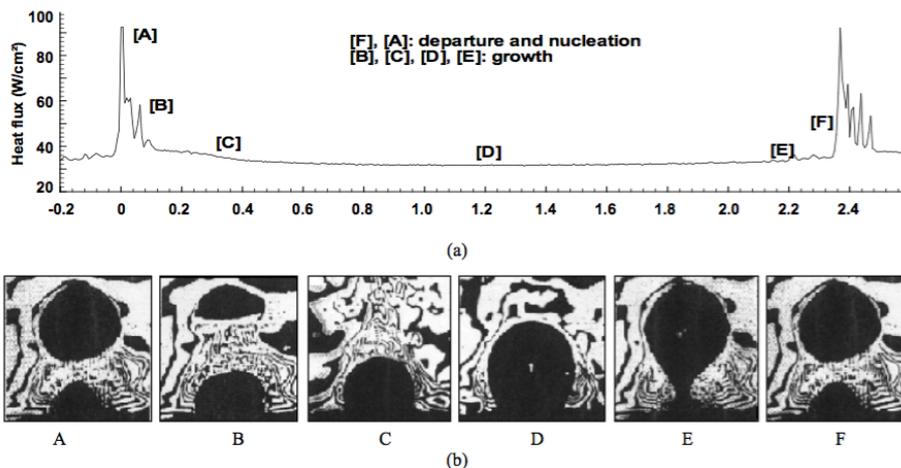
effectue. Dans la région microscopique, le film de liquide s'évapore de manière importante. C'est dans cette région que le transfert est le plus intense. Le liquide évaporé alimente en vapeur la bulle qui grandit et il est remplacé par du liquide venant de la couche macroscopique.

Toutefois, certaines études [78,79,79] ont montré que, bien que l'évaporation de la micro-couche joue un rôle important dans le transfert de chaleur, ce rôle n'est pas prépondérant. Par exemple, Myers *et al.* [78] ont mis en évidence que la majeure partie de l'énergie requise pour la croissance de la bulle provient du fluide surchauffé autour de la bulle. C'est la conduction instationnaire qui contribue majoritairement au transfert de chaleur. Par contre, cette contribution s'atténue au profit du transfert par convection à l'échelle de la bulle lorsque la température de la surface augmente.

L'ensemble de ces mécanismes explique les coefficients de transfert de chaleur importants atteints lors de l'ébullition nucléée et montre l'intérêt du changement de phase dans les techniques d'intensification des transferts de chaleur [80].

#### 5.1.4 Flux de chaleur lors de l'ébullition

La Figure 5.2(a) présente le flux de chaleur lors de la croissance d'une bulle (cf. Figure 5.2(b)) [70]. Les pics A et B correspondent à la combinaison du départ de la bulle et de la nucléation de la bulle suivante. La région plane entre ces deux pics correspond à la croissance de la bulle (cf. Figure 5.2(b)).



**Figure 5.2** – (a) Flux de chaleur lors de l'ébullition d'une bulle isolée [81] avec (b) l'état de la bulle correspondant [82].

Lors de cette croissance ou du départ de la bulle de gaz sur une plaque chauffée, la ligne de contact entre le gaz, le liquide et la surface est en mouvement. La dynamique et le transport thermique induits par le déplacement de la ligne de contact jouent un rôle majeur dans le phénomène d'ébullition. De plus, aux flux

de chaleur importants, les bulles voisines ou successives peuvent interagir entre elles, ce qui conduit à perturber d'avantage le voisinage de la bulle et produit des transferts thermiques importants.

## 5.2 Bulles générées par ébullition

### 5.2.1 Croissance de la bulle

Les transferts de chaleur autour de la bulle de gaz lui permettent de croître. Sa morphologie varie entre sa nucléation et son départ de la paroi. De nombreux modèles de croissance utilisant des approches différentes ont été comparés par Ginet [83]. Plus amples informations sont disponibles dans son manuscrit de thèse. Nous reprenons sur la Figure 5.3 les différents modèles comparés et nous constatons que malgré une diversité entre les résultats, tous les modèles ont un comportement pour le rayon du type :

$$R(t) \sim t^{1/2}. \quad (5.2)$$

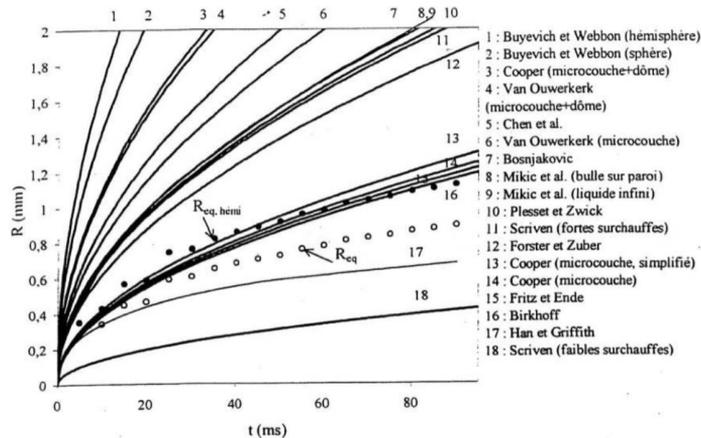


Figure 5.3 – Comparaison de différents modèles de croissance d'après Ginet [83].

Ce résultat en racine du temps peut être retrouvé à partir de l'équation générale de Rayleigh-Plesset [84]. Celle-ci décrit de manière générale la dynamique d'une bulle sphérique dans un milieu liquide infini. Dans le cas d'une croissance thermique, au-delà d'un temps critique, l'importance relative des différents termes varie et les contributions de la tension de surface et de la viscosité sont négligeables. Dans ces conditions, le rayon de la bulle évolue comme  $R \sim t^{1/2}$  [84].

### 5.2.2 Taille de départ

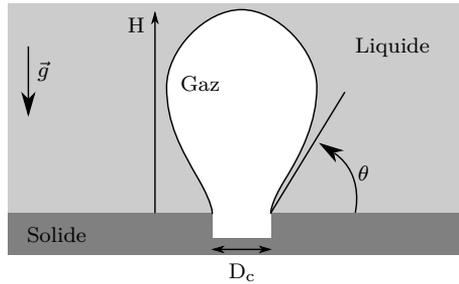
À la fin de la croissance, la bulle quitte la surface chaude. Lorsqu'elle n'est plus connectée à la surface, elle possède une taille appelée diamètre de détachement  $D_d$ . Une première approche pour la modélisation de cette taille consiste à opposer l'effet de la poussée d'Archimède qui tend à faire décoller la bulle et l'effet de la tension de surface qui tend à garder la bulle attachée à la surface. La première contribution s'exprime comme :

$$F_A \sim \frac{4\pi}{3}(\rho_l - \rho_g)g \left(\frac{H}{2}\right)^3, \quad (5.3)$$

avec  $\rho_l$  la masse volumique du liquide et  $\rho_g$  celle du gaz et  $H/2$  est la demi-hauteur de la bulle utilisée pour caractériser son volume. La contribution verticale de la tension de surface s'exprime comme :

$$F_\gamma \sim 2\pi \left(\frac{D_c}{2}\right) \gamma \sin \theta, \quad (5.4)$$

où nous avons considéré que la bulle est attachée à une cavité de diamètre  $D_c$ , comme présenté sur la Figure 5.4.  $\theta$  est l'angle de contact qui apparait lorsqu'un liquide est en contact avec un support solide. Le liquide s'étale de manière variable en fonction de ses propriétés physiques et de celles du solide. Une interface apparait entre la phase liquide, solide et gazeuse, elle porte le nom de ligne triple. L'angle qui existe entre la phase la plus dense et la moins dense est appelé l'angle de contact  $\theta$  (cf. Figure 5.4). En fonction de cet angle, on parle de liquide mouillant ( $\theta < 90^\circ$ ) ou non-mouillant ( $\theta > 90^\circ$ ).



**Figure 5.4** – Schéma de l'angle de contact  $\theta$  d'une bulle de gaz sur un support solide pour un liquide mouillant ( $\theta < 90^\circ$ )

La compétition de  $F_A$  et  $F_\gamma$  aboutit à une taille maximale,  $D_d$ , pour la bulle lors de son départ :

$$\begin{aligned} \frac{4\pi}{3}(\rho_l - \rho_g)g \left(\frac{D_d}{2}\right)^3 &\sim 2\pi \left(\frac{D_c}{2}\right) \gamma \sin \theta \\ \Leftrightarrow D_d &\sim \left(\frac{16\pi\gamma D_c \sin \theta}{\Delta\rho g}\right)^{1/3}. \end{aligned} \quad (5.5)$$

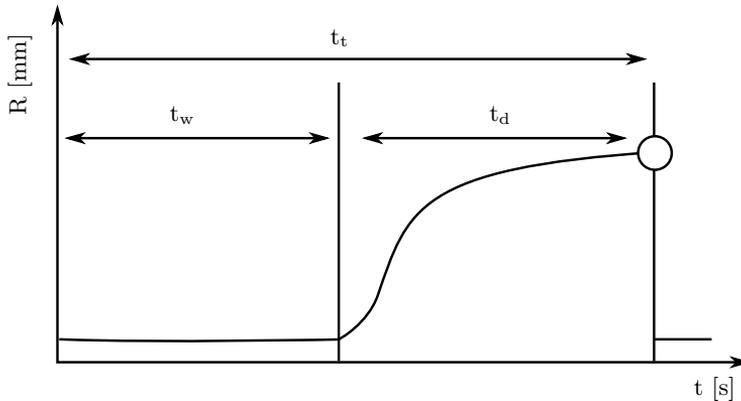
Expérimentalement, la taille de départ d'une bulle dépend de nombreux paramètres et l'effet de la tension de surface ne peut pas être considéré comme la seule contribution qui tend à garder la bulle attachée à la surface [75, 85, 86]. Nous pouvons citer Phan *et al.* [85] qui ont pris en compte des effets supplémentaires comme la force exercée par le fluide sur la bulle lors de la condensation du liquide. Il obtiennent la relation :

$$D_d = 0.63 \frac{2 + 3 \cos \theta - \cos^3 \theta}{4} \sqrt{\frac{\gamma}{\delta \rho g}}, \quad (5.6)$$

qui dépend à la fois des propriétés du liquide et de la surface.

### 5.2.3 Temps caractéristiques d'ébullition

Après la croissance et le départ de la bulle, une autre bulle a la possibilité de nucléer sur le même site de nucléation. Dans bien des cas, ce temps de latence est bref comparé au temps de croissance de la bulle. Il est appelé le temps d'attente ou temps de nucléation  $t_w$ , et est défini sur la Figure 5.5. Au total, un cycle complet d'émission est composé de la période d'attente et de la période de croissance même de la bulle. Ce temps total vaut  $t_t = t_w + t_d$ .



**Figure 5.5** – Temps d'attente  $t_w$  et temps de croissance  $t_d$  de la bulle. Le temps total d'émission  $t_t$  est la somme des deux.

Les travaux de Burman [87] et de Volanschi [88] ont mis en évidence un cycle régulier lors de l'émission de bulles successives. Buehl and Westwater [89] ont quant à eux observé des émissions successives de bulles avec une croissance variable sous les mêmes conditions. Cependant, cette variation était due à la coalescence de bulles nucléant sur des sites voisins.

Lorsque la surchauffe de la paroi solide augmente, le régime d'ébullition nucléée s'intensifie avec une fréquence d'émission plus importante. Dans ce cas, à la fois le temps de nucléation et le temps de croissance sont réduits.

### 5.3 Position du problème

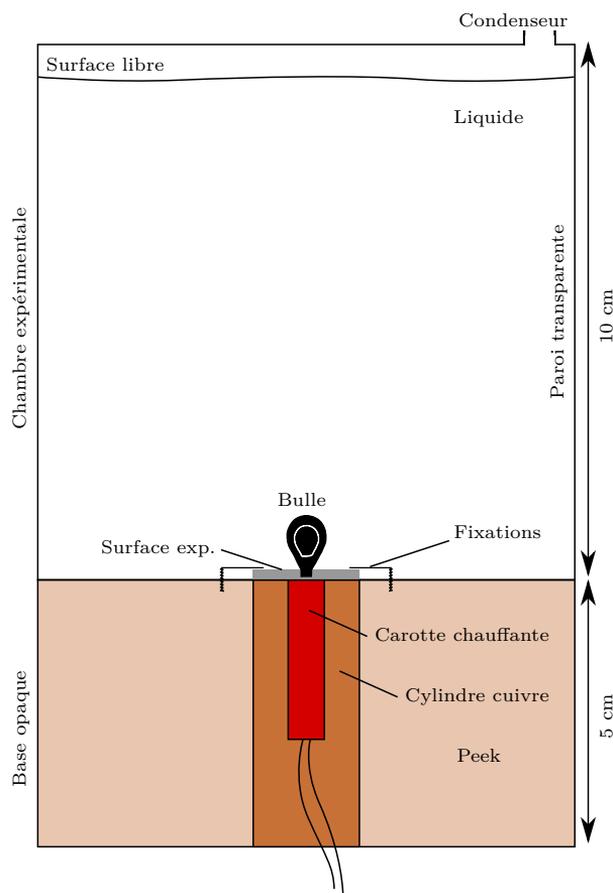
Lorsqu'on s'intéresse au refroidissement d'un objet, la question de l'ébullition est importante. D'une part, la formation d'une bulle permet d'évacuer de la chaleur car le changement de phase, au-travers de la chaleur latente, consomme de l'énergie. De plus, le départ de la bulle induit un mélange dans le liquide et améliore l'échange thermique entre la paroi et le liquide. D'autre part, une bulle de gaz agit comme un isolant thermique avec le cas critique de l'ébullition en film. Il est donc important de considérer le phénomène d'ébullition pour utiliser ses aspects positifs et éviter ses effets néfastes.

Les céramiques supraconductrices présentent naturellement un grand nombre d'aspérités qui peuvent devenir des sites de nucléation à la température d'ébullition du liquide. Nous nous intéressons alors au phénomène d'ébullition qui pourrait apparaître sur un supraconducteur en considérant l'évolution d'une bulle générée sur un site artificiel et macroscopique. En dessous de la température d'ébullition, le site macroscopique agit comme une texturation de surface et produit un effet de mélange sur le système. Ce type de texturation peut également être envisagé sur les anneaux métalliques facilement usinables qui englobent les céramiques pour les consolider.

## Chapitre 6

# Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental conçu a pour objectif de visualiser des phénomènes d'ébullition à la surface d'un élément chauffant dans un liquide. Nous avons conçu un récipient en polycarbonate transparent de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  de base avec une hauteur totale de 15 cm. Il est présenté sur la Figure 6.1.

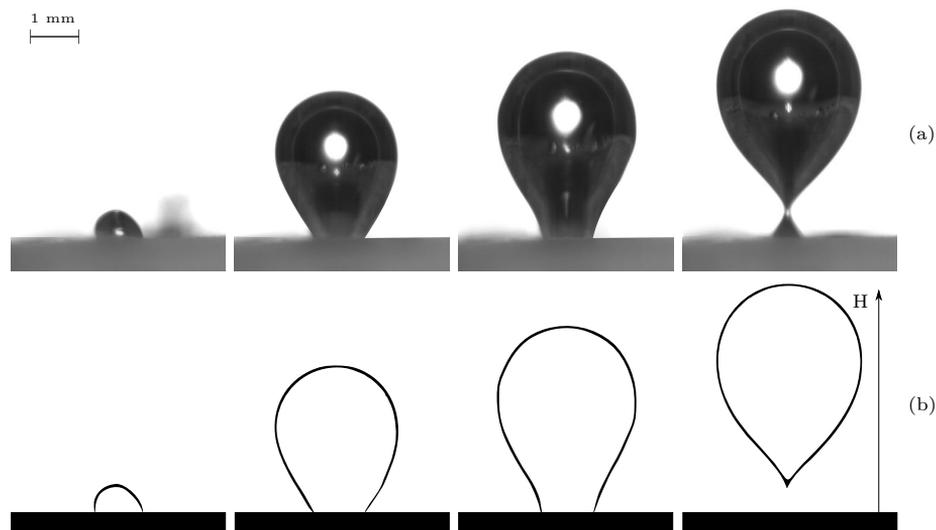


**Figure 6.1** – Schéma du dispositif expérimental constitué d'une base opaque et de la chambre expérimentale. La surface expérimentale avec un site de nucléation macroscopique est fixée sur un cylindre chauffé par une carotte.

Le récipient est composé de deux parties : une base opaque contenant le dispositif de chauffage occupant une hauteur de 5 cm à la base du récipient et la chambre expérimentale occupant les 10 cm supérieures de la hauteur du récipient. La base est usinée dans du Peek, un plastique résistant à des températures

élevées avec un point de fusion à  $343^{\circ}\text{C}$ . La base est percée verticalement d'un trou cylindrique de 2 cm de diamètre qui est comblé par un cylindre en cuivre contenant une carotte chauffante. Celle-ci est un cylindre de 3 cm de long et de 6.5 mm de diamètre. La puissance maximale de cet élément chauffant est de 175 W et il est alimenté par un générateur de courant. La carotte chauffante est enchâssée dans le cylindre en cuivre de 5 cm de hauteur et de 2 cm de diamètre. La base de la chambre expérimentale laisse apparaître la surface du cylindre de cuivre sur laquelle la surface expérimentale est fixée. Cette surface est une pastille en cuivre de 2 cm de diamètre et de 2 mm d'épaisseur. Deux vis de serrage permettent d'assurer un bon contact avec le disque en cuivre. Différentes pastilles peuvent être utilisées afin de faire varier la surface sur laquelle l'ébullition est étudiée. Nous avons utilisé une pastille au centre de laquelle un trou cylindrique millimétrique a été percé. Le reste de la surface a été poli afin de réduire la rugosité de surface. Le site central sur la pastille est alors le site le plus probable de nucléation au-dessus duquel nous observons la croissance de bulles.

Les expériences ont été réalisées avec un flux constant de chaleur traversant la pastille métallique. De l'eau distillée a été utilisée comme liquide expérimental. Un thermocouple type T a permis de mesurer les températures du liquide dans son volume et dans le site de nucléation artificiel. Cependant, la taille de la sonde de température étant de l'ordre du millimètre, elle perturbe les couches thermiques lors de la prise de température dans le site. La mesure fournie nous permet d'avoir un ordre de grandeur de la température du site, d'autant plus que celle-ci varie lors de l'émission de bulles. Les expériences ont été effectuées



**Figure 6.2** – (a) Suite d'images espacées de 0.1 s lors de la croissance d'une bulle. (b) Contours détectés par analyse d'images afin de déterminer la hauteur  $H$ .

avec une température de liquide de  $97^{\circ}\text{C}$  et une température dans le site de  $100^{\circ}\text{C}$ .

La face supérieure de la chambre expérimentale est amovible afin de permettre un accès facile au système. Elle a été percée d'un trou afin d'y connecter une colonne à condensation placée lors des expériences. Celle-ci permet de travailler à pression constante et de collecter la vapeur du liquide s'évaporant afin de garder tout le liquide dans la chambre expérimentale.

Une caméra rapide décrite à la Section 2.4.2 Partie I est placée face à une des parois transparentes. La fréquence d'acquisition se situe entre 300 et 1000 images par seconde. Un spot LED est placé en rétro-éclairage.

Un ordinateur enregistre une suite d'images qui sont analysées par la suite au moyen du logiciel ImageJ afin de caractériser l'évolution des bulles. La Figure 6.2(a) présente un ensemble d'images successives espacées de 0.1 s mettant en évidence la croissance de la bulle. Ces images ont ensuite été analysées en y appliquant un seuil en niveau de gris qui sépare le noir du blanc. À la suite de quoi, nous avons effectué une détection de contour afin d'obtenir la position du sommet de la bulle au cours du temps (cf. Figure 6.2(b)).

# Chapitre 7

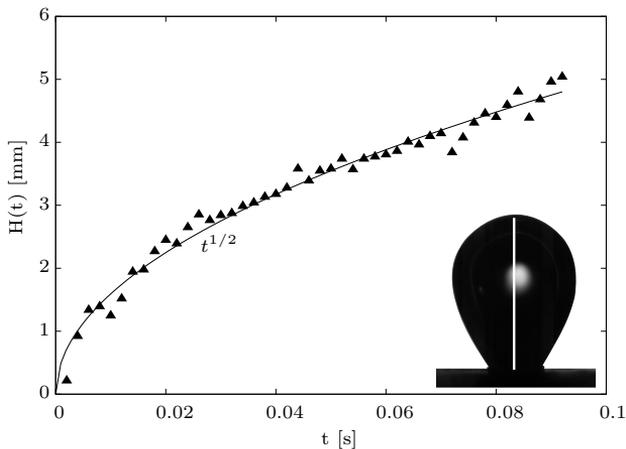
## Résultats expérimentaux

Lors des expériences d'ébullition, deux types de bulles ont été observés : (i) des bulles avec une croissance monotone et (ii) des bulles présentant une oscillation lors de leurs croissances.

