

Titre: Conception d'un dispositif de camouflage microfluidique
Title:

Auteur: Oscar Boyadjian
Author:

Date: 2020

Type: Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

Référence: Boyadjian, O. (2020). Conception d'un dispositif de camouflage microfluidique [Mémoire de maîtrise, Polytechnique Montréal]. PolyPublie.
Citation: <https://publications.polymtl.ca/5370/>

Document en libre accès dans PolyPublie

Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie: <https://publications.polymtl.ca/5370/>
PolyPublie URL:

Directeurs de recherche: Thomas Gervais
Advisors:

Programme: Génie biomédical
Program:

POLYTECHNIQUE MONTRÉAL
affiliée à l'Université de Montréal

Conception d'un dispositif de camouflage microfluidique

OSCAR BOYADJIAN
Institut de génie biomédical

Mémoire présenté en vue de l'obtention du diplôme de *Maîtrise ès sciences appliquées*
Génie biomédical

Août 2020

POLYTECHNIQUE MONTRÉAL

affiliée à l'Université de Montréal

Ce mémoire intitulé :

Conception d'un dispositif de camouflage microfluidique

présenté par **Oscar BOYADJIAN**

en vue de l'obtention du diplôme de *Maîtrise ès sciences appliquées*
a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de :

Yves-Alain PETER, président

Thomas GERVAIS, membre et directeur de recherche

Frédéric GOSSELIN, membre

DÉDICACE

Pour ma mère qui m'a déjà dédicacé un ouvrage, alors c'est à mon tour.

Pour mon père qui s'est chargé de la maigre pitance.

À qui vais-je bien pouvoir dédier la prochaine thèse ?

REMERCIEMENTS

J'adresse mes remerciements sincères à mon directeur de recherche, Thomas Gervais, pour son encadrement persistant tout au long de ma maîtrise, des idées fondatrices du projet jusqu'à son aboutissement. L'ensemble des parties prenantes du projet tient à remercier le Fonds Québécois de la Recherche sur la Nature et les Technologies (FRQNT) et le Conseil de Recherches en Sciences Naturelles et en Génie du Canada (CRSNG) pour leur soutien au projet, sans lequel ce travail n'aurait pas pu être effectué. Je souhaite également remercier Étienne Boulais pour sa contribution aux aspects théoriques de cette étude, ainsi que Pierre-Alexandre Goyette pour ses conseils précieux pour mener à bien les expériences, et Samuel Castonguay pour son aide avec les simulations. Merci à Maeva Bavoux, Elena Refet, Dina Dorrigiv, Pierre Clapperton-Richard et Sandryne David pour les discussions stimulantes que nous avons partagées, et pour avoir mis une bonne ambiance au sein du bureau et du laboratoire. Enfin, je voudrais remercier mes parents, Frédérique-Sophie Braize et Tony Boyadjian, pour leur soutien indéfectible tout au long de ces 23 dernières années, ainsi que Sahar Ramazan Ali pour m'avoir constamment poussé à la réussite dès qu'elle est apparue dans ma vie. Un grand merci à elle, Michaël Karpe, Grégoire Recchia et Leila Dhar pour les relectures de dernière minute.

RÉSUMÉ

Depuis la réalisation d'un camouflage optique en 2006, le concept de masquer la présence d'un objet au regard d'une certaine grandeur physique s'est répandu dans tous les domaines de la physique. De nombreuses équipes se sont alors donné pour objectif de faire en sorte qu'un trou dans un milieu 2D ne soit pas détectable en mesurant un champ physique donné loin de celui-ci. La majorité de ces camouflages se sont appuyés sur des matériaux entièrement structurés par l'homme afin de présenter des propriétés inobservées dans la nature, appelés "métamatériaux".

Bien que de nombreux camouflages physiques aient été réalisés grâce à ceux-ci, à ce jour aucun d'entre eux ne peut dissimuler un objet à la fois d'un écoulement (i.e. en pression et en vitesse) et de transport chimique ou thermique (i.e. en concentration ou température). Cela serait pourtant très utile en génie biomédical, et plus particulièrement dans le domaine des biocapteurs, où des surfaces sensibles sont placées dans un écoulement microfluidique incident chargé en espèces chimiques, incluant des parasites. Un problème récurrent des biocapteurs est l'adsorption non spécifique de ces parasites dans les liaisons entre éléments biologiques et surfaces physiques, qui réduit la spécificité, la sensibilité et la reproductibilité des mesures. Un camouflage microfluidique d'écoulement et de transport permettrait de protéger les surfaces sensibles de ce phénomène, tout en éliminant l'influence croisée que les surfaces voisines ont les unes sur les autres dans les études multiplexées.

Le travail présenté ici consiste à concevoir un tel dispositif de camouflage microfluidique. Dans le cadre des biocapteurs, il faut que le camouflage puisse être interrompu au moment opportun, qui correspond typiquement au ratio maximal entre les concentrations d'analytes et de parasites, puis réactivé après mesures. Même si au prix d'une grande complexité structurelle certains métamatériaux disposent de propriétés physiques modifiables, la zone camouflée reste quant à elle figée. Par conséquent, on doit trouver une stratégie de dissimulation n'impliquant pas de métamatériaux solides. On choisit ici de se baser sur une réinterprétation microfluidique du "paradoxe de d'Alembert", inspirée par des analogies fortes avec les camouflages optiques.

Tout d'abord, un cadre théorique est donné à cette stratégie impliquant des obstacles fluidiques appelés "corps de Rankine". On justifie puis développe des modèles d'écoulements potentiels pour décrire leur contour. On trouve alors que le système est théoriquement apte à camoufler un obstacle en termes de champ de vitesses. Ensuite, on prend en compte les effets visqueux pour trouver la relation entre la taille de l'obstacle et la chute de pression

dans le système, qui s'avère être d'ordre 2 et permet donc un camouflage en pression efficace pour des obstacles suffisamment petits. Une fois le camouflage caractérisé mécaniquement, on propose un modèle analytique pour les échanges d'espèces et de chaleur s'y produisant. Cependant, ce modèle ne permet pas de conclure sur le camouflage en concentration ou en température loin en aval.

Pour faire un pas vers le dimensionnement expérimental du camouflage, on passe à l'outil numérique en réalisant des simulations par éléments finis. Celles-ci révèlent l'influence qu'ont les différents paramètres du système sur l'allure du camouflage, et donnent une première idée de la contrôlabilité du système. Certains résultats numériques permettent alors de conditionner le camouflage chimique au caractère convectif de l'écoulement, associé à un haut nombre de Péclet. Une fois combinées à la théorie, ces simulations produisent un jeu de paramètres permettant l'implémentation expérimentale d'un dispositif de camouflage. Plusieurs designs sont alors fabriqués et testés, jusqu'à parvenir à une version stable et efficace réalisée par impression 3D.

L'écoulement et le transport dans ce dispositif sont alors évalués expérimentalement et comparés aux résultats théoriques, qui sont en très bon accord. Plus précisément, on montre que l'on dispose d'un contrôle précis sur la forme de l'interface du camouflage ainsi que sur les échanges chimiques ou thermiques y ayant lieu. On prouve aussi que le camouflage peut être modifié, activé ou désactivé en quelques dizaines de secondes. On démontre ensuite qu'il peut servir de filtre en géométrie "ouverte", et obéit aux mêmes lois d'échelles que les autres filtres microfluidiques classiques. Pour finir, on valide que ce camouflage peut effectivement protéger une surface de l'adsorption d'une espèce indésirable dans un écoulement pendant de longues périodes de temps.

Un tel camouflage microfluidique peut donc fortement contribuer au génie biomédical en rendant les biocapteurs moins vulnérables à l'adsorption non spécifique, mais dépasse aussi ce cadre puisqu'il peut fonctionner avec n'importe quelle surface sensible, comme un tapis cellulaire ou des tranches de tissu. De plus, ce dispositif constitue un apport intéressant au secteur de la microfluidique "ouverte", dont il est à ce jour le seul filtre connu. Enfin, il présente un fort attrait en physique de par sa contribution au domaine florissant des camouflages, en proposant une stratégie inédite de dissimulation pour les grandeurs d'écoulement et de transport.

ABSTRACT

Since the realization of an optical cloak in 2006, the idea of hiding the presence of an object with respect to a certain physical measure has spread to every field of physics. Many have tried before to make a hole in a 2D medium that could not be detected by measuring a given physical field afar. Most of these cloaks relied on materials entirely man-made to exhibit properties not observed in nature, called "metamaterials".

Although many physical cloaks have been obtained using such materials, to date none of them can conceal an object from both flow (i.e. pressure and velocity) and chemical or thermal transport (i.e. concentration or temperature). However, this would be very useful in biomedical engineering, especially in the field of biosensors, where sensitive surfaces are placed within an incident microfluidic flow loaded with chemical species, including parasites. A recurring biosensors problem is the non-specific adsorption of these parasites in the bonds between biological elements and the physical surface, which reduces the specificity, sensitivity and reproducibility of the measurements. A microfluidic flow and transport cloak would protect sensitive surfaces from this phenomenon, while eliminating the cross-influence that neighboring surfaces have on each other in multiplexed studies.

The work presented here consists in designing such a microfluidic cloaking device. In the context of biosensors, the cloak must be able to be deactivated at the appropriate time, which typically corresponds to the maximum ratio between analyte and parasite concentrations, and then reactivated after measurements. Even if at the cost of high structural complexity some metamaterials have modifiable physical properties, the concealed area remains fixed. Therefore, a cloaking strategy that does not involve solid metamaterials must be found. We choose here to rely on a microfluidic reinterpretation of the "d'Alembert's paradox", inspired by strong analogies with optical cloaking.

First of all, a theoretical framework is given to this strategy involving fluidic obstacles called "Rankine bodies". We justify the use and develop potential flow models to describe their contours. It is then found that the system is theoretically capable of cloaking an obstacle in terms of velocity field. Then, the viscous effects are taken into account to find the relationship between the size of the obstacle and the pressure drop in the system, which turns out to be a second order power law and thus allows an effective pressure cloak for sufficiently small impediments. Once the cloak is mechanically characterized, an analytical model is proposed to describe the species and heat exchanges occurring within it. However, this model does not allow a firm conclusion about concentration (or temperature) cloaking far downstream.