### 7.1 Croissance monotone

#### 7.1.1 Taux de croissance

La Figure 7.1 présente l'évolution temporelle typique de la hauteur d'une bulle croissant dans un bain d'eau distillée ayant une température de volume de 97°C et avec une température dans le site de nucléation de 100°C.



**Figure 7.1** – Croissance temporelle d'une bulle sur un site macroscopique dans de l'eau portée à ébullition. La courbe correspond à l'Équation 7.2.

La croissance de la bulle débute dans la cavité où nous n'avons aucun accès visuel. Nous étudions l'évolution de la hauteur de la bulle dès qu'elle émerge de cette cavité et nous proposons d'adapter sur les points expérimentaux une courbe du type :

$$H(t) = a t^b. \quad (7.1)$$

Nous nous intéressons en particulier à l'exposant  $b$ . Après ajustement sur l'ensemble des données expérimentales, nous obtenons un exposant  $b$  valant  $0.49 \pm 0.04$ . Ce qui correspond à une loi du type :

$$H \sim t^{1/2}. \quad (7.2)$$

Il s'agit du type de croissance que l'on retrouve dans de nombreuses situations dans la littérature (cf. Section 5.2.1, Figure 5.3).

### 7.1.2 Taille de détachement

La Figure 7.2 présente une suite d'images espacées d'1 ms. Nous observons que le cou de la bulle se rétrécit progressivement jusqu'à se pincer complètement. Il s'agit du phénomène de *pinch-off* de la base d'une bulle. Différentes évolutions temporelles de l'épaisseur du cou existent pour une bulle de gaz dans un fluide [90]. La viscosité du liquide joue par exemple un rôle. Dans le cas d'une bulle d'air dans de l'eau, le temps de rupture est de l'ordre de  $10 \mu\text{s}$  [90]. La bulle est alors libérée et quitte la surface chauffée.

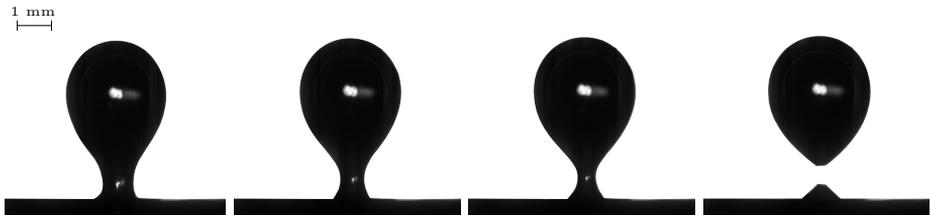


Figure 7.2 – Suite d'images espacées de 1 ms lors du détachement d'une bulle.

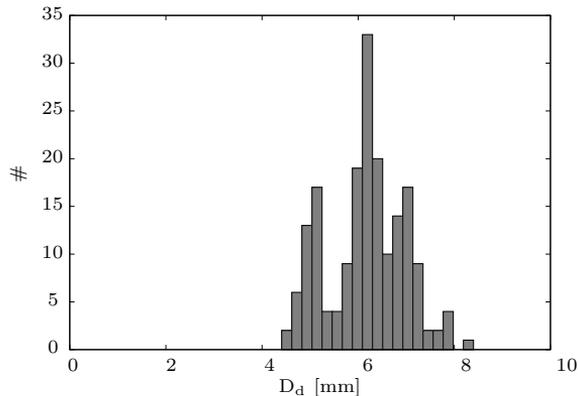


Figure 7.3 – Distribution de la taille de départ  $D_d$  des bulles.

La taille de détachement a été mesurée et correspond à la hauteur de la bulle au moment où elle quitte la surface chaude. Une distribution des tailles de départ est présentée sur la Figure 7.3. Nous constatons que la hauteur de détachement la plus probable est de 6.1 mm. En reprenant l'Équation 5.5 pour

la prédiction théorique, nous obtenons avec les caractéristiques de l'expérience :

$$D_d \sim \left( \frac{16\pi \cdot 60 \cdot 10^{-3} \cdot 5 \cdot 10^{-4} \sin 80}{10^3 \cdot 9.81} \right)^{1/3} \\ \sim 5.2 \text{ mm} \quad (7.3)$$

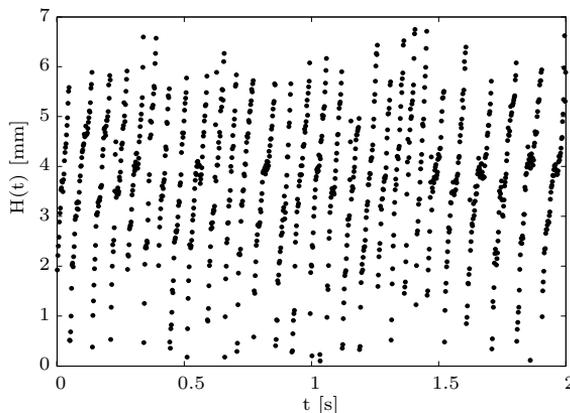
où la tension de surface pour de l'eau a été prise à  $97^\circ\text{C}$ . L'angle  $\theta$  a été évalué à partir des images de la bulle et vaut  $\theta = 80^\circ$ . Cette estimation de l'angle de contact nous permet d'obtenir un ordre de grandeur de la taille de départ théorique. Cette valeur théorique est proche de la valeur typique mesurée, d'autant plus que l'approche proposée tient uniquement compte de l'action de la gravité et de la tension de surface en ne considérant pas d'autres effets. Dans cette approche statique, le nombre de Bond qui compare l'effet des deux contributions vaut alors au moment du départ :

$$Bo = \frac{\rho g (H/2)^2}{\gamma} \sim 100. \quad (7.4)$$

Les effets gravifiques sont dominants, c'est pourquoi nous observons une bulle de forme allongée (cf. Figure 7.2).

### 7.1.3 Temps d'émission

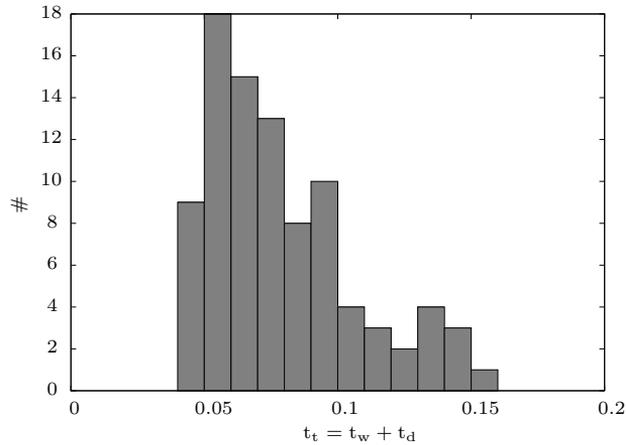
La Figure 7.4 présente la croissance d'une série de bulles sur une période de 2 secondes.



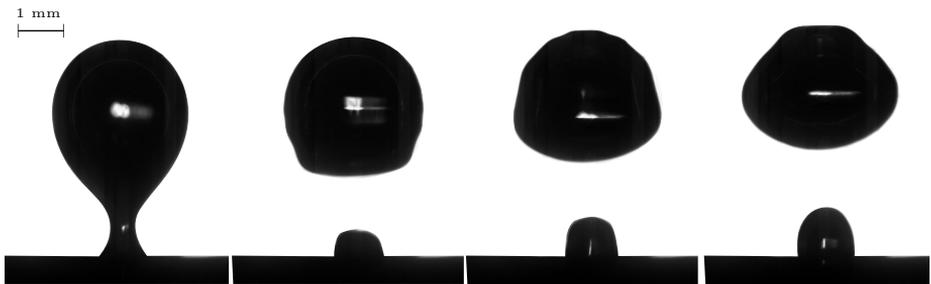
**Figure 7.4** – Émission d'une suite de bulles sur une durée de 2 secondes.

Nous observons une émission régulière de bulles dans le temps avec un diamètre de détachement millimétrique comme présenté à la Section 7.1.2. La durée entre deux émissions successives a été mesurée et la Figure 7.5 présente la distribution de ce temps qui est de l'ordre de 0.05 seconde. Nous remarquons également sur la Figure 7.4 que le temps de nucléation entre le départ d'une

bulle et l'apparition de la bulle suivante n'est pas observable. Sur la Figure 7.6, nous constatons que lors du départ d'une bulle, un noyau gazeux attaché à la surface est laissé derrière elle. Cette poche de gaz remplit l'entièreté de la cavité macroscopique et la bulle suivante commence directement à croître. Aucun temps de nucléation n'est alors observable dans ce cas. Phan *et al.* ont constaté que le temps de nucléation dépendait de la température du bain avec un temps de nucléation plus court lorsque la température du bain est proche de la température d'ébullition [85].



**Figure 7.5** – Distribution du temps total de croissance ( $t_t = t_w + t_d$ ) lors de l'émission de bulles successives.

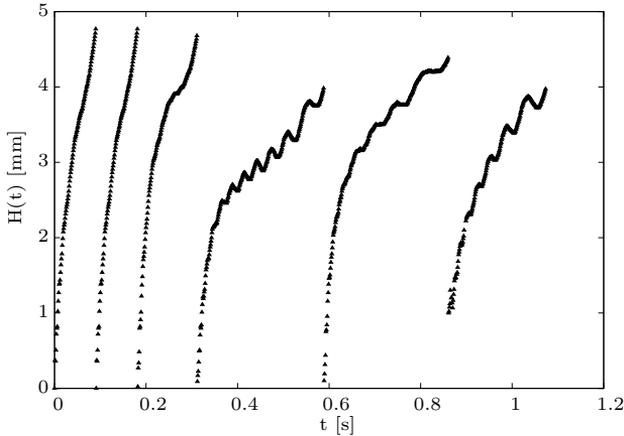


**Figure 7.6** – Suite d'images espacées de 2 ms d'une bulle se détachant de la surface.

## 7.2 Cas oscillant

Lors de la croissance des bulles, nous avons observé que certaines d'entre elles commençaient à osciller. La Figure 7.7 présente l'évolution temporelle de la hauteur d'une suite de bulles. Les trois premières bulles croissent de manière monotone, comme décrit précédemment. Alors que les trois bulles suivantes croissent avec un motif d'oscillation supplémentaire. La croissance de bulles

peut, par la suite, redevenir monotone avec un passage d'un mode à l'autre. Ce passage se produit de manière spontanée alors que les paramètres expérimentaux restent inchangés. Cependant, le taux de croissance, la taille de départ et le temps d'émission sont significativement modifiés, comme nous allons le voir.



**Figure 7.7** – Croissance de bulles successives avec l'apparition d'une oscillation sur certaines courbes de croissance.

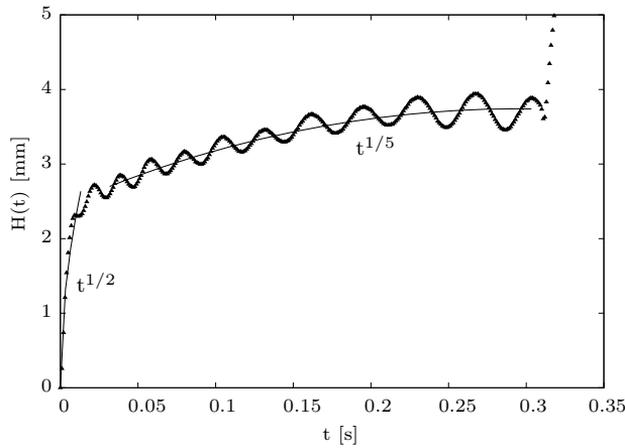
### 7.2.1 Taux de croissance

La Figure 7.8, qui présente l'évolution temporelle de la hauteur, met en évidence deux régimes de croissance distincts. La première phase exhibe une croissance plus rapide que la seconde où une oscillation apparaît. Nous déterminons le taux de croissance des deux régimes en adaptant sur les points expérimentaux une courbe du type :

$$H(t) = a t^b. \quad (7.5)$$

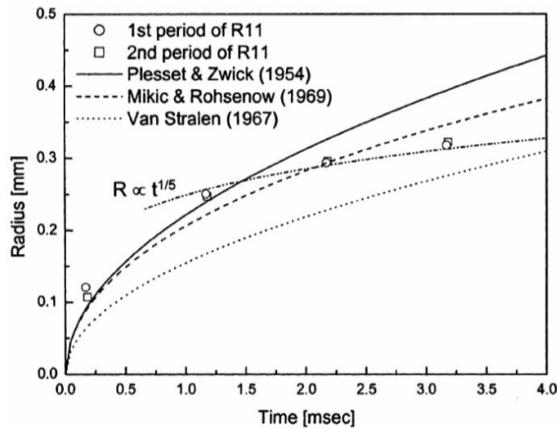
et nous nous intéressons à l'exposant  $b$ . Un ajustement sur l'ensemble des données expérimentales fournit pour la première région sans oscillation un exposant  $b = 0.5 \pm 0.05$  et pour la région oscillante, un exposant  $b = 0.21 \pm 0.02$ .

La première partie de la croissance correspond au cas d'une croissance monotone que nous avons décrite précédemment. En nous rapportant à la littérature, nous remarquons qu'un exposant  $1/5$  a déjà été rencontré pour la croissance unique d'une bulle par ébullition. Lee *et al.* [91] ont étudié la croissance d'une bulle unique sur une surface à température constante. Cette surface est texturée de sites de nucléation artificiels. Pour simplifier le problème, ils se sont intéressés à la croissance sur deux sites séparés l'un de l'autre d'une distance supérieure de trois fois le diamètre maximal des bulles ( $D \sim 0.5$  mm), ce qui permet de minimiser l'interaction entre les bulles [92]. La Figure 7.9 présente leur résultat où nous observons un premier régime en racine du temps en dessous d'une milliseconde (modèle de Plesset & Swick) qui précède une croissance proportionnelle



**Figure 7.8** – Hauteur  $H$  de la bulle au cours du temps dans le cas d'une bulle oscillante. Les courbes correspondent à l'Équation 7.5.

à  $t^{1/5}$ .



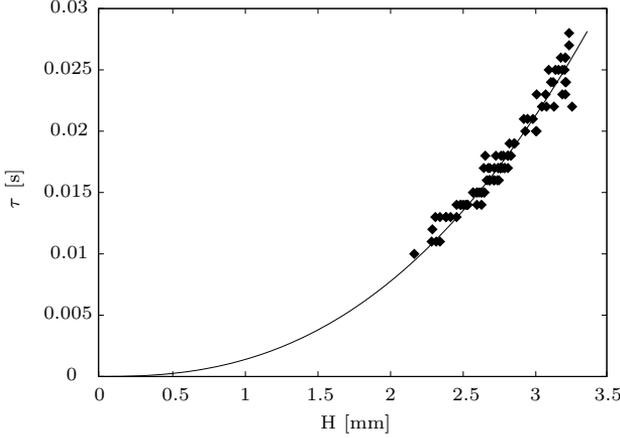
**Figure 7.9** – Lois de croissance dans l'expérience de Lee et al. [91]. Les lois de Plesset & Zwick, Mikic & Rohsenow et de Van Stralen dépendent toutes du temps avec un exposant 0.5 (cf. Figure 5.3).

Dans notre cas, nous constatons que l'apparition d'oscillations est couplée à une diminution drastique du taux de croissance par rapport aux premiers instants de vie de la bulle où le taux de croissance est proportionnel à la racine carrée du temps comme présenté sur la Figure 7.8.

### 7.2.2 Période d'oscillation

Dans le second régime, l'oscillation est caractérisée par une période  $\tau$  que nous obtenons en mesurant le temps entre deux maxima successifs sur les don-

nées présentant des oscillations. Cette période n'est pas constante et dépend de la taille de la bulle comme nous l'observons sur la Figure 7.10.



**Figure 7.10** – Évolution de la période  $\tau$  d'oscillation en fonction de la hauteur  $H$ . La courbe correspond à l'Équation 7.8.

Une proposition pour modéliser cette oscillation et, en particulier la période d'oscillation  $\tau$  en fonction de la taille de la bulle  $H$ , consiste à considérer que les effets inertiels sont contrebalancés par les effets de la tension de surface. Dans ce cas, le gaz qui est injecté dans la bulle doit déplacer une certaine masse de liquide afin de la faire grossir. Nous utilisons alors la masse volumique de l'eau  $\rho_l$  dans le terme d'inertie et nous choisissons la hauteur  $H$  pour le terme de capillarité :

$$\rho_l v^2 \sim \frac{\gamma}{H}. \quad (7.6)$$

De là, nous obtenons la dépendance du temps caractéristique  $\tau$  qui décrit l'oscillation :

$$\begin{aligned} \rho_l v^2 &\sim \frac{\gamma}{H} \\ \Leftrightarrow \rho_l \left( \frac{dH}{d\tau} \right)^2 &\sim \frac{\gamma}{H} \\ \Leftrightarrow H^{1/2} dH &\sim \sqrt{\frac{\gamma}{\rho_l}} d\tau \\ \Leftrightarrow \tau &\sim H^{3/2} \end{aligned} \quad (7.7)$$

Cependant, nous n'observons pas expérimentalement ce type de dépendance. Un ajustement sur les données, comme présenté sur la Figure 7.10, conduit à une dépendance :

$$\tau \sim H^{5/2}, \quad (7.8)$$

qui est un comportement plus rapide que celui auquel on s'attendrait dans un cas inertiel. Le comportement lié à l'oscillation de la bulle est particulier et cette

proposition ne permet pas de modéliser son comportement. Nous remarquons cependant qu'en plus d'être caractérisées par un taux de croissance très faible, les bulles ont à la fois un rayon et un temps de départ modifiés.

### 7.2.3 Taille et temps d'émission

Nous pouvons constater sur la Figure 7.7, où nous observons une alternance d'émissions monotones et d'émissions avec oscillations, qu'à la fois la taille de départ et le temps d'émission sont modifiés par rapport au cas monotone. Une analyse de l'ensemble des données a permis de déterminer que la taille de départ moyenne dans le cas oscillant était de  $D_d = 3.6$  mm. Cette taille est inférieure à celle du cas monotone, mais l'ordre de grandeur millimétrique est conservé. Le temps total d'émission est également modifié et vaut en moyenne  $t_t = 0.25$  s, ce qui est 5 fois plus long que le temps dans le cas de la croissance monotone.

Les phénomènes responsables de l'apparition de bulles oscillantes pourraient, par exemple, trouver leur origine dans une modification temporelle du flux de chaleur transmis à la bulle par la surface chauffante, ou encore dans une modification du champ de température du liquide à proximité de l'interface. Toujours est-il que la combinaison d'un faible taux de croissance, d'une petite taille de départ et d'un temps de départ long sont tous des effets contreperformants dans l'optique d'évacuation de chaleur de la surface.

# Chapitre 8

## Conclusions et perspectives

L'ébullition est un phénomène complexe qui dépend de nombreux paramètres. Dans cette partie exploratoire, nous nous sommes intéressés à l'apparition de bulles nucléant sur un site macroscopique dans de l'eau distillée portée à ébullition. Deux types de comportements ont été observés : le cas de bulles croissant de manière monotone et de manière oscillante.

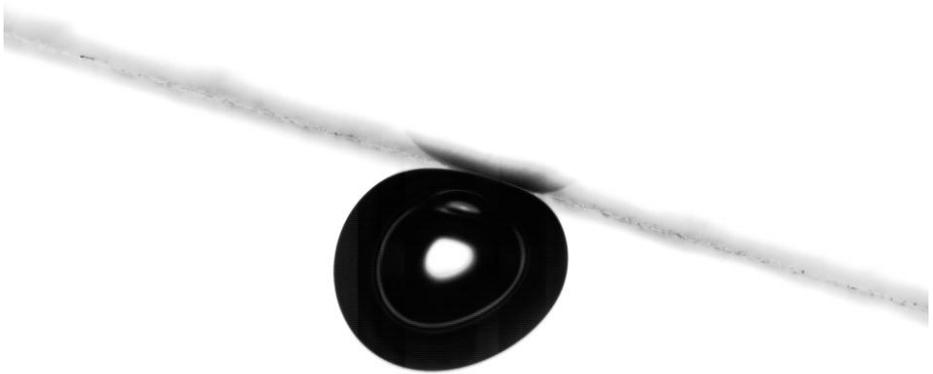
Pour le cas monotone, nous avons comparé les taux de croissance obtenus expérimentalement avec ceux observés dans la littérature. Une loi en racine carrée du temps pour l'évolution temporelle de la hauteur de la bulle décrit fidèlement les points expérimentaux. Nous nous sommes également intéressés aux tailles de départ des bulles. Sur base de l'équilibre entre la poussée d'Archimède et les forces capillaires, nous obtenons une relation pour la taille de détachement de la bulle. Enfin, le temps d'émission des bulles a été étudié. En particulier, nous n'observons pas de temps d'attente entre deux émissions successives. Lorsque la bulle se détache, elle laisse derrière elle une poche de gaz qui remplit la cavité. Une nouvelle bulle entame directement sa croissance.

Le cas oscillant présente une spécificité au niveau de la croissance. En effet, après une première croissance proportionnelle à la racine carrée du temps, comme dans le cas précédent, un second régime apparaît. Lors de l'apparition d'oscillations, la croissance de la bulle est caractérisée par un taux de croissance nettement plus faible (proportionnel à  $t^{1/5}$ ). Le motif oscillant qui s'ajoute à la croissance de la bulle est caractérisé par une période d'oscillation. Cette dernière augmente lorsque la bulle croît. Un modèle se basant sur un équilibre entre la tension de surface et l'inertie ne permet pas de décrire la dépendance entre la période d'oscillation et la hauteur de la bulle qui varie comme  $\tau \sim H^{5/2}$ . En plus de la modification du taux de croissance, nous observons également une modification de la taille et du temps de départ pour les bulles oscillantes. Dans les mêmes conditions expérimentales que dans le cas monotone, la taille de détachement est réduite et le temps de départ est augmenté pour le cas oscillant. Enfin, nous avons observé que le passage d'un type d'émission à l'autre était possible et spontané.

Les différentes caractéristiques du cas oscillant sont contreproductives pour l'évacuation de chaleur et ce type d'émission n'est donc pas à privilégier dans ce cadre-là. Il serait cependant intéressant de déterminer les phénomènes physiques aboutissant à l'apparition de ce mode d'émission de bulles.

PARTIE [ III ]

ASCENSION D'UNE BULLE SOUS  
UN PLAN INCLINÉ DANS UN  
LIQUIDE



Nous nous intéressons aux propriétés d'échange thermique d'une bulle glissant sous une paroi. Pour ce faire, nous abordons l'aspect hydrodynamique du trajet d'une bulle sous un plan incliné avant d'aborder brièvement la question des échanges thermiques.

# Sommaire

---

<b>9</b>	<b>Introduction</b>	99
9.1	Position du problème	102
<b>10</b>	<b>Dispositif expérimental</b>	103
10.1	Dispositif pour l'étude hydrodynamique de la bulle	103
10.2	Dispositif pour l'effet thermique de la bulle	105
<b>11</b>	<b>Approche hydrodynamique</b>	108
11.1	Phénoménologie	108
11.1.1	$Re < 1$	108
11.1.2	$Re > 1$	109
11.2	Première modélisation	112
11.3	Ménisque dynamique	114
11.4	Longueur $L$ de contact	117
11.4.1	$R_0 \ll \ell_c$	117
11.4.2	$R_0 \gg \ell_c$	119
11.4.3	Comparaison avec l'expérience	119
11.5	Modèle général	121
<b>12</b>	<b>Effet thermique</b>	124
<b>13</b>	<b>Conclusions et perspectives</b>	128

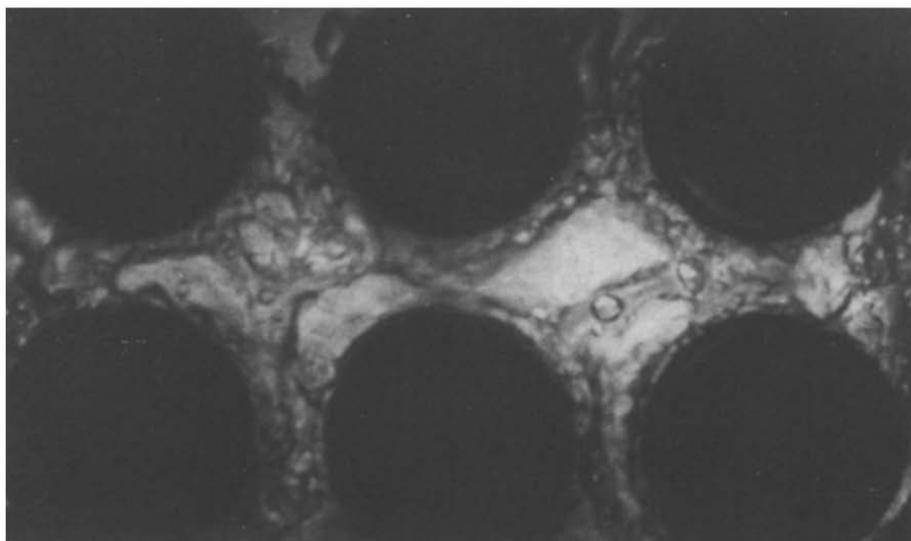
---

## Chapitre 9

### Introduction

Lorsque nous nous sommes intéressé aux phénomènes d'ébullition, nous avons vu que la nucléation d'une bulle sur une surface chaude favorisait l'échange de chaleur entre la paroi et le liquide. Cependant, ce phénomène requiert des températures supérieures à la température d'ébullition, ce qui peut être problématique dans le cas des supraconducteurs dont la température critique peut être proche de celle d'ébullition du bain thermostatique. Dans le cadre du refroidissement d'une surface, le passage d'une bulle à proximité de la paroi a également des propriétés d'échanges thermiques intéressantes et présente alors un intérêt particulier.

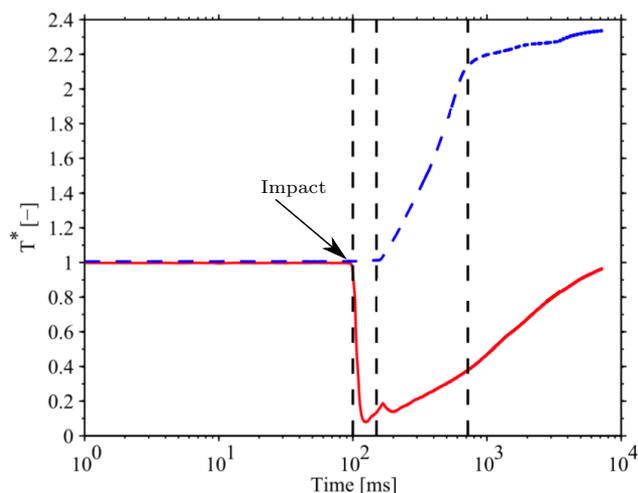
Nous considérons le cas du déplacement d'une seule bulle se mouvant sous un plan incliné en vue de généraliser le problème de l'interaction d'une bulle avec une paroi.



**Figure 9.1** – Photo (vue du dessus) de l'expérience de Cornwell *et al.* [93]. Six tubes chauffants (disques noirs) de 19 mm de diamètre sont immergés dans de l'eau. Les bulles visibles à la surface sont générées par ébullition à la base des ces tubes.

L'effet d'une bulle sur l'échange thermique entre un liquide et une paroi solide a initialement été observé par Cornwell *et al.* [93]. Dans cette étude, des tubes chauffés sont plongés dans de l'eau et des bulles millimétriques sont générées par nucléation. Cependant, seuls les sites de nucléation sur la partie inférieure des tubes sont actifs. En remontant le long des parois, les bulles

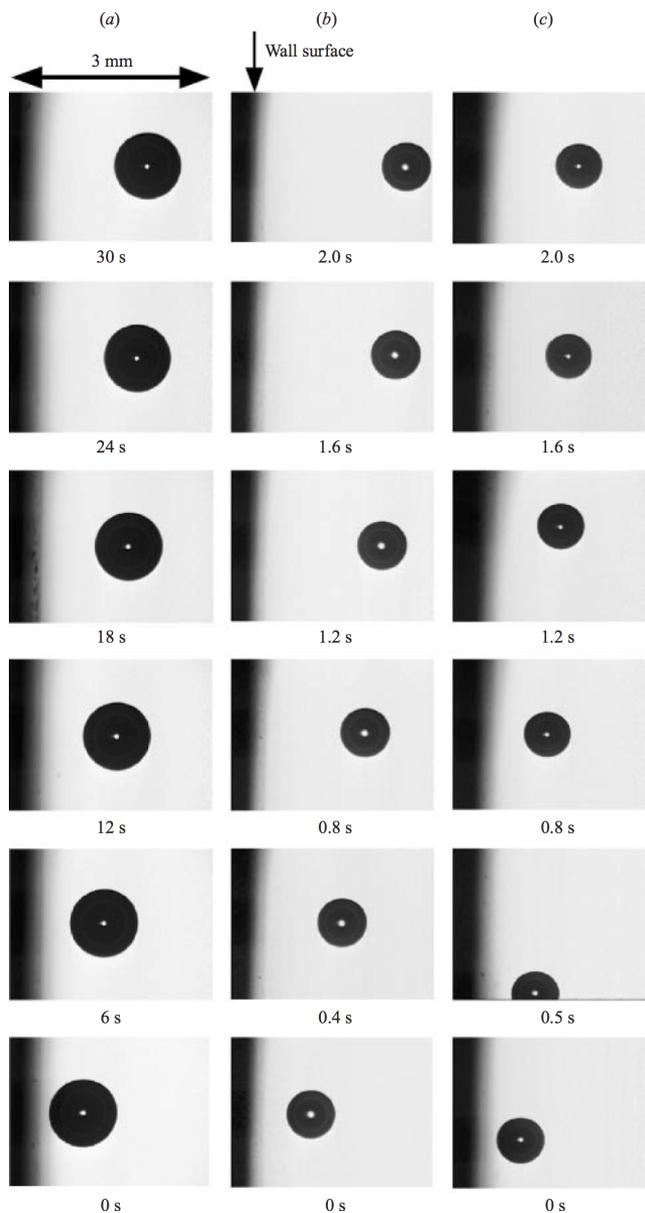
améliorent l'échange thermique entre le solide et le liquide, ce qui inhibe la nucléation dans la partie supérieure des tubes. Nous observons, sur la Figure 9.1, la surface supérieure du dispositif expérimental de Cornwell avec 6 tubes chauffants (disques noirs) immergés dans le bain d'eau ainsi que les bulles qui ont été générées sur les tubes dans la partie inférieure du bain. Lors de la remontée des bulles dans le liquide, l'agitation engendrée dans le liquide augmente l'effet de mélange et, par conséquent, l'échange thermique. Pour des bulles d'air injectées dans le liquide, le régime d'écoulement étant identique, le même effet thermique est constaté [94]. Donnelly *et al.* [95] ont observé que le passage d'une bulle millimétrique à proximité d'une surface immergée dans de l'eau en régime inertiel améliore l'échange thermique, d'une part via l'émission périodique de vortex [96] suite au mouvement de zig-zag de la bulle et, d'autre part, via la perturbation de la couche limite proche de la paroi suite à la présence d'une bulle de gaz là où il y avait précédemment du liquide [97, 98]. Le cas d'une paroi immergée horizontalement a également été envisagé [99]. Dans ce cas, l'impact de la bulle modifie la température de la paroi comme présenté sur la Figure 9.2. La surface a initialement une température uniforme ( $T_{\min} = T_{\max}$ ). La température dans la zone proche du point d'impact chute lors de l'impact de la bulle alors que la température du reste de la surface reste inchangée. La température minimale et maximale sur la plaque diffèrent. La bulle coalesce ensuite à la paroi, ce qui conduit à une augmentation de la température dans cette région. Dans ce cas, la bulle agit comme un isolant thermique.



**Figure 9.2** – Température adimensionnée minimale (ligne continue) et maximale (ligne pointillée) de la surface au cours du temps lors de l'impact d'une bulle sous un plan horizontal [99].

Le passage d'une bulle à proximité d'une paroi permet de modifier l'échange thermique entre le liquide et cette paroi via deux mécanismes généraux : (i) la

présence d'une bulle de gaz perturbe le liquide proche de la paroi ; (ii) la couche liquide entre la bulle et la paroi chauffée peut s'évaporer si la température de la paroi est supérieure à la température d'ébullition et être remplacée par un liquide plus frais, modifiant l'échange thermique [100, 101].



**Figure 9.3** – Photos de la position d'une bulle remontant le long d'une paroi au cours du temps avec (a)  $R = 0.5 \text{ mm}$ ,  $v = 9 \text{ mm/s}$ ,  $\nu = 100 \cdot 10^6 \text{ m}^2/\text{s}$  (b)  $R = 0.4 \text{ mm}$ ,  $v = 39 \text{ mm/s}$ ,  $\nu = 10 \cdot 10^6 \text{ m}^2/\text{s}$  et (c)  $R = 0.4 \text{ mm}$ ,  $v = 10 \text{ mm/s}$ ,  $\nu = 2 \cdot 10^6 \text{ m}^2/\text{s}$  [102].

Le cas d'une bulle sous un plan solide pouvant être vertical, horizontal ou incliné a également été envisagé. Dans la première situation, la présence de la paroi agit sur le déplacement de la bulle, d'une part en modifiant la vitesse de propagation et d'autre part en modifiant la distance entre les deux objets, comme nous pouvons le voir sur la Figure 9.3. La bulle millimétrique s'éloigne de la paroi le long de laquelle elle remonte, dans des huiles silicones de différentes viscosités [102–104]. Dans le cas d'une paroi horizontale, la bulle peut soit rebondir sous la surface, soit directement adhérer à celle-ci [105–108]. Enfin, la configuration d'une bulle se déplaçant sous un plan incliné dans un liquide a également été envisagée de manière expérimentale [105, 109–114], numérique [115] et théorique [116–118]. Aussillous *et al.* se sont intéressés à la vitesse terminale sous un plan faiblement incliné à faible nombre de Reynolds [111]. Le cas de grosses bulles par rapport à la longueur capillaire (cf. Section 11.1) a également été étudié [109, 112, 113, 116]. L'écoulement à nombre de Reynolds plus grand que l'unité, avec des bulles de l'ordre de la longueur capillaire n'a été, quant à lui, que partiellement étudié par Masliyah *et al.* et Tsao *et al.* [105, 110].

## 9.1 Position du problème

Dans le cas de l'ébullition, nous avons observé l'apparition de bulles avec une taille de l'ordre de la longueur capillaire (millimétrique). Ces bulles peuvent, par exemple, apparaître sur l'objet à refroidir si un chauffage local important est généré, ou encore sur l'enceinte du bain thermostatique. Indépendamment de l'origine de la bulle, nous étudions l'effet de bulles millimétriques lors de leur passage à proximité d'une surface inclinée. Deux approches sont considérées : (i) une approche du point de vue hydrodynamique et (ii) une approche du point de vue de l'effet thermique induit. Ces deux approches sont complémentaires, mais il est important de caractériser l'écoulement pour comprendre les phénomènes thermiques que nous décrirons ensuite. L'écoulement autour d'une bulle millimétrique est étudié pour différents liquides, ce qui permet de déterminer l'influence des paramètres physiques comme la tension de surface ou la viscosité sur la dynamique de la bulle. Ces paramètres, ainsi que l'angle d'inclinaison de la paroi qui varie entre  $15^\circ$  et  $45^\circ$ , permettent de parcourir différents régimes d'écoulement.

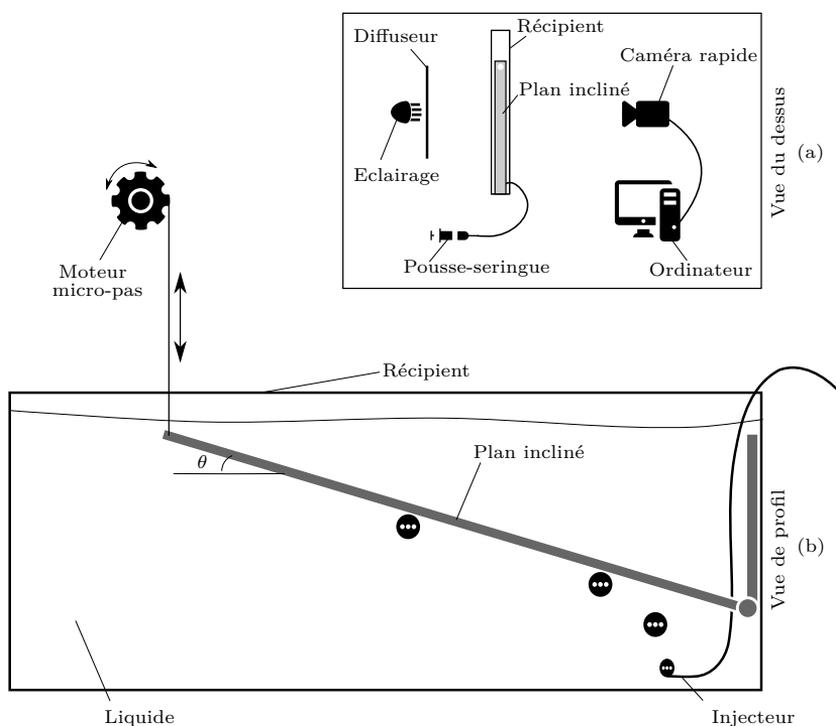
## Chapitre 10

### Dispositif expérimental

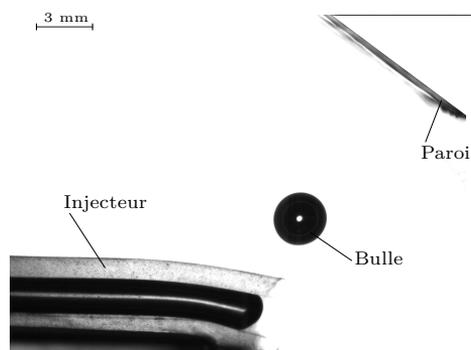
Le dispositif se compose de deux parties. Une première partie permet d'étudier le comportement de la bulle lorsqu'elle se déplace sous un plan incliné. La deuxième partie permet d'étudier l'effet thermique de la bulle sur le plan sous lequel elle s'écoule.

#### 10.1 Dispositif pour l'étude hydrodynamique de la bulle

La première partie du dispositif (cf. Figure 10.1(b)) se compose d'un récipient en polycarbonate parallélépipédique ( $26 \times 3 \text{ cm}^2$  pour la base) ayant une hauteur de 10 cm et rempli de liquide. Une paroi en polycarbonate est immergée dans le bain. Un côté est fixé au récipient alors que l'autre est relié par un fil à un moteur à micro-pas placé en hauteur afin de faire varier l'angle d'inclinaison  $\theta$  de manière contrôlée. Celui-ci varie de  $15^\circ$  à  $45^\circ$  par rapport à l'horizontale.



**Figure 10.1** – (a) Vue du dessus du dispositif expérimental pour l'étude hydrodynamique d'une bulle sous un plan incliné immergé dans un liquide. (b) Vue de profil du récipient de liquide.



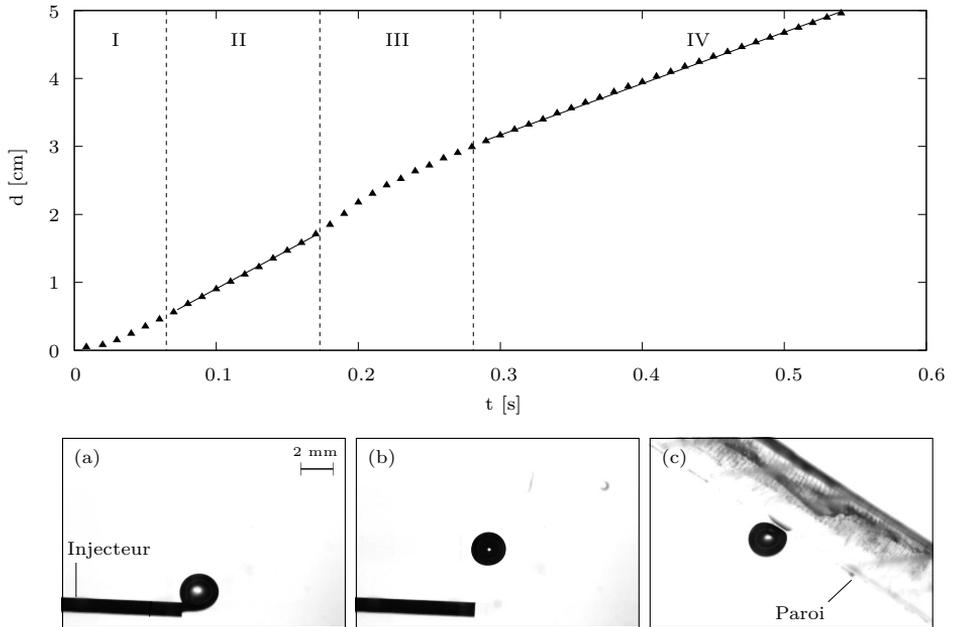
**Figure 10.2** – Bulle à la sortie de l'injecteur à la base du récipient de liquide.

Des images sont capturées à une fréquence de 100 hz par une caméra rapide (dont les spécificités ont été présentées dans la Partie I Section 2.4.2). Un éclairage LED synchronisé avec la caméra (cf. Figure 10.1) est placé en rétroéclairage avec un diffuseur. Les images sont enregistrées par un ordinateur et sont analysées ultérieurement au moyen du logiciel ImageJ.