To take a step towards realizing the cloak experimentally, we switch to the numerical tool by carrying out finite element simulations. These reveal the influence of the various system parameters on the cloak shape and give us a first glance at the controllability of the system. Some of these numerical results can be used to condition the chemical cloaking efficiency to the convective aspect of the flow, associated with a high Péclet number. Once combined with the theory, these simulations produce a set of parameters allowing the experimental implementation of a cloaking device. Several designs are then manufactured and tested, until a stable and efficient version is produced by 3D printing.

Flow and transport in this device are then experimentally investigated and compared to the theoretical results, which are in very good agreement. Specifically, it is shown that one has a precise control over the shape of the cloak interface as well as the chemical or thermal exchanges taking place in it. It is also shown that the cloak can be modified, activated or deactivated in a few tens of seconds. It is then demonstrated that it can be used as a filter in an "open-space" geometry and obeys the same scaling laws as other conventional microfluidic filters. Finally, we validate that this cloak can effectively protect a surface adsorption in an undesirable species flow for long periods of time.

Such microfluidic cloak can therefore make a significant contribution to biomedical engineering by making biosensors less vulnerable to non-specific adsorption, but its applications also go beyond this field since the cloak can work with any sensitive surface, such as a cell layers or slices of tissue. Moreover, this device is an interesting contribution to the "open" microfluidics sector, of which it is to date the only known filter. Finally, it has a strong appeal in physics due to its contribution to the flourishing field of cloaking, by proposing a novel concealment strategy for flow and transport quantities.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE	iii
REMERCIEMENTS	iv
RÉSUMÉ	v
ABSTRACT	vii
TABLE DES MATIÈRES	ix
LISTE DES TABLEAUX	xii
LISTE DES FIGURES	xiii
LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS	xix
LISTE DES ANNEXES	xx
 CHAPITRE 1 INTRODUCTION	1
1.1 Contexte	1
1.2 Approche proposée - le camouflage microfluidique	2
1.3 Objectifs de recherche	4
1.4 Plan du mémoire	5
1.5 Contributions de l'auteur	5
 CHAPITRE 2 REVUE DE LITTÉRATURE	6
2.1 La microfluidique	6
2.1.1 Classique	6
2.1.2 Ouverte	8
2.2 Corps de Rankine et paradoxe de d'Alembert	10
2.3 Le camouflage physique et les métamatériaux	12
2.3.1 En optique	12
2.3.2 Dans les autres domaines - hors mécanique des fluides	13
2.3.3 Vers le camouflage fluidique	15
2.4 Application aux biocapteurs	16

CHAPITRE 3 MODÉLISATION ANALYTIQUE DU DISPOSITIF	21
3.1 Présentation du dispositif	21
3.2 Modèles d'écoulement	21
3.2.1 Justification de l'utilisation d'un modèle potentiel	21
3.2.2 Potentiels considérés	25
3.3 Chute de pression et camouflage	28
3.3.1 Perte de pression théorique dans un canal obstrué	28
3.3.2 Bilan sur le camouflage théorique des grandeurs d'écoulement	31
3.3.3 Calcul du cisaillement dans la zone du camouflage	32
3.4 Modèles de convection-diffusion	33
3.4.1 Solution considérée de la convection-diffusion en microfluidique multipolaire	34
3.4.2 Obtention d'un nombre de Péclet local	36
3.4.3 Nombre de Sherwood	37
CHAPITRE 4 DIMENSIONNEMENT ET FABRICATION	38
4.1 Simulations pour dimensionnement	38
4.1.1 Méthode de simulation	38
4.1.2 Influence de l'écart entre les plaques - G	39
4.1.3 Influence de la taille des ouvertures - a	40
4.1.4 Influence du ratio entre la distance inter-ouvertures et la largeur de la chambre - d/W	41
4.1.5 Influence du ratio des débits - Q/Q_{inj}	42
4.1.6 Influence du nombre de Péclet - Pe	42
4.1.7 Bilan des simulations	44
4.2 Choix de la méthode de fabrication	44
4.3 Prise en compte des contraintes de design et choix des grandeurs	45
4.4 Fabrication du dispositif	47
4.4.1 Corps principal	47
4.4.2 Tubes, connecteurs et seringues	47
4.4.3 Commande	48
4.4.4 Plaque supérieure et étanchéité	48
4.5 Versions successives	49
4.5.1 Premières versions	49
4.5.2 Design final retenu	52
CHAPITRE 5 RÉSULTATS	53

5.1	Montage expérimental	53
5.2	Résultats sur l'écoulement	54
5.2.1	Résultats bruts	54
5.2.2	Contrôle du corps de Rankine	56
5.2.3	Abandon de l'étude de la pression	59
5.3	Résultats sur le transport	59
5.3.1	Comparaison avec un modèle théorique	60
5.3.2	Contrôle des gradients et du sillage diffusif	61
5.3.3	Relation entre les nombres de Sherwood et de Péclét	63
5.3.4	Filtrage d'espèces	64
5.4	Aspects temporels	66
5.4.1	Établissement du camouflage	67
5.4.2	Interruption du camouflage	67
5.4.3	Variation brutale de la forme du confinement	68
5.4.4	Protection de surface	69
CHAPITRE 6 DISCUSSION GÉNÉRALE		70
6.1	Protection et traitement de surfaces sensibles	70
6.1.1	Pour les biocapteurs	70
6.1.2	Autres surfaces	71
6.2	Filtrage en géométrie ouverte	72
6.3	Contribution à la physique	73
CHAPITRE 7 CONCLUSION ET RECOMMANDATIONS		75
7.1	Résumé des travaux	75
7.2	Recommandations	75
7.3	Ouverture	76
RÉFÉRENCES		77
ANNEXES		85

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 3.1	Définition des différents paramètres utilisés	23
Tableau 4.1	Tableau des paramètres variant dans la simulation, avec indication de leur modulabilité.	38
Tableau 4.2	Tableau récapitulatif des simulations qualitatives	44

LISTE DES FIGURES

Figure 2.1	<p>Exemples de dispositifs microfluidiques fermés. (A) Microchémmostat pour culture bactérienne, tiré de [33], reproduit avec permission d'AAAS. (B) Mélangeur diffusif, reproduit de [34] avec permission dans le cadre d'une licence CC BY-SA 3.0. (C) Schéma de fonctionnement d'un filtre en H (fait par Oscar Boyadjian), et réalisations expérimentales de séparation de fluorescéine (D) par rapport des traceurs fluorescents (E) avec un tel filtre. Images expérimentales tirées de [35], reproduites avec permission d'Elsevier. (F) Schéma d'un mélangeur en T (fait par Oscar Boyadjian). (G) et (H) Images expérimentales d'un tel dispositif dans deux régimes différents, tirées de [36], appartenant au domaine public.</p>	8
Figure 2.2	<p>Exemples de dispositifs microfluidiques ouverts. (a) et (b) Schémas selon plusieurs vues d'une MFP, reproduits de [11] avec la permission de Springer Nature. (c), (d) et (e) Schémas selon plusieurs vues d'un quadrupole microfluidique, et (f) une réalisation expérimentale de celui-ci. Reproductions de [53] avec la permission de Springer Nature.</p>	10
Figure 2.3	<p>Exemples de corps de Rankine, tracés sur matlab par Oscar Boyadjian. Les lignes pleines correspondent aux lignes de courant de l'écoulement, les lignes pointillées au contour du corps de Rankine. Les signes + et - désignent respectivement une injection et une aspiration. À gauche, le corps de Rankine le plus célèbre : le cercle, formé avec deux ouvertures infiniment proches. À droite, exemple d'un corps de Rankine plus complexe réalisé avec 4 ouvertures.</p>	11
Figure 2.4	<p>Différents cas d'écoulements autour d'un cylindre, dont le paradoxe de d'Alembert. À gauche, schéma d'un écoulement incident (par Oscar Boyadjian). Les deux images centrales sont tirées de [57], reproduites et annotées dans le cadre de la licence CC BY-SA 3.0. L'image de droite est reproduite de [58] et appartient au domaine public. . . .</p>	13

Figure 2.5	Différents types de métamatériaux et de camouflages physiques. (A) Photo d'un métamatériaux optique, reproduit de [67], dans le cadre d'une licence CC BY-SA 4.0. (B) Exemple de camouflage optique : les rayons lumineux sont représentés en jaune. Reproduit de [13] avec la permission d'AAAS. (C),(D) Exemple de métamatériaux thermique camouflant de la température, images reproduites de [15] avec la permission d'APS. (E) et (F) Schémas d'un métamatériaux et d'un camouflage d'ondes élastiques, reproduits de [65] avec la permission d'APS. (G) et (H) Métamatériaux et camouflage en vitesse et pression pour des écoulements visqueux, reproduits de [68] avec permission d'APS.	14
Figure 2.6	Schéma de principe des biocapteurs. Les principaux types d'éléments biologiques, de liaisons et de transducteurs utilisés sont également représentés. Ce diagramme est une synthèse de plusieurs sources ([2], [4], [74], [75], [76], [77]). La partie d'intérêt pour ce projet est encadrée en pointillés rouges.	17
Figure 2.7	Principes de fonctionnement de biocapteurs fréquemment utilisés. (1) Schéma d'un biocapteur à résonnance de plasmon de surface (SPR), image tirée de [86], reproduite dans le cadre de la licence CC BY-SA 3.0. (2) Schéma d'un biocapteur piézoélectrique (microbalance à quartz), reproduit de [87] avec permission de Springer Nature (3) Schéma de biocapteurs électrochimiques (ampérométrie, potentiométrie et impédométrie), reproduit de [88] avec la permission de Taylor&Francis.	18
Figure 3.1	(A) Schéma annoté du corps de Rankine. (B) Vue en coupe de la CAO du dispositif expérimental à modéliser. (C) Vue CAO isométrique du dispositif étudié.	22
Figure 3.2	Les deux modèles considérés pour calculer la chute de pression générée par un obstacle R/W . En haut, cas où l'obstacle glisse (corps de Rankine). En bas, cas où l'obstacle est adhérent.	30
Figure 3.3	Chutes de pression supplémentaires générées par un obstacle en fonction du ratio de blocage. En rouge sombre, le cas où l'obstacle adhère et en orange le cas où il glisse (dans les deux cas, les murs latéraux adhèrent).	31
Figure 3.4	Simulation annotée d'une coupe du camouflage fluidique. On y voit le profil du gradient autour de la zone confinée ainsi que le sillage diffusif en aval.	33