Des bulles sont injectées à la base du récipient par une aiguille (cf. Figure 10.1(a) et Figure 10.2) reliée à un pousse-seringue imposant un flux continu d'air. Les bulles ainsi formées présentent une taille contrôlée avec une précision de 0.01 mm. Le rayon des bulles est mesuré à la sortie de l'aiguille, lorsque la bulle est en bonne approximation sphérique. La gamme de rayons de bulles utilisée s'étend sur :  $R_0 \in [0.5 ; 3]$  mm. Les différents rayons sont obtenus en utilisant différentes aiguilles de diamètres différents.

À la sortie de l'injecteur, la dynamique de la bulle varie et les différents régimes rencontrés apparaissent sur la Figure 10.3. Une fois détachée de l'aiguille, la bulle est en MRUA (Région I). Elle atteint ensuite une vitesse limite qu'elle conserve jusqu'à approcher la paroi inclinée (Région II). À proximité de la paroi, la trajectoire verticale de la bulle est modifiée pour se raccorder à l'inclinaison du plan incliné (Région III). En se déplaçant sous la paroi, la bulle atteint une seconde vitesse limite  $v$  (Région IV). Cette zone où la bulle se déplace en MRU est la région qui nous intéresse dans le cas du refroidissement d'un supraconducteur.

Deux types de liquides ont été utilisés pour le bain : de l'eau distillée et des huiles silicones de différentes viscosités. Les propriétés de ces liquides sont reprises dans le Tableau 10.1 et permettent de faire varier la tension de surface d'un facteur 3 et la viscosité d'un facteur 100. Les viscosités des huiles 100 cS, 50 cS et 20 cS ont été mesurées avec une rhéomètre rotatif Haake Mars de ThermoFisher Scientific et une précision expérimentale de 5 %.



**Figure 10.3** – Distance parcourue,  $d$ , par la bulle au cours du temps dans de l'huile silicone 10 cS. (a) Émission de la bulle, (b) déplacement vertical et (c) déplacement sous le plan incliné.

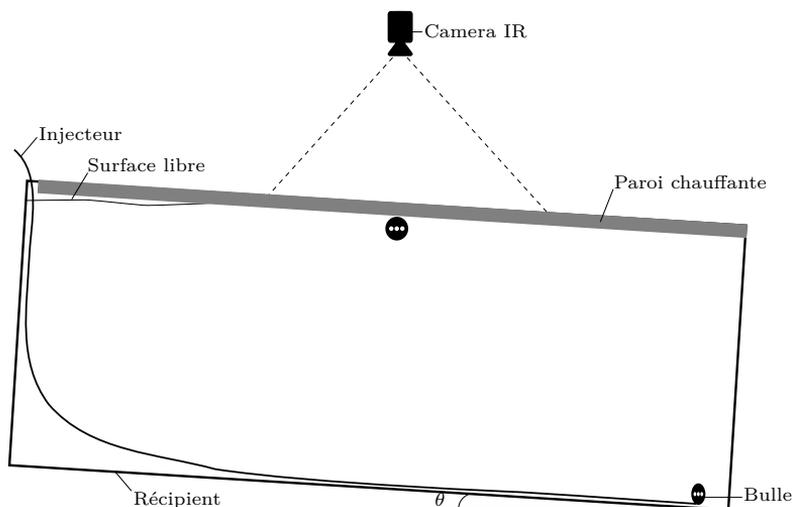
**Tableau 10.1** – Viscosité cinématique  $\nu$ , masse volumique  $\rho$ , tension de surface  $\gamma$  et longueur capillaire  $\ell_c$  des différents liquides utilisés.

Liquid	$\nu$ [ $\text{m}^2\text{s}^{-1}$ ]	$\rho$ [ $\text{kg m}^{-3}$ ]	$\gamma$ [ $\text{N m}^{-1}$ ]	$\ell_c$ [ $\text{m}$ ]
Water	$1.0 \cdot 10^{-6}$	1000	$72 \cdot 10^{-3}$	$2.7 \cdot 10^{-3}$
Sil. h. 1.5 cS	$1.5 \cdot 10^{-6}$	800	$17.5 \cdot 10^{-3}$	$1.4 \cdot 10^{-3}$
Sil. h. 5 cS	$5 \cdot 10^{-6}$	910	$19.7 \cdot 10^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{-3}$
Sil. h. 10 cS	$10 \cdot 10^{-6}$	920	$19.9 \cdot 10^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{-3}$
Sil. h. 20 cS	$21 \cdot 10^{-6}$	950	$20.6 \cdot 10^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{-3}$
Sil. h. 50 cS	$55 \cdot 10^{-6}$	959	$20.7 \cdot 10^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{-3}$
Sil. h. 100 cS	$131 \cdot 10^{-6}$	965	$20.9 \cdot 10^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{-3}$

## 10.2 Dispositif pour l'effet thermique de la bulle

La deuxième partie du dispositif expérimental, présenté sur la Figure 10.4, utilise le même récipient rempli d'eau distillée. Une plaque métallique d'1 mm d'épaisseur, 3 cm de largeur et 25 cm de longueur est collée au sommet du récipient. Un espace d'1 cm à une extrémité du récipient permet de faire passer l'injecteur de bulle. L'entièreté du récipient peut être inclinée d'un angle  $\theta$  afin de faire remonter les bulles le long de la paroi fixée. Une caméra thermique est placée à l'aplomb de la paroi et capte des images à une fréquence

de 25 hz. Les variations de température sur la surface métallique sont mises en évidence par une échelle de gris sur les images enregistrées. La paroi choisie est de l'aluminium, qui est un bon conducteur thermique (conductivité thermique  $k_b = 200 \text{ W}/(\text{mK})$ ). De plus, la surface a subi un traitement d'anodisation afin de la rendre bon émetteur infrarouge.



**Figure 10.4** – Dispositif expérimental pour l'étude de l'effet thermique d'une bulle sous un plan incliné dans un liquide.

La plaque en aluminium est parcourue par un courant électrique qui la chauffe par effet Joule. Elle est alimentée uniquement lors du passage des bulles afin d'éviter une élévation en température du bain liquide. La région étudiée ne présentant pas de surface libre et la paroi chaude étant au-dessus du liquide, aucun mouvement de convection ne s'amorce. Par contre, la surface chaude au-dessus du bain liquide étant inclinée, un mouvement convectif dû à l'instabilité de Rayleigh-Bénard peut s'installer. Cependant, nous le considérons comme négligeable étant donné que la paroi métallique est portée à une température plus élevée d' $1^\circ \text{ C}$  de celle du bain, lequel a une température de  $25^\circ \text{ C}$ . Une sonde de température (PT100 cf. Partie I Section 2.3.1) a été utilisée pour mesurer la température du volume liquide et celle de la plaque chauffée.

Les variations thermiques sont observées sur la face supérieure de la plaque métallique. Or, nous nous intéressons aux effets thermiques générés par le passage d'une bulle sous cette paroi. Afin que les effets observés sur la surface supérieure correspondent au passage de la bulle, le choix de la paroi est important. Le nombre sans dimension de Biot compare la résistance au transfert thermique dans le volume avec celle aux surfaces. Il est défini comme :

$$\text{Bi} = \frac{hL_c}{k_b}, \quad (10.1)$$

avec  $h$  le coefficient de transfert thermique,  $k_b$  la conductivité thermique et  $L_c$

la longueur caractéristique, définie dans ce cas comme le rapport du volume  $V$  du corps et de sa surface  $S$  :

$$L_c = \frac{V}{S}, \quad (10.2)$$

et vaut  $L_c = 10^{-3}$  m. Si le nombre de Biot est plus petit que l'unité, alors la résistance thermique interne est négligeable : la température interne est considérée comme uniforme et l'objet est considéré comme thermiquement mince. En nous basant sur les données disponibles dans la littérature pour des échanges thermiques liquide-solide, le coefficient d'échange thermique est de l'ordre de  $h = 10^3 \text{ W m}^2\text{K}^{-1}$  [119]. Nous obtenons un nombre de Biot :

$$\text{Bi} = \frac{10^3 10^{-3}}{200} = 5 \cdot 10^{-3} \ll 1, \quad (10.3)$$

qui est bien inférieur à l'unité. Le système proposé est donc thermiquement mince.

# Chapitre 11

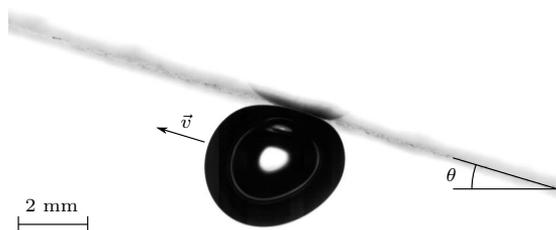
## Approche hydrodynamique

### 11.1 Phénoménologie

Une image typique d'une bulle sous un plan incliné immergé dans un liquide est présentée sur la Figure 11.1. Cette bulle se déplace à une vitesse  $v$  constante. La poussée d'Archimède agit comme moteur du mouvement, alors qu'une force de trainée agit comme frein. Celle-ci peut être de nature visqueuse comme de nature inertielle. En changeant de référentiel et en se plaçant dans celui de la bulle, c'est le liquide qui s'écoule autour de la bulle à la vitesse  $v$ , mais dans le sens opposé. Cet écoulement peut être caractérisé par un nombre de Reynolds défini comme :

$$\text{Re} = \frac{vR_0}{\nu}, \quad (11.1)$$

où  $v$  est la vitesse de déplacement de la bulle le long de la paroi,  $R_0$  son rayon non déformé (à la sortie de l'injecteur) et  $\nu$  la viscosité cinématique du liquide. Ce rapport compare les effets inertiels aux effets visqueux. La gamme de nombres de Reynolds rencontrée dans cette expérience s'étale sur plus de quatre décades, avec des valeurs à la fois supérieures et inférieures à l'unité. Différents régimes d'écoulements sont rencontrés, ce qui modifie la nature de la force de trainée s'opposant à la poussée d'Archimède. En plus de ces deux forces, nous devons également considérer la tension de surface qui agit à l'interface de la bulle. Nous discutons alors la forme des bulles observées en différenciant deux cas : (i)  $\text{Re} < 1$  et (ii)  $\text{Re} > 1$ .



**Figure 11.1** – Image typique d'une bulle d'air ( $R_0 = 2.1 \text{ mm}$ ) dans un bain d'eau se déplaçant sous un plan incliné ( $\theta = 16.7^\circ$ ) à une vitesse de  $v = 0.16 \text{ m/s}$ .

#### 11.1.1 $\text{Re} < 1$

Lorsque le nombre de Reynolds est plus petit que l'unité, la trainée dynamique est d'origine visqueuse. Les effets visqueux s'opposent aux effets stabilisants de la tension de surface et la compétition entre ces deux forces est

caractérisée par le nombre capillaire :

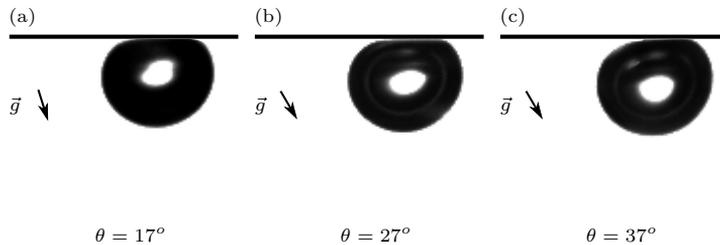
$$\text{Ca} = \frac{\rho\nu v}{\gamma}, \quad (11.2)$$

avec  $\rho$  la masse volumique du fluide,  $\nu$  la viscosité cinématique du fluide et  $\gamma$  la tension de surface du liquide. Dans cette situation à faible nombre de Reynolds,  $\text{Ca}$  est toujours bien inférieur à l'unité pour nos points expérimentaux. L'effet de la viscosité est donc négligeable face à la tension de surface qui crée la courbure de la bulle.

La gravité s'oppose aux effets stabilisants de la tension de surface. Nous comparons les effets gravifiques aux effets de la tension de surface via la nombre de Bond :

$$\text{Bo} = \frac{\Delta\rho g R_0^2}{\gamma} \sim \frac{R_0^2}{\ell_c^2}, \quad (11.3)$$

avec  $g$  l'accélération de la gravité et  $\Delta\rho$  la différence entre la masse volumique du liquide et celle de l'air  $\rho_{air}$ . Cette dernière étant négligeable devant celle du liquide, nous supposons  $\Delta\rho \sim \rho$ . Le nombre de Bond peut également être écrit sous forme d'un rapport de deux longueurs au carré avec la longueur capillaire  $\ell_c = \sqrt{\frac{\gamma}{\rho g}}$ .



**Figure 11.2** – Différentes formes d'une bulle d'air pour trois inclinaisons différentes à  $\text{Re} < 1$  : (a)-(c) pour un rayon  $R_0 = 0.8$  mm dans de l'huile silicone 131 cS ( $R_0/\ell_c \approx 0.6$ ) à  $\text{Bo} = 0.31$ . Les images sont redressées pour que la paroi apparaisse horizontale et le vecteur  $\vec{g}$  indique la direction verticale. Les bulles se déplacent de droite à gauche.

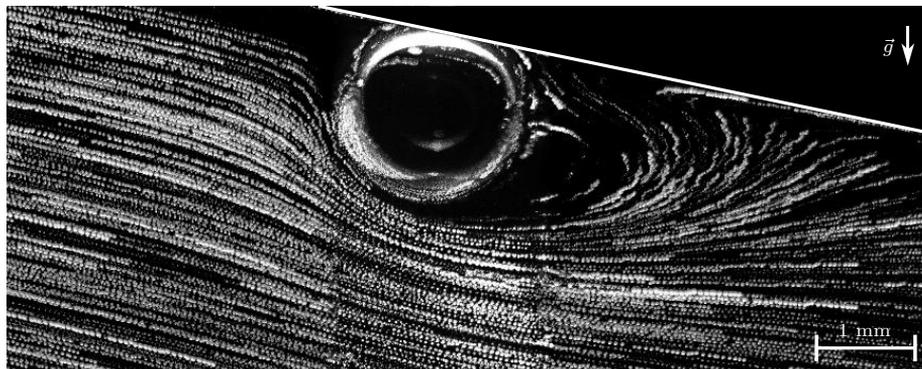
Dans le régime  $\text{Re} < 1$ , le nombre de Bond est toujours inférieur ou égal à l'unité pour nos points expérimentaux. Les effets de la tension de surface dominant et dictent la géométrie de la bulle qui se présente sous la forme d'une sphère dont la base en contact avec la paroi solide est tronquée. C'est le seul effet de la gravité sur la forme de la bulle, comme présenté sur les Figures 11.2(a)-(c). Ces bulles ont un rayon  $R_0 = 0.8$  mm et glissent sous un plan incliné d'un angle allant de  $17^\circ$  à  $37^\circ$  dans de l'huile silicone 131 cS.

### 11.1.2 $\text{Re} > 1$

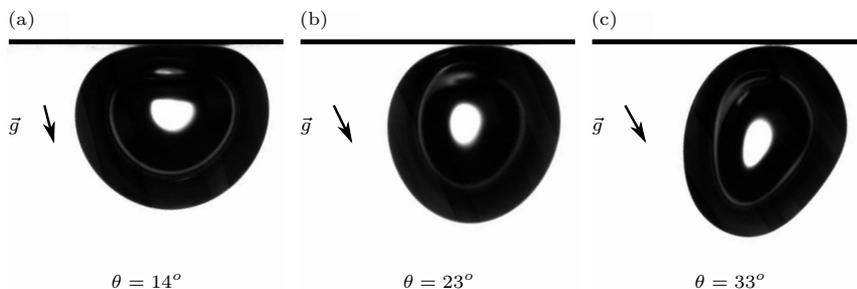
Lorsque le nombre de Reynolds est plus grand que l'unité, la trainée hydrodynamique est d'origine inertielle. Nous observons cela sur la Figure 11.3 qui

présente une chronophotographie de l'écoulement dans le référentiel de la bulle glissante. La symétrie de l'écoulement est brisée avec une zone de recirculation derrière la bulle. Nous introduisons alors le nombre de Weber qui compare les effets déstabilisants de l'inertie avec les effets stabilisants de la tension de surface :

$$\text{We} = \frac{\rho v^2 R_0}{\gamma}. \quad (11.4)$$



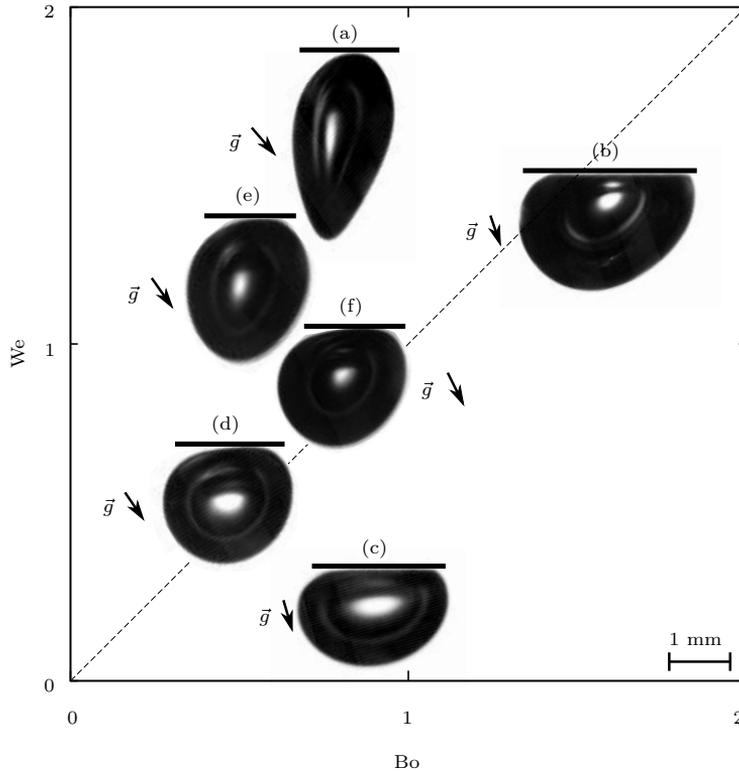
**Figure 11.3** – Chronophotographie de l'écoulement autour d'une bulle d'air se déplaçant sous un plan incliné dans de l'eau à  $Re = 100$ . La région de recirculation derrière la bulle est clairement mise en évidence par les traceurs (traits lumineux) ensemençés dans le liquide.



**Figure 11.4** – Différentes formes d'une bulle d'air pour trois inclinaisons différentes à  $Re > 1$  : (a)-(c) pour un rayon  $R_0 = 1.9$  mm dans de l'eau distillée ( $R_0/\ell_c \approx 0.65$ ) à un nombre de Bond de 0.5 et des nombres de Weber respectivement de 0.6, 0.95 et 1.16. Les images sont redressées pour que le plan apparaisse horizontal. Le vecteur  $\vec{g}$  indique la direction verticale. Les bulles se déplacent de droite à gauche.

Dans la situation à  $Re > 1$ , les nombres de Weber rencontrés dans nos expériences sont de l'ordre de l'unité. La force de trainée inertielle et la tension de surface doivent être considérées toutes les deux. De plus, la gravité doit également être prise en compte car le nombre de Bond reste inchangé par rapport au cas précédent. Trois effets doivent donc être considérés afin de caractériser la forme adoptée par la bulle.

Les Figures 11.4(a)-(c) illustrent de manière représentative la variété des formes adoptées par la bulle dans le régime  $Re > 1$ . Les bulles ont un rayon  $R_0 = 1.9$  mm et glissent sous un plan incliné formant un angle allant de  $14^\circ$  à  $33^\circ$  dans de l'eau distillée. À faible nombre de Weber, et donc à faible vitesse puisque la bulle et le liquide considérés restent les mêmes, les bulles possèdent une forme de sphère tronquée (cf. Figure 11.4(a)). Les effets de la trainée inertielle sont dominés par la tension de surface qui donne à la bulle une forme sphérique. La gravité, quant à elle, donne l'aspect tronqué à la bulle en faisant remonter le centre de gravité. À vitesse plus importante, les bulles possèdent une forme prolate (cf. Figure 11.4(c)) car la trainée inertielle n'est plus négligeable. L'écoulement n'étant pas symétrique (cf. Figure 11.3), avec une région de recirculation liquide derrière la bulle, les pressions autour de la bulle sont différentes, ce qui aboutit à une déformation de celle-ci.



**Figure 11.5** – Diagramme de phase pour la forme des bulles dans le plan ( $Bo$ ,  $We$ ). Plusieurs bulles de tailles différentes et dans des liquides différents apparaissent. Les images sont toutes redressées à l'horizontale avec le vecteur  $\vec{g}$  indiquant la direction verticale.