Figure 4.1	Visualisation de l'influence de G par cartes de concentration simulées. (A) Cas où $G = 200\mu m$. De haut en bas : vue en perspective de la simulation 3D, coupe du confinement en son centre selon l'axe x , coupe du confinement en son centre selon l'axe y . La barre à gauche est la légende de couleur pour les cadrans A, B et C. (B) Cas $G = 500\mu m$. (C) Cas $G = 1mm$.	40
Figure 4.2	Visualisation de l'influence de a par cartes de concentration simulées. (A) Cas où $a = 50\mu m$. De haut en bas : vue en perspective de la simulation 3D, coupe du confinement en son centre selon l'axe x , vue du dessus du confinement. Les cercles noirs correspondent aux ouvertures. La barre à gauche est la légende de couleur pour les cadrans A, B et C. (B) Cas $a = 200\mu m$. (C) Cas $a = 600\mu m$.	41
Figure 4.3	Visualisation de l'influence du ratio $\frac{d}{W}$ par cartes de concentration simulées. (A) Cas où $\frac{d}{W} = 0.05$. De haut en bas : vue en perspective de la simulation 3D, coupe du confinement en son centre selon l'axe x , vue du dessus du confinement. Les cercles noirs correspondent aux ouvertures. La barre à gauche est la légende de couleur pour les cadrans A, B et C. (B) Cas $\frac{d}{W} = 0.16$. (C) Cas $\frac{d}{W} = 0.5$.	42
Figure 4.4	Visualisation de l'influence de Q/Q_{inj} par cartes de concentration simulées. (A) Cas où $Q/Q_{inj} = 0.3$. De haut en bas : vue en perspective de la simulation 3D, coupe du confinement en son centre selon l'axe x , coupe du confinement en son centre selon l'axe y . Les cercles noirs correspondent aux ouvertures. La barre à gauche est la légende de couleur pour les cadrans A, B et C. (B) Cas $Q/Q_{inj} = 1$. (C) Cas $Q/Q_{inj} = 3$.	43
Figure 4.5	Visualisation de l'influence du nombre de Péclet par cartes de concentration simulées en 2D. (A) Cas où $Pe = 65$. Les disques blancs correspondent aux ouvertures. La barre à gauche est la légende de couleur pour les cadrans A, B et C. (B) Cas $Pe = 655$. (C) Cas $Pe = 6556$.	44
Figure 4.6	Première version du dispositif. À gauche, image en profondeur étendue du corps principal du dispositif. À droite, image de l'assemblage du corps avec des tubes, une plaque de PDMS et les plaques de pression maintenues par écrous papillons (visibles partiellement en haut et en bas de l'image).	50

Figure 4.7	Photographies de confinements obtenus avec les premières versions du dispositif. La visualisation se fait grâce à de l'injection de colorant alimentaire bleu.	51
Figure 4.8	Deuxième version du dispositif. En haut, image au microscope illuminée fortement par en dessous pour visualiser les canaux internes. Le trait noir hexagonal plus foncé correspond au "rail" que l'on voit sur les autres images. En bas à gauche, image avec profondeur du même dispositif au microscope. En bas à droite, vue CAD de l'assemblage : des tubes sont branchés dans les trous, et une plaque de PDMS creusée d'une tranchée s'emboîte avec le rail pour sceller le dispositif.	51
Figure 4.9	Version finale du dispositif. À gauche, image à profondeur de champ étendue. Au milieu, vue CAD filaire du corps principal. À droite, photographie du corps principal collé à une lame de verre et des tubes.	52
Figure 5.1	Photographies annotées du montage expérimental.	54
Figure 5.2	Images par fluorescence de confinements obtenus avec la version finale du dispositif. À gauche, le fluorophore est injecté autour du confinement. À droite, le fluorophore est injecté dans le confinement lui-même.	54
Figure 5.3	Visualisation des lignes de courant en dedans et en dehors du confinement (gauche), seulement en dedans (milieu), et seulement en dehors (droite). Les images sont obtenues en imageant des traceurs fluorescents avec un long temps d'exposition (2s).	55
Figure 5.4	Images prises en utilisant simultanément deux fluorophores différents. En haut à gauche, photographie du dispositif en fonctionnement. En haut à droite, image du camouflage (en vert) et de son écoulement environnant (en rouge). En bas, images combinées prises au microscope en fluorescence verte et rouge.	55
Figure 5.5	Exemples d'allures de confinements pour différents ratio des débits. De gauche à droite : $\frac{Q}{Q_{inj}} = 1$, $\frac{Q}{Q_{inj}} = 2.5$, $\frac{Q}{Q_{inj}} = 7.5$	56
Figure 5.6	Petits et grands axes du camouflage en fonction de $\frac{Q}{Q_{inj}}$. Les barres d'erreur désignent les valeurs minimales et maximales mesurées.	58
Figure 5.7	Comparaison du modèle de transport avec l'expérience. En abscisses, la distance au centre adimensionnée par $d/2$, et en ordonnées la concentration normalisée.	60

Figure 5.8	Exemples du même dispositif à différents nombres de Péclet global. $Pé_A = 26$, $Pé_B = 260$, $Pé_C = 2600$. La barre d'échelle est commune à tous les panneaux.	61
Figure 5.9	Contrôle indépendant de l'écoulement et du transport dans le système. La barre d'échelle correspond à 1 mm et est commune à tous les panneaux	62
Figure 5.10	Pertes relatives expérimentales en fonction du nombre de Péclet, échelle log-log. Les points correspondent aux valeurs expérimentales, et la droite à la régression linéaire.	63
Figure 5.11	Nombre de Sherwood en fonction du nombre de Péclet, échelle log-log. Les points correspondent aux valeurs expérimentales et la droite à la régression linéaire.	63
Figure 5.12	Schéma d'équivalence entre un filtre en H et le camouflage microfluidique. 1 : Injection de la solution ne contenant pas d'espèces chimiques. 2 : Injection de l'échantillon contenant une espèce peu diffusive (rouge) et très diffusive (bleue). 3 : Sortie où l'espèce bleue est diluée, et où l'espèce rouge garde la même concentration. 4 : Sortie où l'on extrait de l'espèce bleue non mélangée à la rouge. 5 : Interface entre les solutions. 6 : Zone où un mélange pourrait se faire si la solution injectée en 1 contenait elle aussi une espèce.	64
Figure 5.13	Ratio entre l'image du milieu et l'image de droite de la figure 5.8. Plus un pixel est blanc, plus l'espèce diffusive domine sur celle qui l'est moins. Le noir représente un ratio de 1, i.e. des concentrations égales.	65
Figure 5.14	Simulations de dialyse sanguine utilisant plusieurs camouflages. (A) : comportement des camouflages (solution neutre, noire) avec des globules rouges (fluide blanc). La concentration en globules rouges le long de la sortie (ligne bleue) est représentée par la courbe pleine du panneau C. (B) : comportement des camouflages (solution neutre, noire) avec de l'acide urique (fluide blanc). La concentration en acide urique le long de la sortie (ligne verte) est représentée par la courbe en pointillés du panneau C.	66

Figure 5.15	Cinétiques expérimentales de l'établissement et de l'interruption du confinement. Pour l'activation, l'axe des ordonnées correspond à la part de la surface "finale" (camouflage stationnaire à $t = +\infty$) couverte par le camouflage en cours d'établissement . Pour la désactivation, l'axe des ordonnées correspond à la part de la surface "initiale" (camouflage stationnaire à $t < 0s$) couverte par le camouflage en cours d'interruption.	68
Figure 5.16	Réponse expérimentale du camouflage lorsque Q/Q_{inj} est brutalement augmenté de 1 à 2.	69
Figure 5.17	(A) Image expérimentale d'une surface protégée d'un flux incident de billes fluorescentes pendant 38 minutes. Les points lumineux correspondent à des billes adsorbées.(B) Résultat obtenu lorsque l'on fait fonctionner le dispositif pendant quelques minutes à $Q/Q_{inj} = 1$ puis que l'on passe à $Q/Q_{inj} = 1/2$ pour autant de temps. On observe que la zone protégée pendant la moitié du temps (en bordure) a connu moins d'adsorption que la zone extérieure non protégée, mais plus que la surface intérieure protégée en tout temps.	69

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

CAO	Conception Assistée par Ordinateur
CNC	Machine-outil à commande numérique
FIG.	Figure
i.e.	<i>id est</i>
MFP	Sonde microfluidique
PDMS	Poly(diméthylsiloxane)
SPR	Résonnance de plasmons de surface
1D	Unidimensionnel(le)
2D	Bidimensionnel(le)
3D	Tridimensionnel(le)

LISTE DES ANNEXES

Annexe A	Résultats théoriques supplémentaires	85
Annexe B	Simulations, matériel et méthodes	90
Annexe C	Résultats expérimentaux secondaires	94
Annexe D	Codes de traitement d'images	97

CHAPITRE 1 INTRODUCTION

1.1 Contexte

Le marché mondial des biocapteurs se chiffre aujourd’hui à 19.6G US\$, et il est attendu qu’il double d’ici 10 ans [1]. L’ampleur et la croissance de ce marché traduisent à quel point les biocapteurs sont devenus indispensables aussi bien dans l’industrie qu’en recherche, où ils ont eu un fort impact dans les domaines agro-alimentaire, pharmaceutique, et biomédical [2]. L’appellation "biocapteur" est assez large, puisque n’importe quel appareil comportant un composant biologique lié à un transducteur et destiné à l’analyse chimique d’un échantillon peut être qualifié ainsi. L’exemple le plus célèbre est probablement le capteur de glucose, qui permet aux patients diabétiques de suivre leur glycémie au cours de la journée [3]. Les biocapteurs peuvent reposer sur des principes variés selon les éléments biologiques (anticorps/antigènes, protéines, enzymes...) et le type de transducteur (piézoélectrique, optique, électrochimique...) employés [2]. Malgré cela, nombre d’entre eux prennent la même forme, celle d’une surface possédant des propriétés physico-chimiques connues qui sont modifiées lorsque l’on y achemine un fluide chargé en espèces chimiques. Cet acheminement est généralement assuré par des dispositifs microfluidiques (i.e. permettant le contrôle des fluides à l’échelle sous-millimétrique), qui ont fourni un cadre d’implémentation très favorable aux biocapteurs [4], [5]. En effet, la microfluidique et les biocapteurs répondent tous deux à un désir de miniaturiser, paralléliser et automatiser la manipulation des fluides, et leurs applications sont relatives aux mêmes domaines. De plus, les propriétés des écoulements microfluidiques sont particulièrement profitables aux biocapteurs, que ce soit par leur laminarité, les quantités minimes de réactifs utilisées ou les rapides cinétiques physico-chimiques à cette échelle [6]. Souvent, les surfaces actives des biocapteurs coïncident avec le plancher ou le plafond d’un canal microfluidique pour analyser le fluide s’écoulant dans la micro-conduite.

Les biocapteurs sont cependant très vulnérables à l’adsorption non-spécifique qui réduit leurs sensibilité et spécificité, en plus de les rendre difficiles à régénérer après mesures. Ces problèmes existent depuis le tout premier biocapteur réalisé en 1962 [7], et constituent encore aujourd’hui une gêne pour la recherche et l’industrie [8]. Bien que des stratégies physico-chimiques aient été développées pour limiter ce phénomène [9] [10], elles restent spécifiques à un type de liaison ou un parasite donnés et ne peuvent être ajustées localement. Ces méthodes manquant de généralité et de contrôlabilité, elles s’appliquent mal aux études dites "multiplexées", où l’on souhaite contrôler individuellement des biocapteurs (parfois de types différents) agencés en série et/ou en parallèle pour mesurer différents analytes, et ce dépen-

damment du temps. Ces études sont pourtant centrales pour automatiser la manipulation et l'analyse des fluides, surtout lorsqu'elles sont couplées avec des processus de régénération de surface pour effectuer plusieurs cycles de mesures. De plus, on peut vouloir protéger une surface d'un environnement hostile non pas chimiquement mais thermiquement parlant, ce qui est impossible avec les solutions actuelles.

Il y a donc dans ce domaine un réel besoin de technologies permettant de protéger une surface sélectivement et en temps réel d'espèces chimiques nocives ou de chaleur excessive, le tout implémenté dans des dispositifs microfluidiques. Dans le cadre des études multiplexées, il est important que ce dispositif ne perturbe que minimalement l'aval et l'amont de la surface d'intérêt en termes d'écoulement et de composition chimique, pour ne pas influencer les capteurs voisins. En outre, il serait utile qu'une telle technologie permette d'effectuer des opérations locales sur les surfaces, comme l'injection de solutions régénératrices. La première application phare du travail présenté dans ce mémoire sera donc de présenter une solution minimalement perturbatrice pour la protection et l'opération locale de n'importe quel type de surface sensible, incluant les biocapteurs.

Résoudre un problème aussi général et persistant demande de revenir aux fondements physiques du système. L'interaction d'une surface sensible avec un fluide environnant est régie par des phénomènes d'échanges complexes incluant de la convection, de la diffusion et même des réactions à la surface du capteur. Le transport et les réactions pouvant varier fortement selon l'analyte et le capteur considérés, la protection d'une telle surface nécessite une solution aussi générale que possible ne se basant pas sur une situation particulière mais sur un principe physique invariable. Cela nous amène à réétudier les lois fondamentales sous-tendant tous les biocapteurs, à savoir les équations décrivant les écoulements à l'échelle microscopique et les échanges s'y produisant.

C'est ce que ce mémoire propose de faire en combinant des concepts de camouflages physiques très récents en optique de transformation avec la réinterprétation microfluidique d'un résultat célèbre de mécanique des fluides formulé au XVIII^e siècle, le "paradoxe de d'Alembert".

1.2 Approche proposée - le camouflage microfluidique

La problématique générale du projet est la suivante : **"Est-il possible de dissimuler une surface dans un écoulement chargé en espèces chimiques ou en chaleur sans altérer ce dernier, et la révéler uniquement au moment opportun pour prendre une mesure ?"**. Il est clair qu'une configuration permettant de répondre affirmativement à cette question remplirait toutes les exigences énoncées ci-dessus.

Plus précisément, cela semble possible en microfluidique "ouverte", une branche de la microfluidique se passant de certaines parois des traditionnels canaux rectangulaires [11], [12]. Bien que celle-ci effectue souvent les mêmes opérations que son homologue fermée avec plus de flexibilité et de vitesse, certains dispositifs fermés classiques tels que les filtres diffusifs n'ont pas encore leur équivalent en géométrie ouverte. Ces filtres sont particulièrement intéressants ici puisqu'ils permettent de trier les espèces accédant à la surface, i.e. la "camoufler" chimiquement de certaines molécules. La deuxième application phare de cet ouvrage est donc de proposer, pour la première fois à notre connaissance, l'analogue ouvert du filtre le plus célèbre de la microfluidique, dit "en H".

Pour ce faire, on va s'inspirer de méthodes de camouflage déjà existantes pour d'autres grandeurs physiques telles que les amplitudes de toutes sortes d'ondes, optiques par exemple. Lancé 15 ans plus tôt avec des travaux proposant une manière de courber la lumière autour d'un obstacle, le domaine de l'optique de transformation est florissant depuis que des camouflages optiques ont été réalisés expérimentalement [13], [14]. Cet engouement pour le camouflage s'est propagé à d'autres domaines scientifiques, produisant des résultats en thermodynamique [15] et même en mécanique quantique [16], grâce à l'essor des "métamatériaux". Il s'agit de matériaux usinés par l'homme à une échelle inférieure à la longueur d'onde utilisée, par exemple de l'ordre du centimètre pour les micro-ondes et de la centaine de nanomètres pour l'optique. Grâce à cela, ces matériaux présentent des propriétés inobservées dans la nature (par exemple des indices de réfraction négatifs), ce qui en a fait la clé de voûte de la réalisation expérimentale de camouflages physiques.

Si l'on peut camoufler un objet de la chaleur [15], pourquoi ne pourrions-nous pas le camoufler d'une espèce chimique, puisque l'équation de convection-diffusion est très proche de celle de la chaleur ? De même, si l'on peut camoufler un cylindre d'un champ électrostatique [17], pourquoi ne pourrions-nous pas le camoufler d'un écoulement potentiel, puisque l'on connaît l'analogie forte entre lignes de courant et lignes de champ isoélectriques depuis le XIXe siècle [18] ? Les similarités entre ces équations nous permettent de disposer d'outils mathématiques puissants pour les traiter analytiquement, comme les transformations conformes, et nous portent à croire qu'il serait possible de concevoir un camouflage en mécanique des fluides et en transport chimique.

Il se trouve justement qu'une telle propriété camouflante en mécanique des fluides est connue depuis plus de 200 ans, et est appelée le "paradoxe de d'Alembert" [19]. Ce théorème stipule que si un fluide parfait en écoulement uniforme est envoyé sur un obstacle de contour fermé (historiquement un cylindre, même si ce résultat est valide pour tout contour fermé), il n'y a en aval variation ni du champ de vitesse ni du champ de pression, comme si l'objet n'était

pas présent. Découvert par des savants du XVIII^e siècle étudiant les coques de bateaux et les trajectoires de boulets d'artillerie [20], il fut appelé "paradoxe" car il allait à l'encontre des résultats expérimentaux de l'époque qui eux constataient une traînée sur l'obstacle et une modification de la pression en aval. En effet, les fluides réels frottent sur le cylindre par viscosité, ce qui perturbe les champs de vitesse et de pression. Ce "paradoxe" n'en est plus un si le fluide glisse effectivement sur le cylindre, ce qui est le cas lorsque cet obstacle lui-même est fait de fluide. Par conséquent, un camouflage microfluidique se basant sur cette propriété requiert la réalisation d'un cylindre fluide dans un écoulement.

Malgré les fortes analogies existant entre les fluides et l'électromagnétisme, deux différences d'importance capitale pour ce projet subsistent. Tout d'abord, contrairement aux lignes de champs électromagnétiques, les lignes de courant d'un écoulement fluide peuvent transporter des espèces chimiques ou de la chaleur. Chacune d'entre elles peut être décrite par un champ scalaire dépendant du temps. Ainsi, il ne suffit pas d'étudier les propriétés des écoulements mais également de comprendre comment ces quantités scalaires sont transportées par ceux-ci. La deuxième différence est l'implémentation du camouflage. Bien que certains métamatériaux optiques soient accordables [21], i.e. aient une fréquence de résonance modifiable pour camoufler une zone sur un certain spectre, la zone camouflée ne peut varier si le métamatériaux est gravé dans une substance solide. Or notre camouflage microfluidique doit impérativement être de forme modulable, puisque sans cette propriété il sera impossible de contrôler l'exposition d'une surface sensible aux quantités scalaires à analyser. Inspirés par la levée du paradoxe de d'Alembert dans le cas d'obstacles fluides, nous faisons à ce stade l'hypothèse que la reconfigurabilité du camouflage peut être atteinte en sculptant des fluides en mouvement plutôt que des substances solides. La troisième contribution de ce projet est donc d'ordre physique, puisque l'on va y introduire un type de camouflage inédit.