Nous pouvons rassembler ces différents résultats dans un diagramme de phase présenté sur la Figure 11.5 pour les nombres sans dimension de Bond et de Weber. La ligne en trait pointillé correspond à l'équilibre entre les contribu-

tions hydrodynamique et hydrostatique ( $Bo = We$ ). Pour des bulles d'un faible volume et de faibles vitesses de propagation (*i.e.* petites inclinaisons et/ou viscosités importantes), les deux nombres sans dimension sont faibles. La bulle possède une forme quasi-sphérique (cf. Figure 11.5(d)). À l'opposé, pour des bulles d'un volume important et avec des vitesses de propagation importantes (*i.e.* grandes inclinaisons et/ou faibles viscosités), les deux nombres sans dimension sont plus grands que l'unité. La bulle possède une forme à la fois aplatie et étirée (cf. Figure 11.5(b)). Au-dessus de la courbe  $We = Bo$  en trait pointillé, les bulles sont étendues dans la direction perpendiculaire au plan incliné (cf. Figure 11.5(a)). La pression hydrodynamique est plus importante que la poussée d'Archimède. En dessous de cette droite, les bulles sont aplaties (cf. Figure 11.5(c)), la poussée d'Archimède comprimant la bulle contre la paroi.

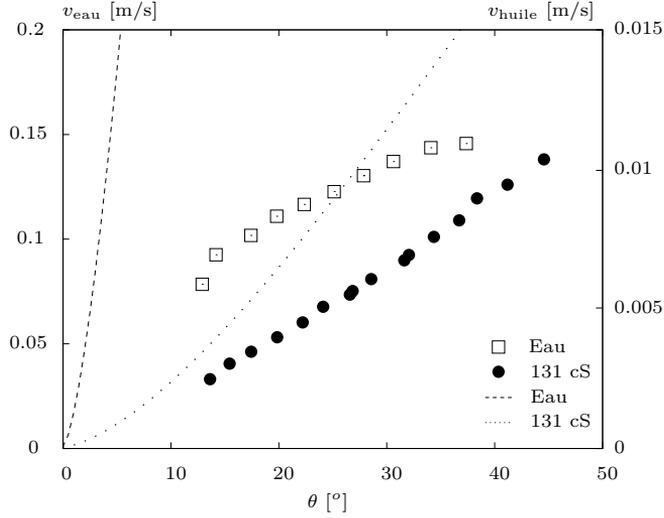
Les cas rencontrés lorsque le nombre de Reynolds est faible ( $Re < 1$ ) peuvent également être retrouvés sur ce diagramme. En effet, lorsque le nombre de Weber est faible, seules la gravité et la tension de surface ont un effet sur la forme de la bulle. Aux faibles nombres de Bond, les bulles sont presque sphériques (cf. Figure 11.5(d)), alors qu'aux plus grands nombres de Bond, les bulles apparaissent comme des sphères tronquées ou arborent un début de forme en crêpe (bulles fortement allongées, cf. Figure 11.5(c)).

## 11.2 Première modélisation

La vitesse  $v$  de déplacement de la bulle dans le liquide dépend des différents paramètres de l'expérience. La Figure 11.6 présente cette vitesse pour deux bulles de même volume en fonction de l'angle d'inclinaison dans deux liquides : de l'eau et de l'huile silicone 131 cS. Le comportement est totalement différent entre ces deux cas : (i) l'ordre de grandeur des vitesses est séparé par un facteur 20 et (ii) l'évolution en fonction de l'angle d'inclinaison  $\theta$  n'est pas la même. Les modèles de la littérature ne permettent pas de décrire fidèlement les deux comportements observés sur la Figure 11.6. En particulier, le modèle présenté par Aussillous *et al.* [111], qui considère l'écoulement laminaire d'une bulle dans un liquide très visqueux, n'arrive pas à décrire des comportements si différents. Cela est mis en évidence sur la Figure 11.6 où nous avons tracé la prédiction de la vitesse selon [111] et où nous constatons que la loi proposée ne permet de décrire aucun des deux comportements. Nous proposons alors de déterminer les différentes forces qui entrent en jeu dans la situation considérée.

Nous avons vu dans la Section 11.1 que la poussée d'Archimède agissait comme force motrice et que la force liée à la traînée dynamique agissait comme frein.

La différence de masse volumique entre l'air et le liquide dans le champ de gravité est le moteur du mouvement vertical. En considérant comme négligeable la masse volumique de l'air par rapport à celle du liquide, nous obtenons pour



**Figure 11.6** – Vitesse  $v$  d'une bulle en fonction de l'angle d'inclinaison  $\theta$ . Deux configurations sont présentées : une bulle d'air de rayon  $R_0 = 1$  mm dans de l'eau distillée (axe gauche) et une bulle d'air de rayon  $R_0 = 0.96$  mm dans de l'huile silicone 131 cS (axe droit).

la force motrice :

$$F_A \sim \rho g \Omega \sin(\theta), \quad (11.5)$$

avec  $\Omega = \frac{4}{3}\pi R_0^3$  le volume de la bulle.

La force de traînée dynamique agit comme frein. Comme nous l'avons vu dans la Section 11.1, cette traînée peut être soit d'origine visqueuse, soit d'origine inertielle. Nous proposons de modéliser cette traînée hydrodynamique en l'écrivant comme :

$$F_I = \frac{1}{2} \rho v^2 \pi R_0^2 C_D, \quad (11.6)$$

avec  $C_D$  le coefficient de traînée. Celui-ci peut prendre des formes complexes [120]. Cependant, dans l'optique de développer un modèle simple et physique, nous proposons le coefficient de traînée suivant :

$$C_D = \frac{\alpha}{\text{Re}} + \beta. \quad (11.7)$$

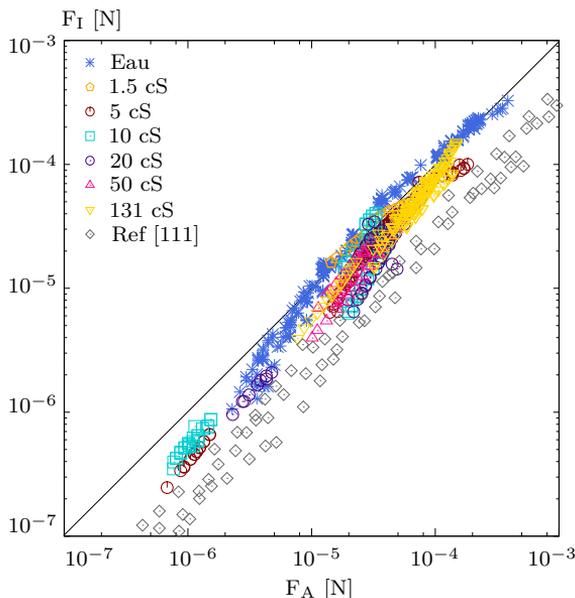
Le premier terme correspond à la contribution à faibles nombres de Reynolds, alors que le second terme est la contribution à hauts Re. Nous choisissons  $\alpha = 8$  afin de retrouver le régime asymptotique d'une bulle libre dans un milieu infini visqueux sans contamination [120]. De plus, la valeur  $C_D = \frac{8}{\text{Re}}$  a déjà été utilisée dans l'étude de Masliyah pour le cas d'une bulle rampante sous un plan incliné [110].

Le paramètre  $\beta$  est finalement déterminé en effectuant le meilleur ajustement sur l'ensemble des données expérimentales. Nous obtenons la valeur  $\beta = 0.65 \pm 0.05$ . La valeur choisie est inférieure au cas d'une bulle en ascension libre dans un bain visqueux infini à haut nombre de Reynolds ( $\beta = 2$ ) [120].

En rassemblant les contributions de  $F_A$  et de  $F_I$ , nous obtenons :

$$\rho g \Omega \sin(\theta) = \frac{1}{2} \rho v^2 \pi R_0^2 C_D. \quad (11.8)$$

Ce modèle, pour l'ensemble de nos points expérimentaux, ainsi que pour les points obtenus dans l'étude d'Aussillous [111], sont tracés sur la Figure 11.7. Nous observons que pour certains points correspondant à des vitesses élevées de déplacement, le modèle s'approche de l'expérience. Cependant, ce premier modèle ne décrit pas fidèlement le comportement expérimental pour l'ensemble des données disponibles. En particulier, la majorité des expériences réalisées dans les huiles silicones ainsi que les points expérimentaux issus de [111] ne sont pas correctement décrits par cette première approche. L'utilisation de  $F_I$  comme unique force s'opposant à la poussée d'Archimède n'est pas suffisante pour décrire le comportement des bulles glissantes.

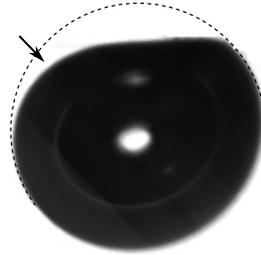


**Figure 11.7** – Points expérimentaux de la force d'Archimède  $F_A$  contrebalancée par traînée dynamique  $F_I$ . La ligne en trait plein correspond à l'Équation 11.8.

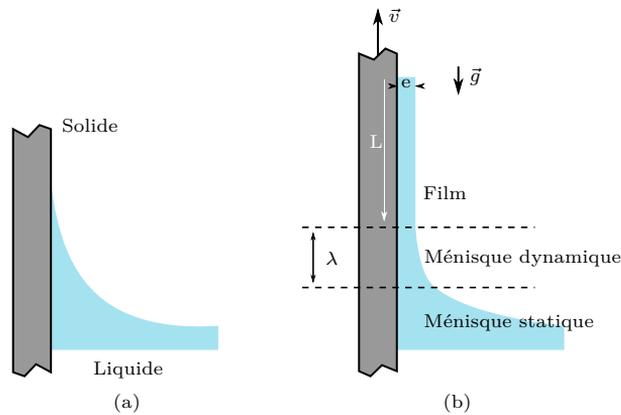
### 11.3 Ménisque dynamique

En étudiant de plus près la forme des bulles avec la Figure 11.8, nous remarquons que la région supérieure faisant face à l'écoulement est déformée et s'écarte de la forme sphérique. La flèche sur la Figure 11.8 met en évidence la création d'un ménisque qui est dû au déplacement de la bulle. Ce ménisque est dit dynamique. Il résulte de la déformation de l'interface, ce qui coûte de l'énergie, et est dû à l'action d'une force que nous n'avons pas prise en compte dans

la Section 11.2. En nous plaçant dans le référentiel de la bulle, nous obtenons le cas d'une bulle statique avec une paroi en mouvement ce qui correspond au cas du tirage de Landau-Levich-Derjaguin [121, 122].



**Figure 11.8** – Bulle d'un rayon de  $R_0 = 1.9$  mm sous un plan incliné à  $45^\circ$  dans de l'huile silicone 131 cS se déplaçant de droite à gauche. Le ménisque dynamique est indiqué par la flèche dans la région avant de la bulle.



**Figure 11.9** – (a) Cas statique : un ménisque statique se forme suite à la présence de la paroi. (b) Cas dynamique : entrainement d'un film liquide d'épaisseur  $e$  par une paroi solide ayant une vitesse  $v$ . Un ménisque dynamique de longueur  $\lambda$  raccorde le film d'épaisseur  $e$  et le ménisque statique.

Nous pouvons caractériser ce phénomène en considérant le cas d'une paroi solide partiellement immergée à la verticale dans un liquide. Dans ce cas statique, la surface liquide est déformée par la présence du solide et forme un ménisque statique (cf. Figure 11.9(a)). Le rayon de courbure de ce ménisque est de l'ordre de la longueur capillaire  $\ell_c$ . Lorsque la paroi est tirée hors du liquide à une vitesse  $v$ , le cisaillement visqueux imposé par le tirage provoque l'entrainement d'un fin film de liquide (cf. Figure 11.9(b)). Loin de la surface libre du liquide, le film liquide possède une épaisseur  $e$  supposée constante. À proximité du bain liquide, le fluide est peu sensible au mouvement de la plaque et le ménisque statique n'est pas perturbé. Entre les deux régions, un ménisque dynamique apparaît et se raccorde d'un côté au film entrainé et de l'autre au

ménisque statique. La courbure du ménisque dynamique est bien plus faible que celle du ménisque statique et vaut  $e/\lambda^2$ . Au point de raccord entre les deux ménisques, il doit y avoir également raccord des courbures, où nous avons :

$$\frac{e}{\lambda^2} \sim \frac{1}{\ell_c}. \quad (11.9)$$

La compétition entre la capillarité et la viscosité donne :

$$\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} P \sim \nu \Delta \vec{v}, \quad (11.10)$$

et en utilisant les grandeurs caractéristiques du problème :

$$\frac{\Delta P}{\lambda} \sim \rho \nu \frac{v}{e^2}. \quad (11.11)$$

Dans le ménisque dynamique, nous avons  $\Delta P = \gamma e/\lambda^2$ , où nous utilisons l'Équation 11.9. Nous obtenons alors :

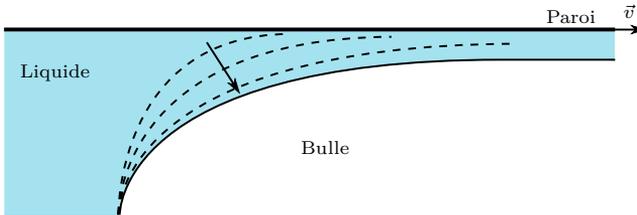
$$\frac{\gamma e}{\lambda^3} \sim \frac{\rho \nu v}{e^2}. \quad (11.12)$$

En utilisant les Équations 11.9 et 11.12, nous obtenons les deux relations pour  $e$  et  $\lambda$  :

$$\lambda \sim \ell_c Ca^{1/3} \quad (11.13)$$

$$e \sim \ell_c Ca^{2/3}. \quad (11.14)$$

Le tirage de Landau-Levich-Derjaguin [121, 122] appliqué à la bulle permet le maintien d'un film liquide entre la bulle et la paroi, comme présenté sur la Figure 11.10.



**Figure 11.10** – Formation d'un ménisque dynamique se raccordant au film liquide sous la bulle qui se déplace le long de la paroi inclinée. La flèche indique le déplacement de l'interface liquide-gaz et l'apparition du ménisque dynamique.

La force  $F_M$  liée à la formation du ménisque dynamique s'obtient en intégrant la contrainte de cisaillement visqueux sur la surface. Cette contrainte de cisaillement s'exprime de manière générale comme :

$$\sigma_{xy} = -\mu \frac{\partial v_x}{\partial y}, \quad (11.15)$$

avec  $\mu$  la viscosité dynamique définie comme  $\mu = \rho\nu$ . Dans le cas présent nous avons :

$$\sigma \sim \mu \frac{v}{e} \quad (11.16)$$

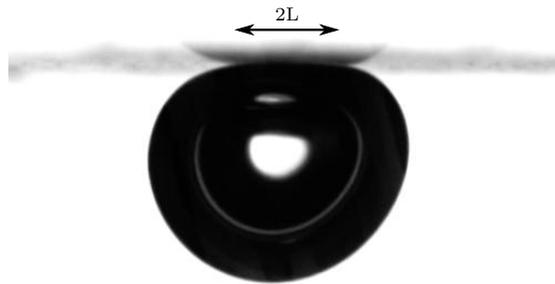
Finalement, la force s'exprime alors comme :

$$\begin{aligned} F_M &\sim \iint_S \sigma \sim \frac{\mu v}{e} \lambda L \\ &\sim \gamma \text{LCa}^{2/3}, \end{aligned} \quad (11.17)$$

où nous avons utilisé les Équations 11.14 et 11.13 et où L est une longueur caractéristique du problème que nous allons décrire maintenant.

## 11.4 Longueur L de contact

En régime statique, une bulle située sous une paroi est déformée sous l'action de la gravité. Cette zone est appelée région de contact, même s'il n'y a pas de réel contact entre la bulle et la paroi car un fin film liquide les sépare. Cette région est caractérisée par la longueur L mise en évidence sur la Figure 11.11. Dans une situation réelle, ce film liquide draine, s'amincit et est amené à disparaître. Dans la suite, nous ferons abstraction de ce phénomène. Le mouvement relatif entre la bulle et la paroi assure la conservation de ce film de lubrification.



**Figure 11.11** – Photo d'une bulle statique sous une paroi horizontale. La bulle est déformée sur une région dite de contact, de longueur caractéristique L.

Nous pouvons distinguer deux cas extrêmes : (i) lorsque la bulle est sphérique et (ii) lorsque la bulle est sous forme de crêpe. Le premier cas est rencontré lorsque la taille de la bulle est petite par rapport à la longueur capillaire et le second quand la bulle est de grande taille par rapport à cette longueur.

### 11.4.1 $R_0 \ll \ell_c$

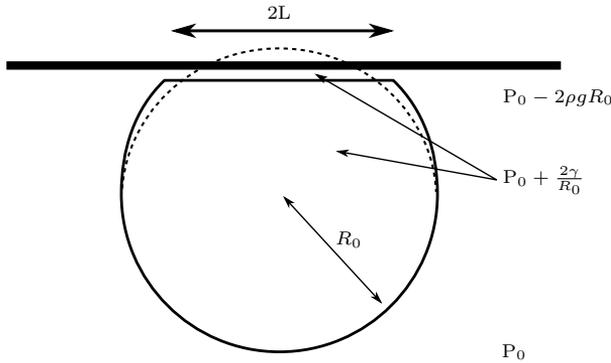
La bulle a la forme d'une sphère tronquée du côté de la paroi solide en raison de la poussée d'Archimède qui la déforme (cf. Figure 11.12). La région de contact est un disque de rayon L (cf. Figure 11.12) dont il est possible de déterminer

l'expression théorique. La pression dans le liquide autour de la bulle est la pression hydrostatique. Nous notons la pression à hauteur du point le plus profond de la bulle  $P_0$ . La pression à hauteur de la base est alors :

$$P = P_0 - \rho g 2R_0. \quad (11.18)$$

La pression dans la bulle est uniforme et vaut :

$$P = P_0 + \frac{2\gamma}{R_0}. \quad (11.19)$$



**Figure 11.12** – Bulle de rayon  $R_0 \ll \ell_c$  sous une paroi.

Dans la région de contact, l'interface entre le liquide et la bulle étant plane, la pression dans le liquide est la même que celle dans la bulle. Une surpression  $\Delta P$  existant dans la couche liquide s'obtient en soustrayant l'Équation 11.18 de l'Équation 11.19 :

$$\begin{aligned} \Delta P &= \frac{2\gamma}{R_0} + \rho g 2R_0 \\ &\sim \frac{2\gamma}{R_0}, \end{aligned} \quad (11.20)$$

car dans le cas  $R_0 \ll \ell_c$ , le terme  $\rho g 2R_0$  est négligeable face à  $2\gamma/R_0$ . Comme nous l'avons dit précédemment, la surpression dans le film de lubrification s'oppose à la poussée d'Archimède qui s'exerce sur la zone de contact de rayon  $L$ . Nous avons alors :

$$\Delta P \pi L^2 \sim \frac{4}{3} \rho g \pi R_0^3, \quad (11.21)$$

ce qui fournit la taille de la zone de contact pour les petites bulles :

$$L \sim \sqrt{\frac{2}{3} \frac{R_0^2}{\ell_c}} \quad (11.22)$$

### 11.4.2 $R_0 \gg \ell_c$

La bulle a la forme d'une crêpe dont l'épaisseur  $h$  est fixée par la compétition entre la poussée d'Archimède et la tension superficielle (cf. Figure 11.13). Nous avons la force liée à la tension de surface  $2\gamma$  (par unité de longueur) en tenant compte des interfaces supérieure et inférieure, et la force hydrostatique  $\rho gh^2/2$  (par unité de longueur) :

$$\begin{aligned} 2\gamma &\sim \frac{1}{2}\rho gh^2 \\ \Leftrightarrow h &\sim 2\sqrt{\frac{\gamma}{\rho g}} \\ \Leftrightarrow h &\sim 2\ell_c \end{aligned} \tag{11.23}$$

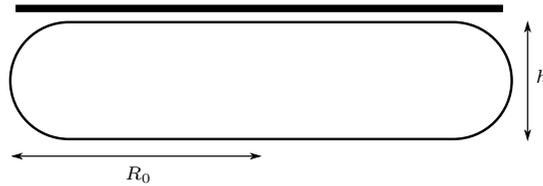


Figure 11.13 – Bulle de rayon  $R_0 \gg \ell_c$  sous une paroi.