1.3 Objectifs de recherche

L'objectif central de ce mémoire est donc d'explorer la mécanique et le transport en microfluidique associés aux champs de vitesse, de pression et de concentration, pour trouver une disposition camouflant une zone sans perturber ces grandeurs en aval. Pour l'atteindre, j'ai divisé ce mémoire en 4 parties :

- Formuler un cadre théorique décrivant le camouflage microfluidique d'écoulement et de transport.
- Établir la preuve de principe de son fonctionnement et quantifier ses performances.
- Évaluer le contrôle spatio-temporel du camouflage.
- Prouver la pertinence de ce camouflage pour la protection des biocapteurs, sa capacité

inédite à filtrer en microfluidique ouverte et sa contribution originale au domaine émergent des camouflages physiques.

Remarque : Dans ce mémoire, je mettrai l'accent sur les aspects physiques du camouflage microfluidique, de ses principes premiers jusqu'à sa fabrication et la caractérisation des phénomènes d'échanges s'y produisant. Le développement d'applications impliquant des biocapteurs sera discuté à la fin, mais laissé pour travaux futurs.

1.4 Plan du mémoire

Pour remplir ces objectifs, je vais tout d'abord positionner le camouflage microfluidique par rapport aux technologies existantes, préciser les besoins auxquels il peut répondre et présenter ses apports à la physique grâce à une revue de littérature. Ensuite, je donnerai un cadre théorique à l'écoulement et au transport dans le dispositif pour savoir sous quelles conditions un camouflage est efficace, et aussi étudier sa contrôlabilité. Je poursuivrai par des simulations pour étudier l'influence des différents paramètres sur le camouflage. Grâce à ces dernières et à la théorie, je dimensionnerai le dispositif, puis le fabriquerai au moyen de l'impression 3D par stéréolithographie. Je réaliseraï par la suite des expériences afin d'obtenir d'abord des résultats sur l'écoulement, puis sur le transport d'espèces, que j'exploiterai au moyen de codes de traitement d'images que j'aurai écrits. Bien sûr, ces résultats seront comparés aux modèles précédemment établis. Enfin, je ferai un bilan des preuves de concepts présentées dans ce mémoire et proposerai des idées pour pousser le projet plus loin.

1.5 Contributions de l'auteur

J'ai écrit l'intégralité de ce mémoire et réalisé soit par expériences soit par moyens informatiques toutes les images présentées après la revue de littérature. Les images présentes dans la revue de littérature sont soit mes créations originales, soit des reproductions autorisées, dont la provenance sera spécifiée dans les légendes pour lever toute ambiguïté. Toute la section théorique est de mon fait, à l'exception du modèle théorique de concentration dans le camouflage et la preuve de l'équivalence conforme entre filtre en H et camouflage, qui sont le fruit du travail d'Étienne Boulais, un étudiant au doctorat du laboratoire. Son nom et les articles concernés seront systématiquement cités pour permettre de discerner mes travaux des siens. J'ai également réalisé l'ensemble des simulations présentées, écrit les codes de traitement d'images expérimentales, et ai mené seul toutes les expériences.

CHAPITRE 2 REVUE DE LITTÉRATURE

Dans ce chapitre, je vais contextualiser le projet par rapport aux différentes branches de la physique et de l'ingénierie dans lesquelles il s'inscrit. Tout d'abord, je présenterai la microfluidique, puis son évolution d'un réseau de canaux fermés à une géométrie plus ouverte. Je discuterai ensuite des réalisations de la microfluidique ouverte multipolaire, et en quoi elle permet la reconstitution microfluidique d'un phénomène camouflant en mécanique des fluides, "le paradoxe de d'Alembert". À la lumière des récentes avancées dans le domaine des camouflages physiques, je montrerai que l'existence d'un camouflage d'écoulement et de transport est très probablement réalisable grâce à ce paradoxe. Je conclurai par les besoins auxquels un tel camouflage pourrait répondre dans le domaine des biocapteurs.

2.1 La microfluidique

2.1.1 Classique

À partir des années 60, la communauté scientifique montre de plus en plus d'intérêt pour la miniaturisation technologique, galvanisée par l'invention du transistor et du premier microsystème électromécanique quelques années plus tôt [22]. Cette vague de miniaturisation a touché toutes les branches de l'ingénierie, et notamment la mécanique des fluides, donnant naissance à la microfluidique. Cette science peut se définir comme l'étude de la manipulation des écoulements fluides dont au moins une dimension est inférieure au millimètre, mais désigne aussi les technologies permettant la réalisation de tels écoulements [23]. Contrairement à son homologue macroscopique, la microfluidique utilise des volumes de fluides extrêmement faibles, allant de la fraction de millilitre au picolitre, où les cinétiques physico-chimiques sont rapides [24]. Cela en fait une technologie économique en réactifs mais aussi en temps, en accord avec les enjeux économiques et écologiques modernes.

Pendant longtemps, les dispositifs microfluidiques ont pris la forme de conduites dont la largeur caractéristique était de l'ordre de la centaine de microns, qui servaient à acheminer et/ou traiter des fluides en amont ou en aval d'une zone d'intérêt. Dans le cadre de ce travail qui tissera des liens entre les domaines de l'électromagnétisme et de la mécanique des fluides, on peut assimiler ces microcanaux à des guides d'ondes en optique. La microfluidique par canaux présente d'ailleurs de fortes analogies avec l'électrostatique, où une loi très similaire à celle d'Ohm existe [25], qui relie la pression au débit n'importe où dans le système avec un simple modèle 1D. Ces canaux constituent la méthode la plus élémentaire permettant

l'acheminement de fluides, et ont permis la réalisation de très nombreux dispositifs tels que des générateurs de gradient [26] ou des rhéomètres [27], mais surtout des mélangeurs [28] et des filtres [29], dont des exemples sont donnés à la figure 2.1. La microfluidique par canaux est appelée "fermée" car l'espace où le fluide peut se trouver est délimité par des parois solides, la plupart du temps au nombre de 4 formant une section rectangulaire.

Les filtres et les mélangeurs sont particulièrement intéressants pour ce projet car ils permettent la manipulation d'une quantité scalaire dans un écoulement, qu'elle soit chimique ou thermique. Un mélangeur va tendre à homogénéiser le champ scalaire, alors qu'à l'inverse un filtre sépare deux champs scalaires initialement mélangés selon une certaine propriété. En microfluidique, il existe deux moyens de filtrer ou mélanger des éléments (espèces chimiques, cellules...) entre une entrée et une sortie : activement ou passivement (i.e. avec ou sans l'action d'un champ extérieur). Par exemple, un filtre se basant sur la différence de force centrifuge dans un canal courbé entre particules de masses différentes est passif, alors qu'un filtre se basant sur l'action d'un champ magnétique sur des particules chargées est actif [29]. Le filtre le plus célèbre de la microfluidique est aussi le plus ancien, est appelé le "filtre en H" et trie selon la diffusivité de l'espèce (voir FIG. 2.1CDE). Il se base sur le contact entre deux liquides contenant des particules de différentes masses qui diffusent plus ou moins à travers l'interface. Premièrement réalisé en 1992 [30], il fut miniaturisé [31], puis optimisé [32] dans les années qui suivirent. Pour sa part, le mélangeur le plus connu en microfluidique est la "jonction en T", qui n'est autre qu'un filtre en H à une seule sortie où les espèces chimiques sont insérées dans des entrées opposées. Comme montré à la figure 2.1FGH, le mélange se fait par interdiffusion le long de la conduite.

Grâce à certaines de leurs propriétés, la plupart des dispositifs microfluidiques ont trouvé des applications en biologie. Tout d'abord, les fluides biologiques étant peu abondants et souvent vitaux, il est important de pouvoir effectuer des analyses avec seulement quelques microlitres de ceux-ci. Cela s'accorde bien avec la faible consommation de réactifs de ces technologies. Par ailleurs, si les débits utilisés sont suffisamment lents (inférieurs au μ L/s), l'étude de cellules devient envisageable, car les contraintes de cisaillement générées (typiquement inférieures à 1 Pa) ne sont pas assez fortes pour les tuer. Combinées à la laminarité des écoulements et à une forte capacité de parallélisation [37], ces propriétés ont fait de la microfluidique un cadre d'implémentation très favorable aux biocapteurs [5], [6]. Enfin, la fabrication en poly(diméthylsiloxane) (PDMS) a permis aux dispositifs microfluidiques de prendre leur essor en biologie [38]. Ce polymère est biocompatible, perméable à l'oxygène, inerte, transparent, peu coûteux, et plus facile à lier à des surfaces que le verre ou le silicium (notamment par plasma atmosphérique) [39]. De nombreux dispositifs microfluidiques en PDMS ont alors vu le jour et se sont révélés être des réussites d'ingénierie : générateur