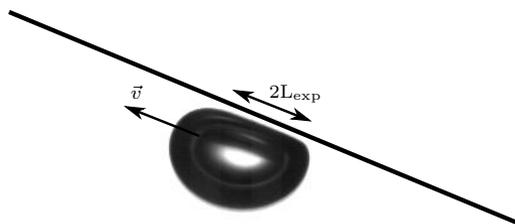
En utilisant la conservation du volume entre la bulle non déformée de rayon  $R_0$  et la bulle sous forme de crêpe (approximée à un disque de rayon  $L$ ), nous obtenons :

$$\begin{aligned} \frac{4}{3}\pi R_0^3 &\sim \pi L^2 h \\ \Leftrightarrow L &\sim \sqrt{\frac{2}{3}}\sqrt{\frac{R_0^3}{\ell_c}}. \end{aligned} \tag{11.24}$$

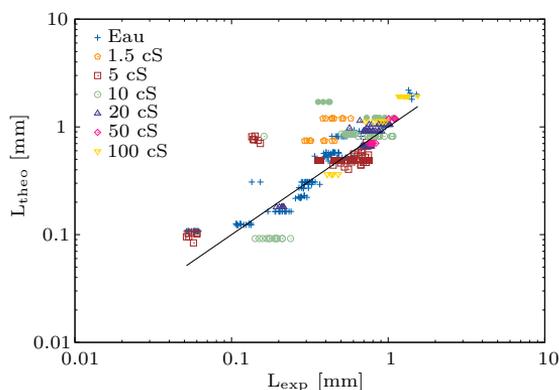
### 11.4.3 Comparaison avec l'expérience

Une bulle qui se déplace sous une paroi inclinée présente également une région de contact caractérisée par la longueur  $L_{\text{exp}}$  comme présenté sur la Figure 11.14. La longueur de contact obtenue sur les données expérimentales dans le cas dynamique est comparée au cas statique (cf. Équations 11.22 et 11.24). Nous faisons l'approximation de séparer les données en deux catégories :  $R_0 \ll \ell_c$  et  $R_0 \gg \ell_c$ , alors que les rayons expérimentaux sont proches de la longueur capillaire.

Nous remarquons sur la Figure 11.15 que la bonne tendance est captée. Les deux lois théoriques proposées permettent de décrire en bonne approximation la longueur expérimentale. Nous remarquons en particulier un bon accord pour les données expérimentales obtenues dans l'eau alors que la pression hydrodynamique, le ménisque dynamique et l'inclinaison n'ont pas été pris en compte.



**Figure 11.14** – Bulle d’air de rayon  $R_0 = 1.4$  mm dans de l’huile silicone 131 cS sous un plan incliné avec un angle  $\theta = 22^\circ$  par rapport à l’horizontal. La région de contact mesurée entre la bulle et la paroi est caractérisée par la longueur  $L_{\text{exp}}$ .



**Figure 11.15** – Zone de contact théorique  $L_{\text{theo}}$  en fonction de celle expérimentale  $L_{\text{exp}}$  pour les différents liquides testés. Les symboles pleins correspondent aux cas  $R_0 \gg \ell_c$  et les symboles creux au cas  $R_0 \ll \ell_c$ .

Une dispersion plus importante est observée pour les données obtenues avec les huiles silicones. Ceci peut s’expliquer par la faible tension de surface de ces liquides (cf. Tableau 10.1). Les bulles sont plus facilement déformables et la pression dynamique a tendance à réduire la longueur de contact. Cet effet est d’autant plus important que la viscosité de l’huile est faible : la vitesse d’écoulement est plus importante et la force de trainée a un effet plus prononcé sur la forme de la bulle.

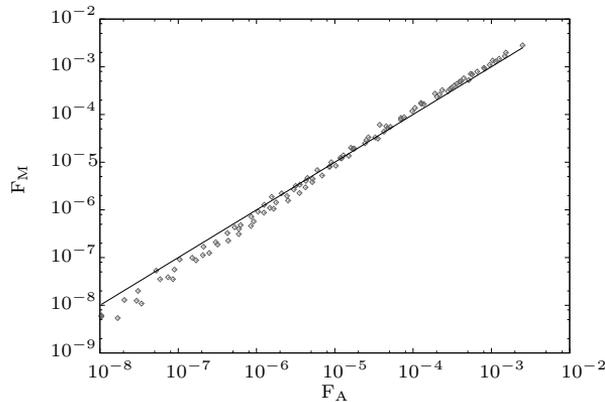
Afin de conserver un modèle simple, nous choisissons d’utiliser les Équations 11.22 et 11.24 pour la longueur de contact  $L$  qui intervient dans la force liée à la formation du ménisque dynamique.

## 11.5 Modèle général

En rassemblant les contributions de  $F_A$ ,  $F_I$  et  $F_M$ , nous obtenons la loi :

$$\rho g \Omega \sin(\theta) = a \gamma \text{LCa}^{2/3} + \frac{1}{2} C_D \rho v^2 \pi R_0^2, \quad (11.25)$$

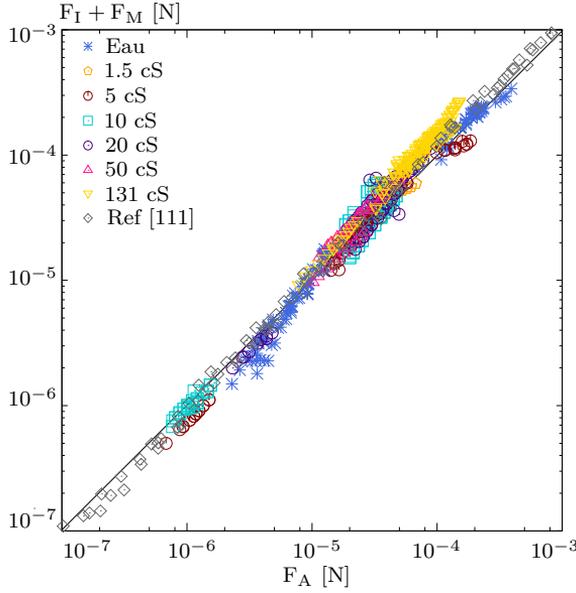
avec  $a$  le seul paramètre ajustable. Pour le déterminer, nous nous plaçons à très faible nombre de Reynolds, où seuls  $F_A$  et  $F_M$  agissent. Les points expérimentaux d'Aussillous *et al.* [111] correspondent à cette situation. Ils ont été obtenus avec de l'huile silicone 1000 cS pour trois inclinaisons différentes de  $0.7^\circ$  à  $5.7^\circ$ . Ces points expérimentaux apparaissent sur la Figure 11.16 où nous avons tracé  $F_M$  en fonction de  $F_A$  ainsi que le meilleur ajustement sur ces données en laissant libre le paramètre  $a$ . Cet ajustement nous fournit la valeur  $a = 9 \pm 1$ , qui est en bon accord avec celle (12) obtenue par Aussillous. Cependant, dans [111], ce paramètre est obtenu via un ajustement à deux paramètres libres alors que nous n'en utilisons qu'un.



**Figure 11.16** –  $F_M$  (Équation 11.17) en fonction de  $F_A$  (Équation 11.5) pour les données expérimentales d'Aussillous *et al.* [111] avec l'ajustement fournissant le coefficient  $a = 9 \pm 1$ .

Nous traçons alors l'Équation 11.25 sur la Figure 11.17 pour toutes les tailles de bulles, l'ensemble des angles testés et tous les liquides utilisés en reprenant les valeurs précédemment déterminées des coefficients  $a$ ,  $\alpha$  et  $\beta$ . De plus, nous ajoutons les points expérimentaux obtenus par Aussillous *et al.* [111]. Nous constatons alors que l'ensemble de ces données expérimentales s'ajustent sur une seule courbe maîtresse.

Nous remarquons que les bulles ayant un large volume, correspondant à des valeurs importantes de  $F_A$ , ne s'alignent pas exactement sur la courbe théorique. Ceci n'est pas étonnant puisque nous n'avons pas considéré la déformation de la bulle, ni dans la prédiction de la zone de contact  $L$ , ni pour le coefficient  $C_D$  afin de fournir un modèle simple. Malgré cela, l'accord entre la théorie et les points expérimentaux est remarquable, et ce, sur quatre décades pour le nombre de Reynolds avec des valeurs inférieures et supérieures à l'unité. Ceci met en



**Figure 11.17** – Points expérimentaux de la force d’Archimède  $F_A$  (Équation 11.5) contrebalancée par le ménisque dynamique  $F_M$  (Équation 11.17) et la force de traînée hydrodynamique  $F_I$  (Équation 11.6). La ligne en trait plein correspond à l’Équation 11.25.

évidence l’importance de la viscosité qui agit de différentes manières à hauts comme à bas nombres de Reynolds.

À partir de la l’Équation 11.25, trois comportements asymptotiques peuvent être considérés. (i) Quand  $F_M$  domine ; ce qui est le cas dans l’étude d’Ausillous *et al.* [111]. Alors, la vitesse d’ascension vaut :

$$v \sim \frac{\gamma}{\eta} \left( \frac{R_0}{\ell_c} \right)^{9/4} \sin(\theta)^{3/2}. \quad (11.26)$$

Cette vitesse ne permet pas de décrire les données expérimentales ; ce qui a mis en évidence le besoin d’un nouveau modèle. (ii) Quand le frottement visqueux domine ; ce qui correspond à une bulle en ascension dans un milieu infini visqueux avec une gravité réduite. Dans ce cas, la vitesse d’ascension vaut alors :

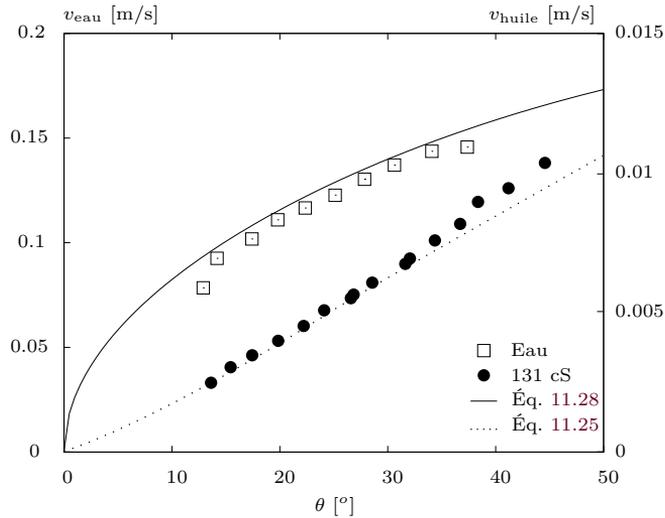
$$v = \frac{gR_0^2 \sin(\theta)}{3\nu}. \quad (11.27)$$

Ce régime n’a pas été rencontré dans cette étude. (iii) Quand  $F_I$  domine ; ce qui aboutit à une vitesse d’ascension :

$$v = 2\sqrt{gR_0 \sin(\theta)} \quad (11.28)$$

valable uniquement pour les très grands nombres de Reynolds comme présenté en trait plein sur la Figure 11.18 pour la courbe de l’eau sans paramètre ajustable.

Nous avons également tracé sur la Figure 11.18, en trait pointillé, une inversion numérique de l'Équation 11.25 pour le cas général où les effets de la trainée visqueuse et ceux du ménisque dynamique agissent simultanément. Cette courbe est tracée avec un préfacteur (égal à 1.3), comme nous pouvions nous y attendre au vu de la Figure 11.17 où la courbe théorique sous-estime le cas expérimental de l'huile 131 cS.



**Figure 11.18** – Vitesse  $v$  d'une bulle d'air en fonction de l'angle d'inclinaison  $\theta$ . Deux configurations apparaissent : une bulle ( $R_0 = 1$  mm) dans de l'eau (axe de gauche) et une bulle ( $R_0 = 0.96$  mm) dans de l'huile silicone 131 cS (axe de droite). La courbe en trait plein correspond à l'Équation 11.28 pour l'eau et celle en trait pointillé est une inversion de l'Équation 11.25 pour l'huile.

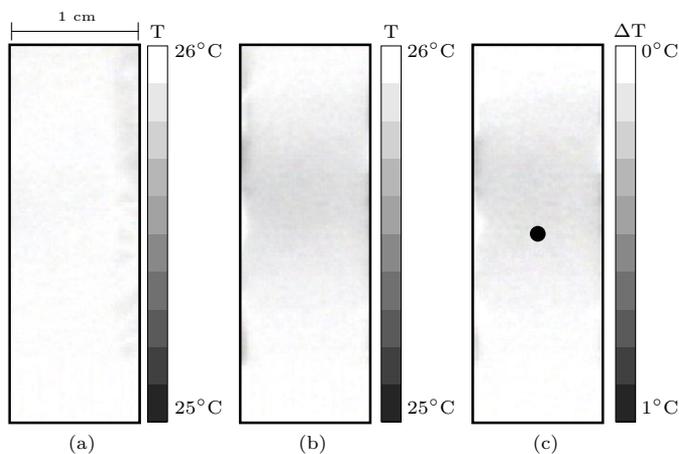
L'interaction entre une bulle dans un liquide et un plan incliné peut fortement varier en ne modifiant que des paramètres simples comme le liquide, la taille de la bulle ou l'angle d'inclinaison. Cette interaction peut également avoir des effets sur la paroi comme nous allons le voir dans la suite.

Nous avons observé plusieurs régimes hydrodynamiques caractérisés par des bulles de différentes formes soumises à l'action de différentes forces. Ces changements influencent l'effet thermique d'une bulle qui se déplace à proximité d'une paroi comme nous allons le voir dans le chapitre suivant.

## Chapitre 12

### Effet thermique

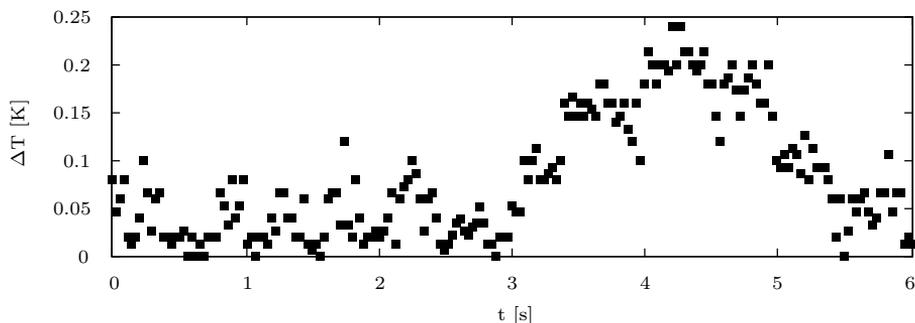
Les données infrarouges permettent d'effectuer une étude préliminaire de l'effet thermique du passage d'une bulle sous le plan incliné dans de l'eau distillée. Nous avons utilisé des bulles d'une taille millimétrique ; ce qui correspond à la dimension typique d'une bulle générée par ébullition dans le même liquide. La première approche consiste à vérifier que l'effet thermique de la bulle est observable. Pour cela, nous avons utilisé une paroi faiblement inclinée ( $\theta = 1^\circ$ ) afin d'évacuer les bulles tout en s'assurant que la caméra infra-rouge détecte la variation de température. La Figure 12.1(a) présente une image brute du plan incliné. Cette image du système au repos sert de référence pour les images obtenues lors du passage d'une bulle. La Figure 12.1(b) présente une image thermique de la paroi lors du passage d'une bulle. Une soustraction est effectuée entre ces deux images afin d'isoler la variation de température générée. Elle est présentée sur la Figure 12.1(c). Le passage de la bulle induit une diminution de température de la paroi. Nous exprimons cette variation par rapport à la température sans présence de bulle en terme de différence de température positive  $\Delta T$ . Nous étudions l'évolution de  $\Delta T$  en un point situé au centre de la paroi métallique (cf. Figure 12.1(c)).



**Figure 12.1** – Images infrarouges de la surface métallique (a) en l'absence de bulle et (b) lors du passage d'une bulle millimétrique. (c) Différence de température  $\Delta T$  induite. Le disque noir indique l'endroit utilisé pour étudier l'évolution temporelle de la différence de température. La taille de ce cercle correspond à la taille des bulles utilisées.

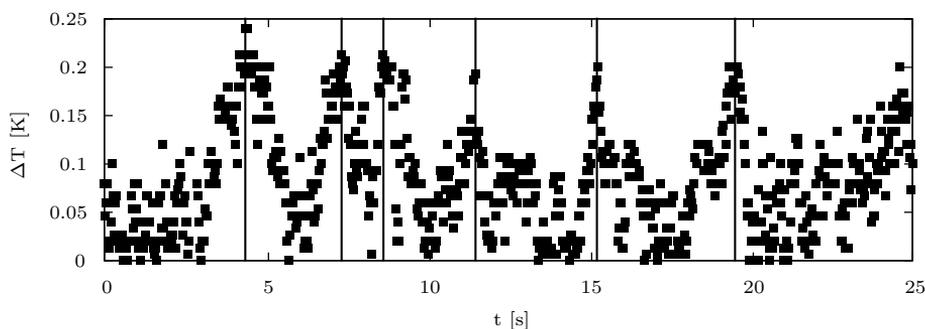
La Figure 12.2 présente l'évolution de  $\Delta T$  au cours du temps pour une bulle millimétrique qui s'écoule sous le plan incliné avec un angle  $\theta = 1^\circ$  à une vitesse  $v \sim 1$  mm/s. Le pic central correspond au passage de la bulle qui génère une

diminution de température de 0.2 K. Les parties précédant et suivant le pic central correspondent à l'absence de bulle. La température y est constante et les variations de l'ordre de 0.05 K sont des fluctuations thermiques dues à la sensibilité de la caméra infrarouge.



**Figure 12.2** – Variation relative de température à la surface de la paroi faiblement inclinée ( $\theta \sim 1^\circ$ ) lors du passage d'une bulle millimétrique.

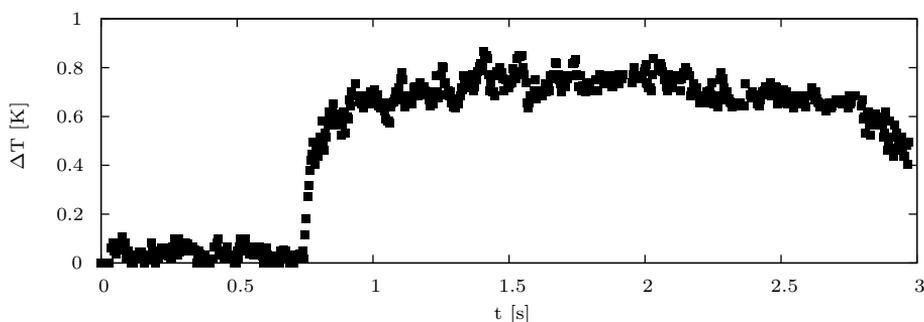
Cette variation de température suite au passage d'une bulle millimétrique est reproductible. En effet, la Figure 12.3 présente la variation de température suite au passage de plusieurs bulles successives sur une période de 25 secondes. Chaque pic sur ce graphique correspond au passage d'une bulle et induit une variation en température de  $0.2 \pm 0.05$  K. Après chaque passage de bulle, la température de la paroi revient à la température d'équilibre.



**Figure 12.3** – Variation relative de température à la surface de la paroi faiblement inclinée ( $\theta \sim 1^\circ$ ) lors du passage d'une série de bulles millimétriques. Les lignes verticales mettent en évidence le passage d'une bulle.

À la suite de l'étude hydrodynamique et avec les conditions expérimentales d'une bulle millimétrique dans de l'eau à un angle d'inclinaison très faible, nous nous trouvons à  $Re < 1$  avec la trainée dynamique qui est dominée pas les effets visqueux. Aucune recirculation n'est présente derrière la bulle en déplacement. De plus, la température de la plaque étant loin de la température d'ébullition de l'eau, le film de liquide entre la bulle et la paroi ne s'évapore pas. Dans

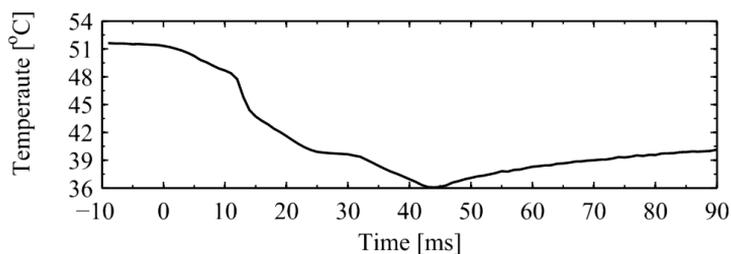
ce contexte, l'effet thermique généré est dû à la seule présence de la bulle à proximité de la paroi inclinée qui perturbe le liquide dans la couche limite thermique.



**Figure 12.4** – Variation relative de température à la surface de la paroi inclinée ( $\theta \sim 20^\circ$ ) lors du passage d'une bulle millimétrique.