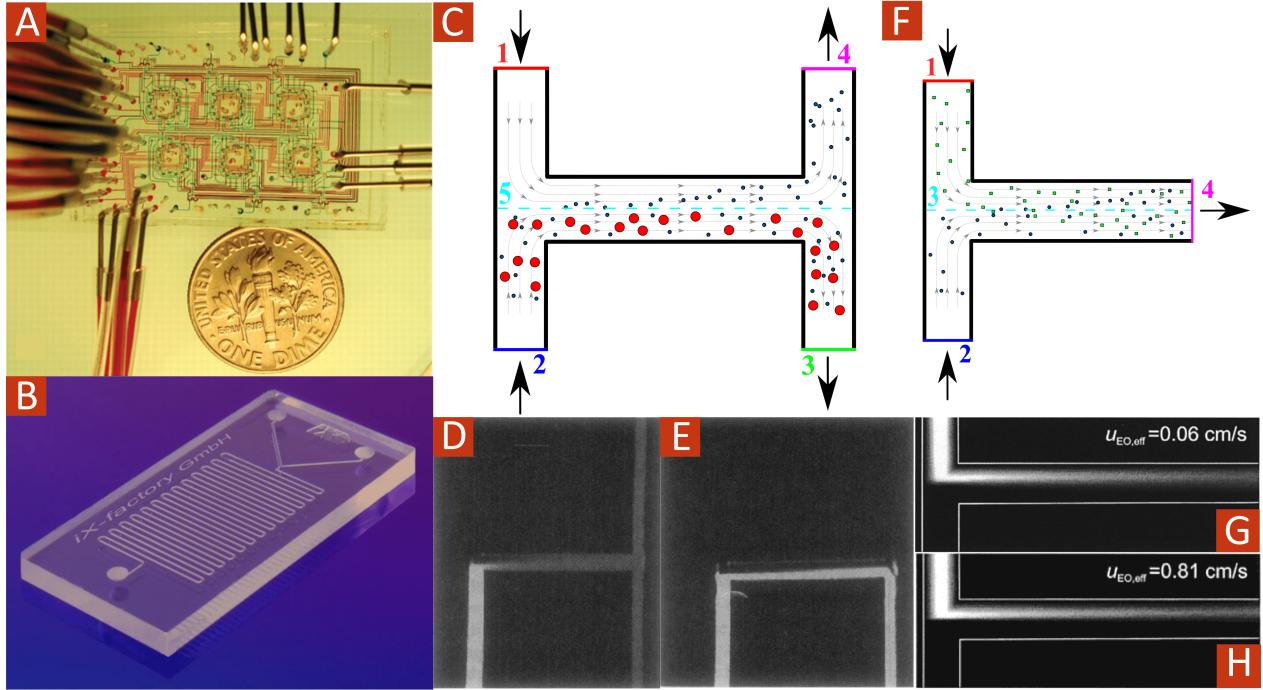


Figure 2.1 Exemples de dispositifs microfluidiques fermés. (A) Microchemostat pour culture bactérienne, tiré de [33], reproduit avec permission d'AAAS. (B) Mélangeur diffusif, reproduit de [34] avec permission dans le cadre d'une licence CC BY-SA 3.0. (C) Schéma de fonctionnement d'un filtre en H (fait par Oscar Boyadjian), et réalisations expérimentales de séparation de fluorescéine (D) par rapport des traceurs fluorescents (E) avec un tel filtre. Images expérimentales tirées de [35], reproduites avec permission d'Elsevier. (F) Schéma d'un mélangeur en T (fait par Oscar Boyadjian). (G) et (H) Images expérimentales d'un tel dispositif dans deux régimes différents, tirées de [36], appartenant au domaine public.

de gradient chimique biocompatible [26], matrices à valves pour le test de combinaisons radiothérapie-chimiothérapie sur des sphéroïdes [40], ou encore des mélangeurs chaotiques pour immunoessais multiplexés [41]. De nombreux autres exemples peuvent être trouvés dans [39].

2.1.2 Ouverte

Les microcanaux comportent cependant un défaut intrinsèque : il est difficile d'y introduire des échantillons biologiques, mais aussi d'y accéder par la suite. Plusieurs équipes ont alors proposé des variantes microfluidiques plus "ouvertes", en retirant progressivement une ou plusieurs des 4 parois délimitant les canaux habituels, comme des canaux microfluidiques sans plafonds [42], ou des pipettes injectant et aspirant simultanément un liquide [43]. Ces pipettes sont des versions améliorées de technologies déjà existantes en 1961 [44], et ont fortement

inspiré un dispositif clé de la microfluidique ouverte, la "sonde microfluidique" (abrégée MFP pour *microfluidic probe*), qui apparaît en 2006 [11]. Se basant sur des principes bien connus d'écoulements en cellule de Hele-Shaw [18] (i.e. où une dimension de l'écoulement est très petite devant les deux autres), elle génère un écoulement quasi-2D au moyen d'injections et d'aspirations placées très proche d'une surface (voir FIG. 2.2ab). Si l'aspiration est suffisamment forte par rapport à l'injection (typiquement au moins 2.5 fois), il est possible de créer une zone "confinée" de fluide recirculant au sein d'un autre liquide environnant, grâce à des effets hydrodynamiques connus [45]. Les lignes de courant issues de l'injection se dirigent alors toutes vers l'aspiration, décrivant une surface fermée n'échangeant avec l'extérieur que par diffusion.

Remarque importante : Un résultat central est que dans cette configuration de Hele-Shaw, l'écoulement microfluidique est parfaitement décrit par un modèle d'écoulement potentiel, i.e. associé à un fluide non-visqueux incompressible et irrotationnel, alors qu'il est dominé par les effets visqueux [46]. Ce résultat, bien que contre-intuitif, est connu et exploité pour modéliser ces systèmes, et sera réexpliqué rapidement au chapitre suivant.

Ce genre de microfluidique est qualifiée « d'ouverte », puisqu'elle ne requiert pas la présence de murs latéraux, mais seulement d'un "plafond" percé d'ouvertures et d'un "plancher". Il devient alors possible de traiter un échantillon biologique « par en haut », sans avoir à le découper et l'insérer dans des microcanaux. Deux autres avantages importants de cette technologie sont sa rapidité et sa capacité d'automatisation : il suffit de déplacer la sonde sur le tissu ou la culture pour y effectuer des opérations à la chaîne, sans nécessiter une intervention humaine. La sonde microfluidique a été étudiée en profondeur analytiquement, numériquement et expérimentalement par plusieurs équipes, ce qui fait aujourd'hui d'elle un outil bien compris et maîtrisable [47], [48]. L'analogie entre ces écoulements et l'électromagnétique est encore plus criante qu'en microfluidique fermée puisque les deux obéissent à la même équation de Laplace. Cela permet d'avoir des modèles non pas seulement 1D (comme la loi d'Ohm dans les canaux) mais 2D. Notamment, les lignes de courant de ces écoulements correspondent parfaitement aux lignes isoélectriques d'un champ électrostatique où l'on a remplacé les ouvertures par des charges électriques [18].

En plus de nous donner des outils mathématiques forts développés pour l'électromagnétisme pour traiter ces problèmes 2D, cette analogie a inspiré des équipes pour généraliser le principe de la MFP en utilisant plus que deux ouvertures, donnant naissance à la microfluidique "multipolaire" (voir FIG. 2.2 c-f). Cette branche a trouvé de nombreuses applications en biologie, similaires à celles de la microfluidique classique mais les effectuant avec plus de performance et de flexibilité [12]. Par exemple, la MFP a été utilisée avec succès pour de la

micro-immunochimie limitant les réactions croisées [49], du contrôle local d'environnement thermochimique [50] ou encore la perfusion de tranches de cerveau [51]. Parmi les dispositifs multipolaires autres que la MFP, on peut citer les "doubles" MFP imbriquées [52], le quadrupôle microfluidique à gradient flottant [53], ou encore la manipulation de fluides par canaux virtuels reconfigurables [54]. Il est à noter que toutes les applications possibles en microfluidique fermée n'ont pas encore d'équivalent "ouvert", ce qui est notamment le cas pour le filtrage d'espèces chimiques par diffusion. Il serait donc intéressant de trouver un analogue du filtre en H en géométrie ouverte, et il se trouve justement que la camouflage présenté dans ce mémoire en est un, comme cela a été montré par Étienne Boulais (résultat non publié à ce jour, quelques explications sont données au chapitre suivant).

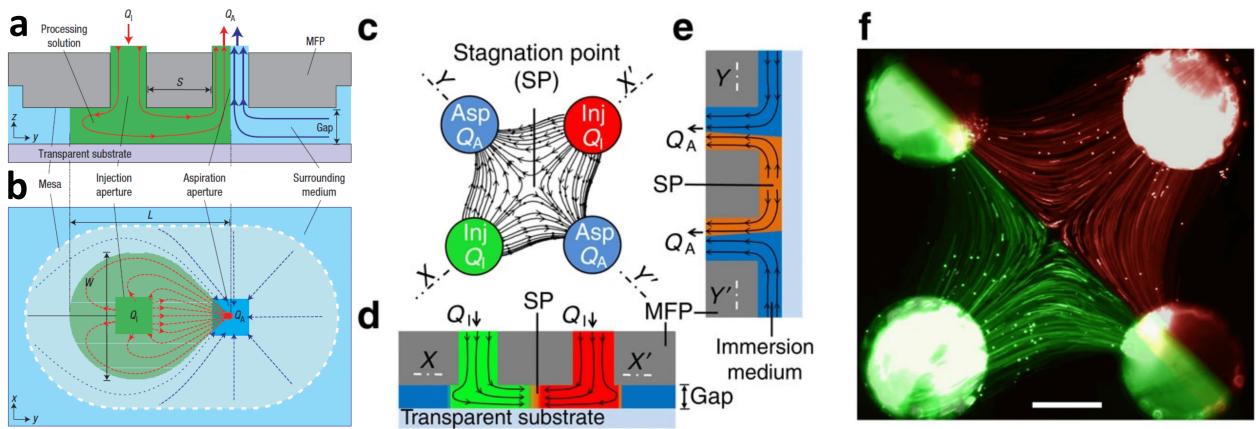


Figure 2.2 Exemples de dispositifs microfluidiques ouverts. (a) et (b) Schémas selon plusieurs vues d'une MFP, reproduits de [11] avec la permission de Springer Nature. (c), (d) et (e) Schémas selon plusieurs vues d'un quadrupôle microfluidique, et (f) une réalisation expérimentale de celui-ci. Reproductions de [53] avec la permission de Springer Nature.

2.2 Corps de Rankine et paradoxe de d'Alembert

Toutes les études de microfluidique multipolaire précédant ce projet considèrent des injections et des aspirations agencées dans un plan qui ne connaît pas d'autres écoulements que ceux générés par ces ouvertures. Cependant, lorsque l'on rajoute un écoulement incident à l'écoulement du réseau d'ouvertures, un phénomène très intéressant se produit sous certaines hypothèses. En effet, si les injections et les aspirations sont toutes alignées entre elles et aussi avec l'axe du flot incident, et que de plus le bilan entre masse injectée et aspirée est nul, des zones de recirculation isolées du reste du fluide apparaissent, appelées "corps de Rankine", en hommage aux études fondatrices de William Rankine au XIX^e siècle [55]. Cette zone de recirculation diffère de celle de la MFP car elle enlace les deux ouvertures et a donc un bilan

de masse nul, contrairement à la MFP qui aspire du fluide environnant. Des exemples de corps de Rankine sont donnés à la figure 2.3. Les corps de Rankine sont des configurations bien connues d'écoulements macroscopiques de fluides parfaits [46], mais qui peuvent être réalisées en microfluidique multipolaire en vertu de la remarque effectuée à la sous-section précédente. Par conséquent, bien que les "corps" de Rankine soit faits de fluide en circulation, l'immense majorité des travaux se sont intéressés au cas de fluide parfait pour des études d'aérodynamisme, et ont considéré que son contour (là où les fluides glissent l'un sur l'autre) correspond au bord d'un solide (i.e. "remplir" l'intérieur des pointillés de la figure 2.3) sous condition de glissement [46].