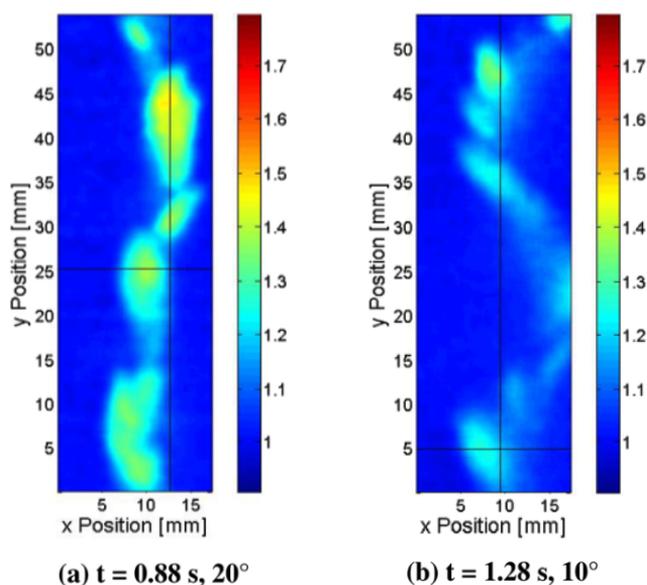
En augmentant l'angle d'inclinaison de la paroi jusqu'à un angle de  $20^\circ$ , la vitesse d'écoulement d'une bulle millimétrique atteint une vitesse de l'ordre de  $v \sim 1$  cm/s. Le nombre de Reynolds décrivant l'écoulement est  $Re \sim 100$  et la trainée dynamique est principalement d'origine inertielle avec une zone de recirculation derrière la bulle, comme illustré sur la Figure 11.3. Dans ce cas, le liquide à proximité de la paroi chauffée est perturbé d'une part par la seule présence de la bulle et d'autre part, par l'effet de mélange de la trainée inertielle. La température de la paroi en est modifiée comme présenté sur la Figure 12.4. Nous observons une variation en température de l'ordre de 0.7 K. Cette différence de température induite est plus importante que dans le cas d'un écoulement à faible nombre de Reynolds (cf. Figure 12.2).

Nous remarquons que dans la littérature, pour des régimes d'écoulements inertiels, des variations de température qui sont induites sont de l'ordre de 50% de la différence de température imposée. Une telle variation de température apparaît sur la Figure 12.5, suite à l'impact d'une bulle d'air dans de l'eau thermalisée à  $22^\circ\text{C}$  [99].



**Figure 12.5** – Variation temporelle de température de la paroi lors de l'impact vertical d'une bulle dans de l'eau à  $22^\circ\text{C}$  [99].

Dans notre expérience à  $Re > 1$ , nous remarquons que l'effet thermique persiste pendant plus de 3 secondes, ce qui est plus long que dans le cas à petit  $Re$ . Des durées d'action similaires ont également été rencontrées dans la littérature. Nous pouvons citer l'étude de Donnelly *et al.* [95] qui utilisent des bulles de 5 mm de diamètre s'écoulant en régime inertiel dans de l'eau distillée sous un plan incliné chauffé avec une différence de température de  $16^\circ\text{C}$ . Bien que les conditions expérimentales soient différentes des nôtres pour la différence de température imposée et les tailles de bulles utilisées, les effets thermiques observés suite au passage de la bulle persistent sur des durées de l'ordre de la seconde voir plus (cf. Figure 12.6).



**Figure 12.6** – Coefficient d'échange thermique en présence de la bulle adimensionné par celui sans présence de la bulle. Une bulle (diamètre de 5 mm) se déplace de bas en haut. (a) Inclinaison de  $20^\circ$  et (b) de  $10^\circ$  dans de l'eau [95].

Les phénomènes thermiques induits par la passage d'une bulle ont déjà été observés et étudiés dans la littérature comme nous l'avons vu avec les quelques comparaisons effectuées. L'étude préliminaire que nous avons effectuée permet cependant de mettre en évidence des phénomènes hydrodynamiques que nous avons décrits précédemment. Ces deux approches sont complémentaires et nous avons pu mettre en évidence la faisabilité des deux approches.

## Chapitre 13

### Conclusions et perspectives

Nous avons considéré une bulle à la fois comme un objet permettant d'améliorer l'échange thermique entre un liquide et une paroi, et comme un objet en-soi se déplaçant et se déformant à proximité d'une paroi solide. Ces deux approches sont complémentaires.

Une série d'expériences ont été menées avec des bulles d'air se déplaçant sous un plan incliné formant un angle allant de  $15^\circ$  à  $45^\circ$  par rapport à l'horizontale. Les bulles se déplacent dans différents liquides : de l'eau distillée et des huiles silicones de différentes viscosités.

Nous avons d'abord discuté la forme adoptée par les bulles en terme de nombres sans dimension en distinguant le régime à nombres de Reynolds plus petit et plus grand que l'unité. Cette approche phénoménologique nous a permis de mettre en évidence plusieurs forces qui agissent sur la bulle et nous avons proposé un premier modèle basé sur l'équilibre de la poussée d'Archimède avec la traînée hydrodynamique. Cependant, cette approche ne permet pas de décrire correctement le comportement expérimental observé. Nous devons tenir compte de la formation d'un ménisque dynamique similaire à la situation de Landau-Levich. La force associée joue un rôle important dans le freinage de la bulle. Il en résulte la formation d'un film fluide entre la bulle et la paroi qui est appelé la région de contact. Après avoir modélisé cette longueur de contact, nous avons proposé un modèle théorique qui tient compte de la poussée d'Archimède, de la traînée hydrodynamique et de la force liée à la création du ménisque dynamique. Ce modèle décrit fidèlement les expériences réalisées sur une large gamme de nombres de Reynolds avec des valeurs à la fois supérieures et inférieures à l'unité.

L'étude hydrodynamique a permis de mettre en évidence les phénomènes responsables de l'amélioration de l'échange thermique entre un liquide et une paroi immergée lors du passage d'une bulle. Pour des écoulements à faibles nombres de Reynolds, la présence de la bulle à proximité de la paroi chauffée perturbe le liquide via le film de lubrification ; ce qui mélange le fluide et améliore l'échange thermique. Pour les écoulements à nombres de Reynolds plus élevés, l'apparition d'une zone de recirculation derrière la bulle ajoute un effet de mélange supplémentaire ; ce qui permet d'améliorer le refroidissement en augmentant à la fois l'intensité du refroidissement et sa longévité.

Par la suite, des expériences menées avec des bulles de plus grandes tailles (crêpes) dans des régimes peu visqueux pourront être menées pour vérifier la validité du modèle proposé. De plus, une étude spécifique s'intéressant à la forme des bulles, avec en particulier leur excentricité et leur élongation, pourrait être intéressante.

Les études dynamique et thermique de l'effet d'une bulle dans de l'azote liquide seraient aussi intéressantes. Dans ce cas, étant donné la longueur capillaire de ce liquide, de l'ordre de  $\ell_c \sim 1$  mm, et les propriétés physiques particulières du liquide (faibles tension de surface et viscosité), nous nous attendons à des vitesses d'écoulement plus élevées que dans l'eau et les huiles silicones. Les nombres de Reynolds typiques décrivant l'écoulement seraient alors également plus élevés. Cette situation est avantageuse d'un point de vue du refroidissement puisque c'est à haut  $Re$  que le passage de la bulle permet d'augmenter l'échange thermique entre le liquide et la paroi. Cependant, la viscosité du liquide qui est responsable de l'existence du film de lubrification étant faible, une bulle dans de l'azote liquide sous une faible inclinaison pourrait alors coalescer avec la paroi. Cette situation serait contre-performante d'un point de vue du refroidissement, car la bulle agirait alors comme un isolant thermique.



# CONCLUSIONS GÉNÉRALES ET PERSPECTIVES

Dans ce manuscrit de thèse, nous avons abordé différents aspects de l'écoulement fluide. Motivé par l'intérêt de comprendre l'interaction entre un supraconducteur et son liquide cryogénique, nous nous sommes penché sur trois cas particuliers de l'écoulement liquide. Premièrement, nous avons étudié le mouvement convectif induit dans un volume liquide par un élément chauffant. Deuxièmement, nous nous sommes intéressé à la nucléation de bulles lorsque la température d'ébullition du liquide est atteinte. Troisièmement, nous avons étudié le passage d'une bulle à proximité d'une paroi inclinée immergée dans un liquide. Ces études ont été réalisées sous une approche à la fois thermique et hydrodynamique.

Les phénomènes étudiés agissent à des échelles différentes : le mouvement de convection s'instaure dans l'ensemble du volume de liquide ( $L \sim 10^{-1}$  m), le phénomène d'ébullition se produit ponctuellement ( $L \sim 10^{-3}$  m) à l'interface solide-liquide et le déplacement d'une bulle s'étale sur toute la longueur de l'interface ( $L \sim 10^{-1}$  m), bien que faisant intervenir des phénomènes à plus petite échelle ( $L \sim 10^{-4}$  m). Malgré des échelles différentes, les trois phénomènes permettent tous d'évacuer de la chaleur et peuvent être utiles dans le cadre du refroidissement d'un supraconducteur.

La convection est un mode de transfert de chaleur qui s'effectue via un mouvement liquide. Dans le cas du refroidissement d'un objet, il est intéressant de caractériser l'écoulement fluide qui apparaît naturellement dans le système. Nous avons alors étudié l'effet d'un élément chauffant immergé dans un volume fluide. L'écoulement liquide, qui est induit par le chauffage de cet objet, possède une morphologie particulière qui est propre à la configuration considérée. Deux cellules contrarotatives s'étendent dans l'entièreté du domaine expérimental. Cette structure est conservée pour tous les liquides testés et elle reste également inchangée quelle que soit l'intensité du chauffage imposée. Pour caractériser l'effet de la différence de température qui apparaît entre l'élément chauffant et

le liquide, nous nous sommes concentré sur la vitesse verticale maximale dans la colonne de liquide entre les deux cellules. La robustesse de la loi théorique que nous avons proposée se fonde sur la conservation de la morphologie de l'écoulement et ce, du seuil d'instabilité convective jusqu'au seuil de turbulence.

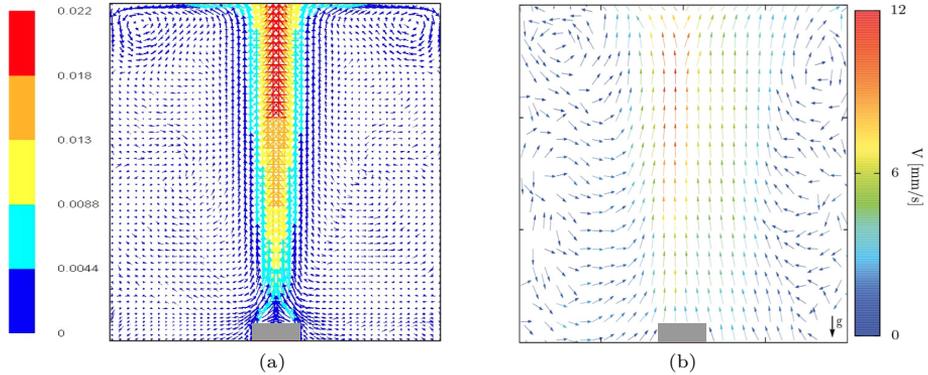
Un élément chauffant, porté à la température d'ébullition du liquide, conduit à l'apparition de bulles à sa surface. Nous avons effectué une étude exploratoire sur le phénomène d'ébullition en considérant la nucléation d'une bulle isolée sur un site macroscopique. Une texturation de ce type peut être envisagée sur le supraconducteur où sur les anneaux métalliques qui sont utilisés pour blinder les supraconducteurs [123]. Ce site permet de localiser l'apparition de l'ébullition et d'étudier la dynamique de la bulle. Ce phénomène est thermiquement intéressant car il permet d'évacuer de la chaleur, d'une part via l'énergie requise au changement de phase du liquide et d'autre part, via l'agitation induite dans le liquide lors de la croissance et du départ de la bulle. En plus du régime de croissance monotone de la bulle, nous avons observé un régime où la croissance est entravée et où la bulle se met à osciller. Dans le cas particulier des supraconducteurs, le comportement d'une telle bulle et les effets thermiques que cela induit seraient contreproductifs.

L'effet de mélange dans un liquide permet d'améliorer l'échange thermique avec une paroi. Cet effet peut être généré par une bulle qui se propage à proximité d'une surface solide. Nous avons étudié ce phénomène dans le cas d'une bulle se déplaçant sous un plan incliné avec un angle variable. Nous avons pu mettre en évidence les phénomènes hydrodynamiques responsables des variations de température observées sur la paroi solide. En particulier, en utilisant des huiles silicones de différentes viscosités, ainsi que des bulles de tailles variées, nous avons montré que la viscosité du liquide agissait en permanence comme frein à l'écoulement. De plus, certains écoulements sont caractérisés par la présence d'une recirculation hydrodynamique supplémentaire derrière la bulle qui permet d'accentuer l'effet de mélange dans le liquide. Un meilleur échange thermique est alors induit entre le liquide et le solide.

Dans les différentes expériences présentées, nous avons utilisé de l'azote liquide, mais également des huiles silicones de viscosités variables et de l'eau distillée. L'azote liquide est un fluide utilisé dans les conditions cryogéniques, en particulier pour les applications avec des supraconducteurs de type II qui possèdent une température de transition élevée (de l'ordre de 70 K ou plus). Nous avons pu nous placer dans les conditions expérimentales d'un supraconducteur en état de fonctionnement. Les liquides à température ambiante ont quant à eux permis d'étendre les domaines expérimentaux des phénomènes étudiés, domaines caractérisés par les nombres de Rayleigh ( $Ra \in [10^4; 10^8]$ ) et de Reynolds ( $Re \in [10^{-2}; 10^2]$ ).

Lors de l'étude sur le mouvement convectif, nous avons mis en évidence une variation de la longueur d'onde du système en fonction des paramètres expérimentaux. Une étude expérimentale de la variation de cette longueur d'onde

en fonction des paramètres physiques et géométriques deviendrait rapidement fastidieuse. Dans ce cas, nous pourrions envisager l'utilisation de techniques numériques.



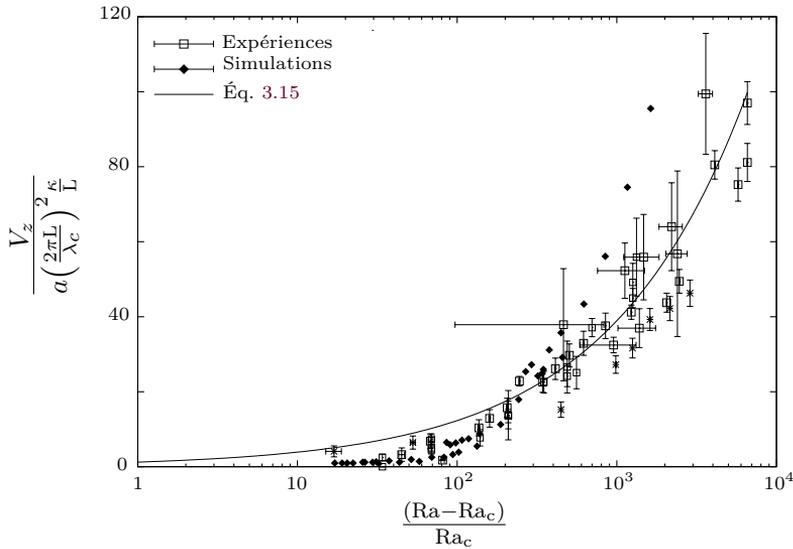
**Figure 1** – Champ de vitesse induit par l'élément chauffant  $R_1$  (rectangle gris) dans de l'azote liquide obtenu (a) par simulation numérique ( $\Delta T = 1.6$  K) et (b) expérimentalement ( $\Delta T = 2$  K).

Un modèle numérique a été développé dans le cadre du projet SUPERCOOL en collaboration avec l'institut de Montefiore. La Figure 1 présente une comparaison entre le résultat expérimental et le résultat numérique de l'écoulement induit par un élément chauffant dans de l'azote liquide. Nous constatons un bon accord entre les morphologies de l'écoulement expérimental et de l'écoulement obtenu via simulation ; ce qui permet de valider le modèle numérique.

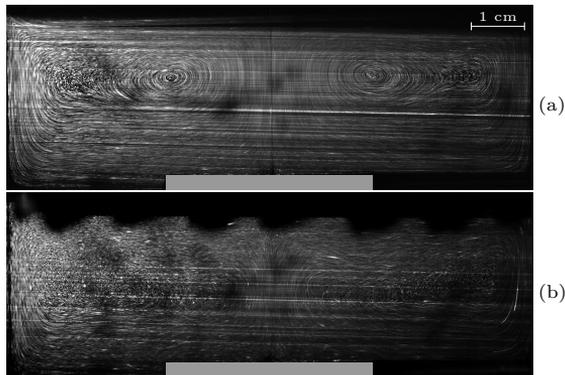
Les simulations numériques permettent également d'obtenir la vitesse verticale maximale dans la colonne de fluide au-dessus de l'élément chauffant. Ces points numériques sont en bon accord avec les points expérimentaux comme nous l'observons sur la Figure 2. Sur cette figure, l'ensemble des points expérimentaux pour tous les liquides testés sont indiqués par un carré vide et les points obtenus par simulations sont représentés avec un losange plein. L'accord que nous constatons entre l'expérience et la simulation permet de renforcer à la fois les mesures que nous avons effectuées et aussi la loi théorique que nous avons proposée.

Dans la continuité de l'expérience des bulles se déplaçant sous un plan incliné, nous pouvons envisager l'utilisation d'azote liquide comme fluide expérimental. Dans ce cas, nous nous attendons à des écoulements où l'effet de l'inertie est important et ce, même avec des bulles sub-millimétriques ( $\nu = 2 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ ). Afin d'augmenter d'avantage l'effet du mélange dans le liquide, il serait intéressant d'étudier le passage de bulles successives. En particulier, nous pouvons imaginer l'existence d'un optimum pour la distance entre les bulles permettant d'optimiser l'échange solide-liquide.

L'effet de la texturation de surface est également un paramètre à approfondir.



**Figure 2** – Vitesse verticale maximale adimensionnée en fonction de  $\frac{Ra - Ra_c}{Ra_c}$  en échelle semi-logarithmique pour l'ensemble des points expérimentaux (symboles vides) et des points obtenus par simulations (symboles pleins). La ligne en trait plein correspond à l'Équation 3.15.



**Figure 3** – Chronophotographies de l'écoulement liquide au-dessus d'un élément chauffant (rectangle gris) dans le cas (a) d'une surface libre, (b) d'une surface texturée.

dir. D'une part nous pouvons imaginer une texturation de l'élément chauffant lui-même. Dans ce cas, le flux de chaleur à l'interface solide-liquide serait plus important vu l'augmentation de la surface d'échange, ce qui est le principe du radiateur. D'autre part, le principe de texturation pourrait également être appliqué à l'enceinte expérimental afin de modifier l'écoulement et d'y ajouter une composante de mélange supplémentaire, comme cela apparaît sur la Figure 3.

Le cas de céramiques supraconductrices comme éléments chauffants est également à considérer. Il est important de remarquer que les céramiques supraconductrices sont fragiles et qu'une texturation de leur surface est compliquée

à mettre en oeuvre sans les endommager. Par contre, ces éléments supraconducteurs sont souvent enchâssés dans des anneaux métalliques. Ceux-ci permettent de renforcer la céramique pour qu'elle n'explode pas sous l'action des forces de Laplace importantes auxquelles elle est soumise étant donné le champ magnétique important qu'elle peut piéger. Ces anneaux métalliques peuvent être facilement usinés et nous pouvons par exemple imaginer une texture avec des rainures afin d'augmenter la surface d'échange avec le liquide.

Enfin, la présence de bulles dans le liquide pourrait être d'avantage exploitée. Le cas de panaches de bulles dans des liquides a déjà été étudié [124] et aboutit à la formation d'un mouvement convectif dans le liquide. Nous pouvons alors imaginer le cas pratique où des bulles seraient introduites à la base du récipient contenant l'élément à refroidir. En remontant dans le liquide, les bulles induiraient un mouvement fluide, ce qui améliorerait le mélange dans le système. De plus, en se propageant ensuite le long de l'élément à refroidir, la bulle induirait un effet de mélange supplémentaire et localisé à proximité de la paroi. Ainsi, l'échange thermique serait encore amélioré. Dans cette situation, un optimum sur la quantité de bulles à utiliser devrait être déterminé afin de maximiser l'effet positif sur le système.

Les approches proposées dans les trois parties de ce manuscrit ont permis de mettre en évidence et d'interpréter les phénomènes hydrodynamiques liés aux effets thermiques observés via l'interaction fluide-structure. Ces différentes approches ainsi que les perspectives que nous avons proposées ouvrent la porte à des études ultérieures.



# BIBLIOGRAPHIE

- [1] Bennemann, K.-H. & Ketterson, J. B. *Superconductivity : Volume 1 : Conventional and Unconventional Superconductors Volume 2 : Novel Superconductors* (Springer Science & Business Media, 2008).
- [2] Fossheim, K. & Sudbø, A. *Superconductivity : physics and applications* (John Wiley & Sons, 2005).
- [3] Grodzka, P. G. & Bannister, T. C. Heat flow and convection experiments aboard apollo 17. *Science* **187**, 165 (1975).
- [4] Chandrasekhar, S. *Hydrodynamic and hydromagnetic stability* (Courier Corporation, 2013).
- [5] Guyon, E., Hulin, Jean-Pierre & Petit, L. *Hydrodynamique physique* (EDP sciences Les Ulis, 2001).
- [6] Rayleigh, L. On convection currents in a horizontal layer of fluid, when the higher temperature is on the under side. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* **32**, 529 (1916).
- [7] Bénard, H. *Les tourbillons cellulaires dans une nappe liquide propageant de la chaleur par convection : en régime permanent* (Gauthier-Villars, 1901).
- [8] Vernotte, P. La theorie des tourbillons cellulaires de Bénard. *C. R. Acad. Sci.* **202** (1936).
- [9] Block, M. J. Surface tension as the cause of Bénard cells and surface deformation in a liquid film. *Nature* **178**, 650 (1956).
- [10] Pearson, J. On convection cells induced by surface tension. *Journal of Fluid Mechanics* **4**, 489 (1958).
- [11] Lebon, G., Jou, D. & Casas-Vázquez, J. *Understanding non-equilibrium thermodynamics* (Springer, 2008).
- [12] Getling, A. & Spiegel, E. A. Rayleigh-Bénard convection : Structures and dynamics. *Physics Today* **52**, 59 (1999).
- [13] Normand, C., Pomeau, Y. & Velarde, M. G. Convective instability : a physicist's approach. *Reviews of Modern Physics* **49**, 581 (1977).