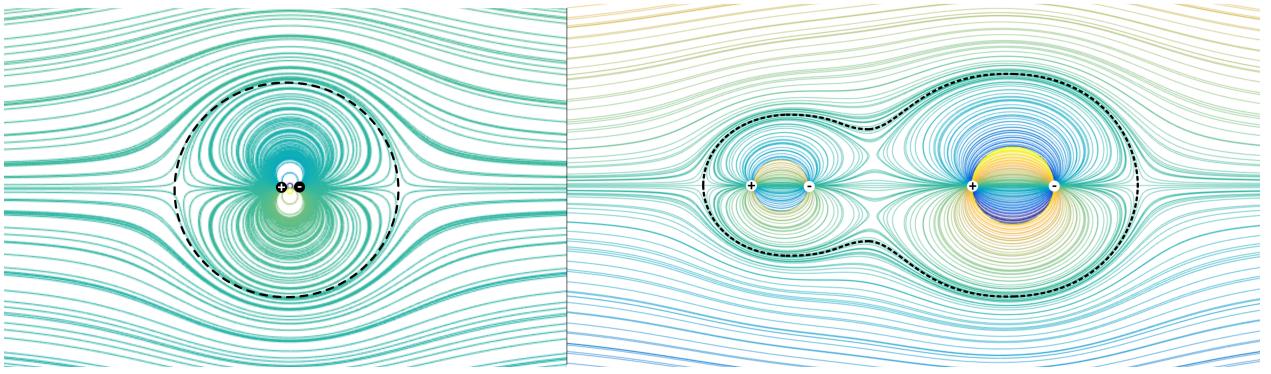


Figure 2.3 Exemples de corps de Rankine, tracés sur matlab par Oscar Boyadjian. Les lignes pleines correspondent aux lignes de courant de l'écoulement, les lignes pointillées au contour du corps de Rankine. Les signes + et - désignent respectivement une injection et une aspiration. À gauche, le corps de Rankine le plus célèbre : le cercle, formé avec deux ouvertures infinitement proches. À droite, exemple d'un corps de Rankine plus complexe réalisé avec 4 ouvertures.

Une des propriétés les plus célèbres des corps de Rankine est connue sous le nom de "paradoxe de d'Alembert". Ce phénomène se produit lorsqu'un corps de Rankine est formé dans un milieu infini de fluide parfait. Théoriquement dans cette situation, la présence ou l'absence du corps de Rankine dans l'écoulement ne modifie pas la pression ni le champ de vitesses loin en aval de l'obstacle [46]. De plus, l'obstacle ne subit aucune traînée, ce qui est unique à ce jeu de conditions aux limites [56]. Cela signifie que si un observateur mesurait les champs du fluide (pression et vitesse) en aval, il ne pourrait pas statuer sur la présence du corps dans l'écoulement. Différents cas d'écoulement autour d'un cylindre ainsi que le paradoxe de d'Alembert sont illustrés à la figure 2.4. Cette propriété va à l'encontre des résultats expérimentaux des scientifiques du XVIII^e siècle [19], d'où son nom de "paradoxe". Cela s'explique par le fait que dans le cadre d'un fluide réel, il y a une couche limite visqueuse s'établissant autour de l'obstacle où du frottement se produit, modifiant la pression en aval et

générant une traînée sur l'obstacle. Cependant, dans le cas où le cylindre expérimental serait fait de fluide, le paradoxe de d'Alembert n'est plus un paradoxe mais une loi, que l'on peut utiliser à notre avantage pour camoufler un obstacle en termes de pression et de vitesse. Cette volonté de camoufler un objet n'est pas propre à la mécanique des fluides, et a connu un grand essor récemment.

2.3 Le camouflage physique et les métamatériaux

2.3.1 En optique

L'optique de transformation est apparue au début des années 2000 et a connu un grand engouement de la part de la communauté scientifique grâce à la réalisation d'un camouflage optique [59]. Cette branche de l'optique part du constat que les équations décrivant la propagation d'un rayon lumineux dans un milieu sont invariantes par transformations conformes (i.e. une déformation bijective du plan complexe qui conserve les angles).

Une configuration particulièrement intéressante est celle où des rayons lumineux parallèles et monochromatiques arrivant de l'infini rencontrent un obstacle linéaire (infiniment mince) aligné avec l'incidence des rayons. En "aval" de l'objet, la lumière est identique à celle en amont et l'objet est donc camouflé. Cependant, camoufler un objet de mesure nulle dans un plan ne porte pas vraiment d'applications concrètes, et c'est ici que les transformations conformes interviennent. Puisque les équations de propagation de la lumière sont conformément invariantes, n'importe quelle image conforme de l'obstacle linéaire possède la même propriété de camouflage optique que celui-ci, y compris les lacets délimitant une surface telle qu'un disque. Or cette opération est bien connue, puisqu'il s'agit de la transformation de Joukowski, très souvent utilisée pour étudier l'écoulement autour de profils d'aile d'avion [46]. Toutefois, en changeant les trajets optiques de la lumière pour la courber autour de l'obstacle (représentés à la figure 2.5B), elle implique une carte complexe d'indices de réfraction, dont certains doivent être négatifs [13].

Pendant longtemps il était impensable d'avoir un matériau à indice de réfraction négatif, car cette propriété n'avait jamais été observée dans la nature. Cependant, grâce au développement des métamatériaux (exemples FIG. 2.5ACEG), de tels indices de réfraction ont pu être produits, faisant de la cape d'invisibilité non plus un fantasme mais un défi technique à relever [59].

Les premiers travaux concernant ces technologies ont été proposés par A. Alu et N. Engheta [60] et permettaient en théorie de cacher des objets sphériques à une longueur d'onde donnée. Cependant, le camouflage ne fonctionnait que pour un rayon donné, et était donc assez rigide.

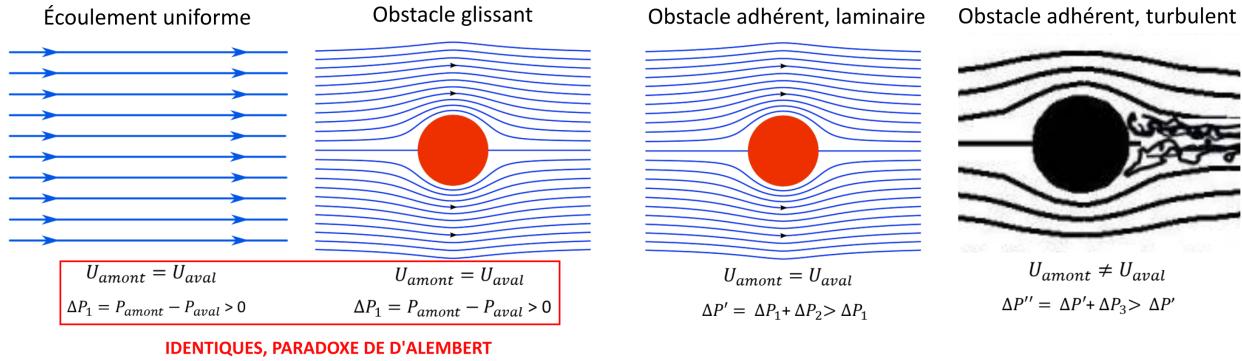


Figure 2.4 Différents cas d'écoulements autour d'un cylindre, dont le paradoxe de d'Alembert. À gauche, schéma d'un écoulement incident (par Oscar Boyadjian). Les deux images centrales sont tirées de [57], reproduites et annotées dans le cadre de la licence CC BY-SA 3.0. L'image de droite est reproduite de [58] et appartient au domaine public.

Une méthode plus générale permettant de créer une zone d'exclusion lumineuse a ensuite été réalisée simultanément (mais indépendamment) par U. Leonhardt [13] et J. B. Pendry, D. Schurig et D. R. Smith [14] (FIG. 2.5B). Ce genre de camouflage a révolutionné le domaine puisqu'il pouvait dissimuler un objet de n'importe quelle forme et taille, pourvu qu'il rentrait dans la zone d'exclusion.

Pour pouvoir camoufler selon plusieurs longueurs d'ondes, des équipes ont couplé des composants actifs à des métamatériaux passifs [61], [62]. Grâce à cela, la fréquence de résonance du matériau peut être modifiée sur une certaine plage (par exemple en activant des micro-interrupteurs ou par application d'un champ électrique extérieur), et donc accordée pour camoufler l'objet d'un rayonnement dont la longueur d'onde appartient à cette plage. Cependant, les métamatériaux étant presque toujours gravés dans une substance solide, la forme de la zone camouflée ne peut pas varier. De plus, l'intégration de nano ou micro systèmes actifs complexifie fortement la structure du métamatériaux, déjà alambiquée par essence. Une piste plus prometteuse pour modifier les propriétés d'un camouflage semble être celle des métamatériaux "liquides" (comme des suspensions de nanoparticules d'or [63]), qui sont sensiblement plus modulables que leurs homologues solides. Ils ouvrent également la voie à des métamatériaux permettant à la zone camouflée de changer de forme.

2.3.2 Dans les autres domaines - hors mécanique des fluides

Les succès des camouflages électromagnétiques et des métamatériaux ont par la suite inspiré de nombreuses autres branches de la physique exhibant des propriétés d'invariance conforme, notamment le camouflage d'ondes non optiques (i.e. où le front d'onde n'est pas modifié après

passage de l'obstacle). Par exemple, des objets ont été camouflés d'ondes acoustiques [64], d'ondes élastiques [65] (FIG. 2.5EF), sismiques [66], et même d'ondes de matière quantiques [16].