- [14] Zeytounian, R. K. Joseph boussinesq and his approximation : a contemporary view. *Comptes Rendus Mécanique* **331**, 575 (2003).
- [15] Misbah, C. *Dynamiques complexes et morphogénèse : Introduction aux sciences non linéaires* (Springer Science & Business Media, 2011).
- [16] Pellew, A. & Southwell, R. On maintained convective motion in a fluid heated from below. *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences* **176**, 312 (1940).
- [17] Goldstein, R. & Graham, D. Stability of a horizontal fluid layer with zero shear boundaries. *Physics of Fluids* **12**, 1133 (1969).
- [18] Manneville, P. *Rayleigh-Bénard convection : thirty years of experimental, theoretical, and modeling work* (Springer, 2006).
- [19] Getling, A. Structures and dynamics. *Advanced series in nonlinear dynamics* **11** (1998).
- [20] Busse, F. & Clever, R. Instabilities of convection rolls in a fluid of moderate Prandtl number. *Journal of Fluid Mechanics* **91**, 319 (1979).
- [21] Chavanne, X., Chilla, F., Chabaud, B., Castaing, B. & Hébral, B. Turbulent Rayleigh-Bénard convection in gaseous and liquid He. *Physics of Fluids* **13**, 1300 (2001).
- [22] Niemela, J. J., Skrbek, L., Sreenivasan, K. R. & Donnelly, R. J. Turbulent convection at very high Rayleigh numbers. *Nature* **404**, 837 (2000).
- [23] Roche, P.-E., Castaing, B., Chabaud, B. & Hébral, B. Observation of the power law in Rayleigh-Bénard convection. *Physical Review E* **63**, 045303 (2001).
- [24] Manneville, P. *Instabilités, chaos et turbulence* (Editions Ecole Polytechnique, 2004).
- [25] Grossmann, S. & Lohse, D. Scaling in thermal convection : A unifying theory. *Journal of Fluid Mechanics* **407**, 27 (2000).
- [26] Koizumi, H. Flow pattern formation and the transition to chaos in a confined container heated locally from below. *International Journal of Thermal Sciences* **46**, 953 (2007).
- [27] Zhang, X., Su, G., Yu, J., Yao, Z. & He, F. PIV measurement and simulation of turbulent thermal free convection over a small heat source in a large enclosed cavity. *Building and Environment* **90**, 105 (2015).
- [28] Sezai, I. & Mohamad, A. A. Natural convection from a discrete heat source on the bottom of a horizontal enclosure. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **43**, 2257 (2000).
- [29] Deng, Q. H., Tang, G. F., Li, Y. & Ha, M. Y. Interaction between discrete heat sources in horizontal natural convection enclosures. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **45**, 5117 (2002).

- [30] Ostrach, S. Natural convection in enclosures. *Journal of Heat Transfer* **110**, 1175 (1988).
- [31] Öztop, H. F., Estellé, P. & Yan. A brief review of natural convection in enclosures under localized heating with and without nanofluids. *International Communications in Heat and Mass Transfer* **60**, 37 (2015).
- [32] Chu, H. S., Churchill, S. W. & Patterson, C. V. S. The effect of heater size, location, aspect ratio, and boundary conditions on two-dimensional, laminar, natural convection in rectangular channels. *Journal of Heat Transfer* **98**, 194 (1976).
- [33] Varol, Y., Koca, A. & Oztop, H. F. Natural convection in a triangle enclosure with flush mounted heater on the wall. *International Communications in Heat and Mass Transfer* **33**, 951 (2006).
- [34] Ngo, I. L. & Byon, C. Effects of heater location and heater size on the natural convection heat transfer in a square cavity using finite element method. *Journal of Mechanical Science and Technology* **29**, 2995 (2015).
- [35] Sezai, I. & Mohamad, A. Double diffusive convection in a cubic enclosure with opposing temperature and concentration gradients. *Physics of Fluids* **12**, 2210 (2000).
- [36] Sarris, I. E., Lekakis, I. & Vlachos, N. S. Natural convection in rectangular tanks heated locally from below. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **47**, 3549 (2004).
- [37] Deng, Q.-H. Fluid flow and heat transfer characteristics of natural convection in square cavities due to discrete source-sink pairs. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **51**, 5949 (2008).
- [38] Haynes, W. M. *CRC handbook of chemistry and physics* (CRC press, 2014).
- [39] Ho, C. Y., Ackerman, M. & Wu, K. Electrical resistivity of ten selected binary alloy systems. *Journal of physical and chemical reference data* **12**, 183 (1983).
- [40] Adda-Bedia, M., Kumar, S. & Lechenault, F. Inverse leidenfrost effect : Levitating drops on liquid nitrogen. *Langmuir* **32**, 4179 (2016).
- [41] Jacobsen, R. T., Penoncello, S. G. & Lemmon, E. W. *Thermodynamic properties of cryogenic fluids* (Springer, 1997).
- [42] Duchesne, A. *Trois problèmes autour du ressaut hydraulique circulaire*. Ph.D. thesis, Université Denis Diderot (Paris 7)-Sorbonne Paris Cité (2014).
- [43] Sandberg, O. & Sundqvist, B. Thermal properties of two low viscosity silicon oils as functions of temperature and pressure. *Journal of Applied Physics* **53**, 8751 (1982).

- 
- [44] TCSA. Capteurs de température, mesure et régulation (2016). URL <http://www.tcsa.fr/>.
- [45] Bardon, J.-P. & Cassagne, B. Température de surface : Mesure par contact. *Techniques de l'ingénieur* **83**, 2730 (1998).
- [46] Abdelali, A. *Etude expérimentale des instabilités thermoconvectives de Rayleigh-Bénard dans les fluides viscoplastiques*. Ph.D. thesis, Université de Grenoble (2012).
- [47] Da Vinci, L., Schneider, M., Gingerich, O. & der Kunst München, H. *Der Codex Leicester* (Richter, 1999).
- [48] Fujii, T., Ishii, A. & Anpo, M. Absorption and fluorescence spectra of rhodamine b molecules encapsulated in silica gel networks and their thermal stability. *Journal of Photochemistry and Photobiology A : Chemistry* **54**, 231 (1990).
- [49] Chagovets, T. & Van Sciver, S. A study of thermal counterflow using particle tracking velocimetry. *Physics of Fluids* **23**, 107102 (2011).
- [50] Bewley, G. P., Lathrop, D. P. & Sreenivasan, K. R. Superfluid helium : Visualization of quantized vortices. *Nature* **441**, 588 (2006).
- [51] Fonda, E., Sreenivasan, K. R. & Lathrop, D. P. Liquid nitrogen in fluid dynamics : Visualization and velocimetry using frozen particles. *Review of Scientific Instruments* **83**, 085101 (2012).
- [52] Raffel, M., Willert, C. E. & Kompenhans, J. *Particle image velocimetry : a practical guide* (Springer, 2013).
- [53] Courant, R., Friedrichs, K. & Lewy, H. On the partial difference equations of mathematical physics. *IBM journal* **11**, 215 (1967).
- [54] Aminossadati, S. M. & Ghasemi, B. Natural convection cooling of a localised heat source at the bottom of a nanofluid-filled enclosure. *European Journal of Mechanics* **28**, 630 (2009).
- [55] Cianfrini, C., Corcione, M., Habib, E. & A., Q. Convective transport in rectangular cavities partially heated at the bottom and cooled at one side. *Journal of Thermal Science* **22**, 55 (2013).
- [56] Cheikh, N. B., Beya, B. B. & Lili, T. Influence of thermal boundary conditions on natural convection in a square enclosure partially heated from below. *International communications in heat and mass transfer* **34**, 369 (2007).
- [57] Corvaro, F. & Paroncini, M. Experimental analysis of natural convection in square cavities heated from below with 2D-PIV and holographic interferometry techniques. *Experimental thermal and fluid science* **31**, 721 (2007).
- [58] Mellah, S., Ben-Cheikh, N., Ben-Beya, B. & Lili, T. Laminar natural convection heat transfer and air flow in three-dimensional cubic enclosures

- with a partially heated wall. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics* **56**, 257 (2015).
- [59] Oosthuizen, P. H. & Paul, J. T. Free convection in a rectangular enclosure with three heated sections on the lower surface and isothermal side and top surfaces. *ASME Summer Heat Transfer Conference* **43**, 517 (2005).
- [60] Dubois, M. & Berge, P. Experimental study of the velocity field in Rayleigh-Bénard convection. *Journal of Fluid Mechanics* **85**, 641 (1978).
- [61] Yanagita, T. & Kaneko, K. Rayleigh-Bénard convection patterns, chaos, spatiotemporal chaos and turbulence. *Physica D : Nonlinear Phenomena* **82**, 288 (1995).
- [62] Behringer, R. P. Rayleigh-Bénard convection and turbulence in liquid helium. *Reviews of modern physics* **57**, 657 (1985).
- [63] Martini, W. R. Natural convection inside a horizontal cylinder. *AIChE Journal* **6**, 251 (1960).
- [64] Bergé, P. & Dubois, M. Étude de la vitesse locale dans l'instabilité convective de rayleigh-bénard : les différentes transitions vers la turbulence **82**, 133 (1978).
- [65] Koschmieder, E. & Pallas, S. Heat transfer through a shallow, horizontal convecting fluid layer. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **17**, 991 (1974).
- [66] Berge, P. & Dubois, M. Convective velocity field in the Rayleigh-Bénard instability : experimental results. *Physical Review Letters* **32**, 1041 (1974).
- [67] Dubois, M. Effets non linéaires dans le mouvement convectif d'un fluide soumis a l'instabilité de Rayleigh-Bénard. *Le Journal de Physique Colloques* **37**, 137 (1976).
- [68] Nukiyama, S. & Yoshizawa, Y. Thermal conductivities of water, seawater, and some water solutions. *Society of Mechanical Engineers of Japan Journal* **37**, 347 (1934).
- [69] Battaglia, J.-L., Kusiak, A. & Puiggali, J.-R. *Introduction aux transferts thermiques-2e édition : Cours et exercices corrigés* (Dunod, 2014).
- [70] Chung, J., Chen, T. & Maroo, S. A review of recent progress on nano/micro scale nucleate boiling fundamentals. *Frontiers in Heat and Mass Transfer* **2** (2011).
- [71] Mikic, B., Rohsenow, W. & Griffith, P. On bubble growth rates. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **13**, 657 (1970).
- [72] Snyder, N. & Edwards, D. Summary of conference on bubble dynamics and boiling heat transfer. *Jet Propulsion Lab* **21**, 537 (1956).
- [73] Rohsenow, W. M. A method of correlating heat transfer data for surface boiling of liquids. *MIT Division of Industrial Cooperation* **1**, 2 (1951).

- 
- [74] Foster, H. & Grief, R. Heat transfer to a boiling liquid—mechanisms and correlations. *Journal of Heat Transfer* **81**, 43 (1959).
- [75] Zuber, N. *Hydrodynamic aspects of boiling heat transfer*. Ph.D. thesis, University of California (1959).
- [76] Moore, F. D. & Mesler, R. B. The measurement of rapid surface temperature fluctuations during nucleate boiling of water. *AIChE Journal* **7**, 620 (1961).
- [77] Hendricks, R. C. & Sharp, R. R. Initiation of cooling due to bubble growth on a heating surface. *NASA Technical Note* **1**, 3 (1964).
- [78] Myers, J. G., Yerramilli, V. K., Hussey, S. W., Yee, G. F. & Kim, J. Time and space resolved wall temperature and heat flux measurements during nucleate boiling with constant heat flux boundary conditions. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **48**, 2429 (2005).
- [79] Moghaddam, S. & Kiger, K. Physical mechanisms of heat transfer during single bubble nucleate boiling of fc-72 under saturation conditions-i. experimental investigation. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **52**, 1284 (2009).
- [80] Léal, L. *Étude des mécanismes de nucléation par action simultanée de l'ébullition et de la cavitation*. Ph.D. thesis, Université de Toulouse, Université Toulouse III-Paul Sabatier (2012).
- [81] Chen, T. & Chung, J. Coalescence of bubbles in nucleate boiling on microheaters. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **45**, 2329 (2002).
- [82] Nordmann, D. & Mayinger, F. *Temperatur, Druck und Wärmetransport in der Umgebung kondensierender Blasen* (VDI-Verlag, 1981).
- [83] Ginet, N. *Analyse des mécanismes contrôlant la croissance et l'ascension d'une bulle isolée en ébullition nucléée*. Ph.D. thesis, Institut national des sciences appliquées de Lyon (1999).
- [84] Brennen, C. E. *Fundamentals of multiphase flow* (Cambridge university press, 2005).
- [85] Phan, H. T., Caney, N., Marty, P., Colasson, S. & Gavillet, J. Surface wettability control by nanocoating : the effects on pool boiling heat transfer and nucleation mechanism. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **52**, 5459 (2009).
- [86] Ghiaasiaan, S. M. *Two-phase flow, boiling, and condensation : in conventional and miniature systems* (Cambridge University Press, 2007).
- [87] Burman, J. E. *Bubble growth in supersaturated solution*. Ph.D. thesis, Imperial College London (1974).
- [88] Volanschi, A., Oudejans, D., Olthuis, W. & Bergveld, P. Gas phase nucleation core electrodes for the electrolytical method of measuring the

- dynamic surface tension in aqueous solutions. *Sensors and Actuators B : Chemical* **35**, 73 (1996).
- [89] Buehl, W. & Westwater, J. Bubble growth by dissolution : influence of contact angle. *AIChE Journal* **12**, 571 (1966).
- [90] Burton, J., Waldrep, R. & Taborek, P. Scaling and instabilities in bubble pinch-off. *Physical Review Letters* **94**, 184502 (2005).
- [91] Lee, H. C., Do Oh, B., Bae, S. W. & Kim, M. H. Single bubble growth in saturated pool boiling on a constant wall temperature surface. *International Journal of Multiphase Flow* **29**, 1857 (2003).
- [92] Barthes, M. *Ébullition isolée : étude expérimentale de la dynamique de croissance d'une bulle et des transferts associés*. Ph.D. thesis, Université de Provence-Aix-Marseille I (2005).
- [93] Cornwell, K. The influence of bubbly flow on boiling from a tube in a bundle. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **33**, 2579 (1990).
- [94] Houston, S. & Cornwell, K. Heat transfer to sliding bubbles on a tube under evaporating and non-evaporating conditions. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **39**, 211 (1996).
- [95] Donnelly, B., O'Donovan, T. S. & Murray, D. B. Surface heat transfer due to sliding bubble motion. *Applied Thermal Engineering* **29**, 1319 (2009).
- [96] Brücker, C. Structure and dynamics of the wake of bubbles and its relevance for bubble interaction. *Physics of Fluids* **11**, 1781 (1999).
- [97] Donnelly, B., Murray, D. B. & O'Donovan, T. S. Bubble enhanced heat transfer from a vertical heated surface. *Journal of Enhanced Heat Transfer* **15** (2008).
- [98] Donoghue, D., Donnelly, B. & Murray, D. B. The enhancement effects of a plume of rising bubbles on natural convection from a heated vertical plate. *Journal of Enhanced Heat Transfer* **19** (2012).
- [99] Donoghue, D., Albadawi, A., Delauré, Y., Robinson, A. & Murray, D. Bubble impingement and the mechanisms of heat transfer. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **71**, 439 (2014).
- [100] Bayazit, B. B., Hollingsworth, D. K. & Witte, L. C. Heat transfer enhancement caused by sliding bubbles. *Journal of Heat Transfer* **125**, 503 (2003).
- [101] Cooper, M. & Lloyd, A. The microlayer in nucleate pool boiling. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **12**, 895 (1969).
- [102] Takemura, F., Takagi, S., Magnaudet, J. & Matsumoto, Y. Drag and lift forces on a bubble rising near a vertical wall in a viscous liquid. *Journal of Fluid Mechanics* **461**, 277 (2002).

- [103] Legendre, D. & Magnaudet, J. The lift force on a spherical bubble in a viscous linear shear flow. *Journal of Fluid Mechanics* **368**, 81 (1998).
- [104] Magnaudet, J., Takagi, S. & Legendre, D. Drag, deformation and lateral migration of a buoyant drop moving near a wall. *Journal of Fluid Mechanics* **476**, 115 (2003).
- [105] Tsao, H.-K. & Koch, D. L. Observations of high Reynolds number bubbles interacting with a rigid wall. *Physics of Fluids* **9**, 44 (1997).
- [106] Legendre, D., Daniel, C. & Guiraud, P. Experimental study of a drop bouncing on a wall in a liquid. *Physics of Fluids* **17**, 097105 (2005).
- [107] Podvin, B., Khoja, S., Moraga, F. & Attinger, D. Model and experimental visualizations of the interaction of a bubble with an inclined wall. *Chemical Engineering Science* **63**, 1914 (2008).
- [108] Zenit, R. & Legendre, D. The coefficient of restitution for air bubbles colliding against solid walls in viscous liquids. *Physics of Fluids* **21**, 083306 (2009).
- [109] Maxworthy, T. Bubble rise under an inclined plate. *Journal of Fluid Mechanics* **229**, 659 (1991).
- [110] Masliyah, J., Jauhari, R. & Gray, M. Drag coefficients for air bubbles rising along an inclined surface. *Chemical engineering science* **49**, 1905 (1994).
- [111] Aussillous, P. & Quéré, D. Bubbles creeping in a viscous liquid along a slightly inclined plane. *Europhysics Letters* **59**, 370 (2002).
- [112] Perron, A., Kiss, L. & Poncsák, S. Motion of singles bubbles moving under a slightly inclined surface through stationary liquids. *International Journal of Multiphase Flow* **32**, 1311 (2006).
- [113] Perron, A., Kiss, L. & Poncsák, S. An experimental investigation of the motion of single bubbles under a slightly inclined surface. *International Journal of Multiphase Flow* **32**, 606 (2006).
- [114] Huber, C., Watkins, J. M. & Manga, M. Steady shape of a miscible bubble rising below an inclined wall at low reynolds numbers. *European Journal of Mechanics* **28**, 405 (2009).
- [115] Griggs, A. J., Zinchenko, A. Z. & Davis, R. H. Creeping motion and pending breakup of drops and bubbles near an inclined wall. *Physics of Fluids* **21**, 093303 (2009).
- [116] Hodges, S., Jensen, O. & Rallison, J. Sliding, slipping and rolling : the sedimentation of a viscous drop down a gently inclined plane. *Journal of Fluid Mechanics* **512**, 95 (2004).
- [117] White, L. R. & Carnie, S. The drag on a flattened bubble moving across a plane substrate. *Journal of Fluid Mechanics* **696**, 345 (2012).

- 
- [118] Le Merrer, M., Lespiat, R., Höhler, R. & Cohen-Addad, S. Linear and non-linear wall friction of wet foams. *Soft Matter* **11**, 368 (2015).
- [119] Kato, Y., Uchida, K., Kago, T. & Morooka, S. Liquid holdup and heat transfer coefficient between bed and wall in liquid solid and gas-liquid-solid fluidized beds. *Powder Technology* **28**, 173 (1981).
- [120] Loth, E. Quasi-steady shape and drag of deformable bubbles and drops. *International Journal of Multiphase Flow* **34**, 523 (2008).
- [121] Landau, L. & Levich, B. Dragging of a liquid by a moving plate. *Acta Physicochim. URSS* **17**, 42 (1942).
- [122] Derjaguin, B. Thickness of liquid layer adhering to walls of vessels on their emptying and the theory of photo-and motion-picture film coating. *CR (Dokl.) Acad. Sci. URSS* **39**, 13 (1943).
- [123] Fagnard, J. F. *et al.* Magnetic moment and local magnetic induction of superconducting/ferromagnetic structures subjected to crossed fields : experiments on gdbc0 and modelling. *Superconductor Science and Technology* **29**, 125004 (2016).
- [124] Asaeda, T. & Imberger, J. Structure of bubble plumes in linearly stratified environments. *Journal of Fluid Mechanics* **249**, 35 (1993).