En plus des études précédentes qui visaient à cacher la présence d'un trou dans une plaque lorsqu'une onde la parcourt, d'autres camouflages permettant de masquer le trou d'une grandeur thermodynamique ont été réalisés [15] (FIG. 2.5D). Les auteurs ont utilisé l'invariance conforme de l'équation de la chaleur pour trouver une configuration de résistances thermiques camouflante, qui se traduit par des trous de différentes formes et tailles dans lesquels il y a du PDMS au lieu de cuivre, contrairement au reste de la plaque (FIG. 2.5C). Cette étude est particulièrement intéressante pour ce mémoire car la chaleur et les espèces chimiques suivent des lois de transport très proches, ce qui nous indique qu'un camouflage d'espèce chimique est sûrement possible aussi.

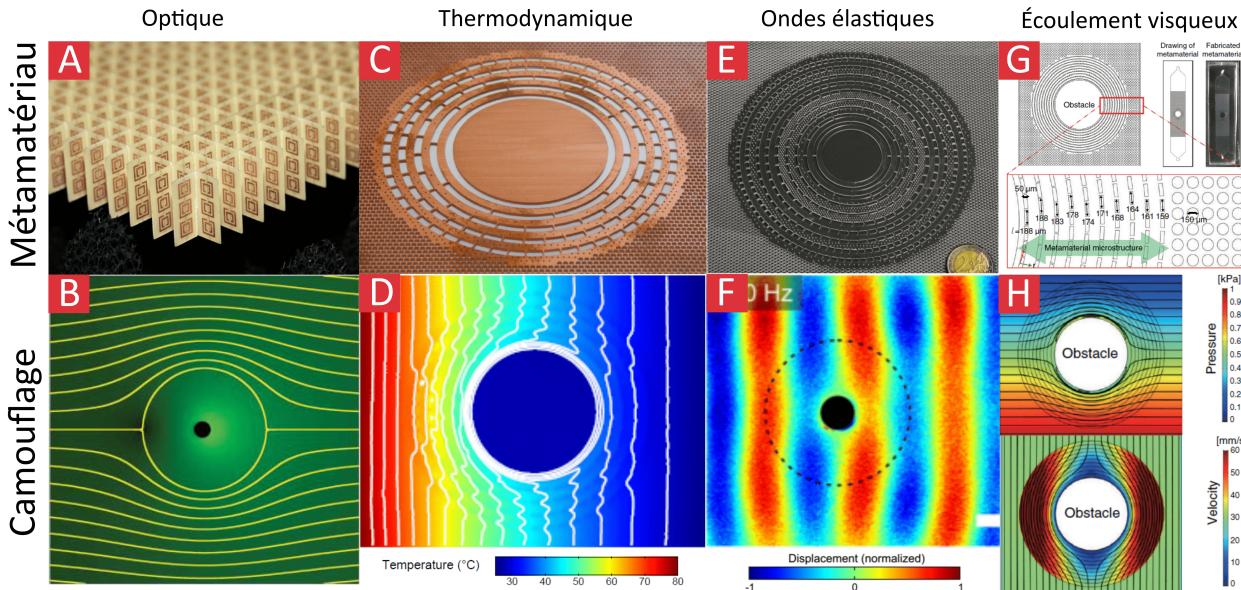


Figure 2.5 Différents types de métamatériaux et de camouflages physiques. (A) Photo d'un métamatériaux optique, reproduit de [67], dans le cadre d'une licence CC BY-SA 4.0. (B) Exemple de camouflage optique : les rayons lumineux sont représentés en jaune. Reproduit de [13] avec la permission d'AAAS. (C),(D) Exemple de métamatériaux thermique camouflant de la température, images reproduites de [15] avec la permission d'APS. (E) et (F) Schémas d'un métamatériaux et d'un camouflage d'ondes élastiques, reproduits de [65] avec la permission d'APS. (G) et (H) Métamatériaux et camouflage en vitesse et pression pour des écoulements visqueux, reproduits de [68] avec permission d'APS.

2.3.3 Vers le camouflage fluidique

Mon travail se positionne à l'intersection des domaines de la microfluidique ouverte, du paradoxe de d'Alembert et des camouflages physiques présentés précédemment, puisqu'il vise à créer un camouflage microfluidique permettant de cacher une surface en termes de pression et de vélocité tout en la protégeant chimiquement. Le camouflage en microfluidique est un domaine encore très peu exploré, et je n'ai trouvé aucune source dans la littérature étudiant un obstacle fluide à des fins de camouflage d'écoulement et de transport. Cependant, quelques articles couvrant partiellement la problématique doivent être mentionnés.

En 2019, J. Park, J.R. Young et Y.S. Song ont proposé un métamatériaux permettant de faire circuler un fluide en régime de Stokes autour d'un cylindre solide sans qu'il y ait de traînée [68]. Pour ce faire, les chercheurs ont structuré la chambre dans laquelle le fluide s'écoule avec des petites tranchées et bosses (de l'ordre de $100\mu m$), qui changent localement le comportement visqueux du fluide selon une carte de viscosité permettant de camoufler le dit cylindre en termes de pression, vélocité et traînée (FIG. 2.5GH). Cette étude est assez proche d'un travail antérieur, où un trou dans une chambre d'écoulement était camouflé grâce à une coque de porosité anisotropique dans un écoulement suivant les équations de Brinkman-Stokes [69]. Les auteurs de ces deux études mentionnent évasivement des applications dans le domaine du transport aéronautique et de l'aérodynamique, mais sans donner des exemples concrets. En effet, en microfluidique il n'est pas tellement d'intérêt de camoufler un objet solide, contrairement à un obstacle fluide.

Dans une autre étude, des motifs permanents de charges de surfaces ont été gravés dans une cellule de Hele-Shaw pour contrôler un écoulement électro-osmotique, ayant par exemple des lignes de courant similaires aux lignes isoélectriques d'un dipôle électrique [70]. En y rajoutant un gradient de pression, les auteurs ont généré des écoulements de formes plus complexes, notamment un cylindre fluide immobile au milieu d'un écoulement uniforme. Mécaniquement, cela permet bien de lever le paradoxe de d'Alembert comme souhaité dans le camouflage microfluidique. Cependant, le transport de molécules et de chaleur, qui est la véritable complexité de ce problème, n'est pas abordé. La protection d'une surface sensible n'est d'ailleurs pas possible dans cette configuration électro-osmotique car la vitesse nulle dans la zone circulaire centrale est très favorable à la diffusion d'espèces chimiques, qui peuvent alors pénétrer et contaminer la zone d'intérêt. De plus, les méthodes électro-osmotiques ne fonctionnent que dans des solutions de très faibles forces ioniques, ce qui exclut *de facto* tous les milieux biologiques, alors que la manipulation de ces derniers est le champ d'application principal de la microfluidique ouverte.

Mon projet se démarque de ces deux travaux par l'étude du transport d'espèces et/ou de

chaleur se produisant dans le camouflage. Au meilleur de ma connaissance, ce mémoire présente pour la première fois la possibilité de camoufler une zone non pas juste mécaniquement, mais aussi en termes de matière et d'énergie, le tout ajustable en temps réel. En plus de cet intérêt physique, mon travail pourrait trouver de nombreuses applications dans le domaine des biocapteurs, que je vais expliquer ci-dessous.

2.4 Application aux biocapteurs

Pris dans un sens large, le premier biocapteur de l'histoire est probablement le canari que les mineurs emportaient avec eux pour être avertis de la présence de gaz dans les cavernes [71]. Plus spécifiquement, la première surface physique couplée à un composant biologique est considérée comme étant l'électrode à enzymes de Clark et Lyons réalisée en 1962 [7]. Cette électrode se servait d'enzymes capturées dans une membrane et permettait de connaître la concentration en dioxygène dans un flux de sang. Au fil du temps, d'autres éléments biologiques ont été utilisés pour créer des biocapteurs, comme en 1975 avec le premier biocapteur basé sur un micro-organisme (une bactérie qui une fois jointe à une électrode microbienne oxyde l'éthanol) [72], puis le premier biocapteur utilisant des tranches de tissus, en l'occurrence du foie, pour la détection d'arginine en 1978 (un acide aminé impliqué dans plusieurs fonctions du corps humain) [73]. Un schéma résumant le fonctionnement et les principales sortes de biocapteurs est présenté à la figure 2.6.

Du côté physique, les biocapteurs peuvent être divisés en plusieurs familles, comme piézoélectriques, optiques, thermiques, ou electrochimiques [2]. Pour chaque catégorie, de nombreux exemples existent, je vais ici en détailler quelques-uns. Dans la famille optique, les capteurs SPR (à résonance de plasmons de surface) sont parmi les plus répandus. Leur principe de fonctionnement est schématisé à la figure 2.7-1 : une feuille d'or sur laquelle on envoie un laser a des plasmons de surface oscillant à une certaine fréquence, qui est modifiée lorsque des espèces s'y attachent. Cela se traduit entre autres par un changement d'angle d'absorption maximal dans le faisceau laser réfléchi, que l'on peut mesurer et relier à la quantité d'analyte liée à la surface. Pour les biocapteurs piézoélectriques, on peut citer les microbalances à quartz (FIG. 2.7-2), qui répondent à un voltage imposé en oscillant dans une direction de cisaillement. Lorsque ce voltage est coupé, l'enveloppe de l'oscillation rétrécit selon un coefficient de dissipation mesurable dépendant de la présence d'espèces sur la surface. Enfin, le principe des biocapteurs electrochimiques est présenté au panneau 3 de la figure 2.7. Des électrodes baignent dans une solution biologique, et lorsque l'espèce à analyser est présente en solution, on observe un changement du courant, de l'impédance ou de la relation courant-potentiel.

Remarque importante : On s'aperçoit qu'à l'exception des capteurs electrochimiques, la grande

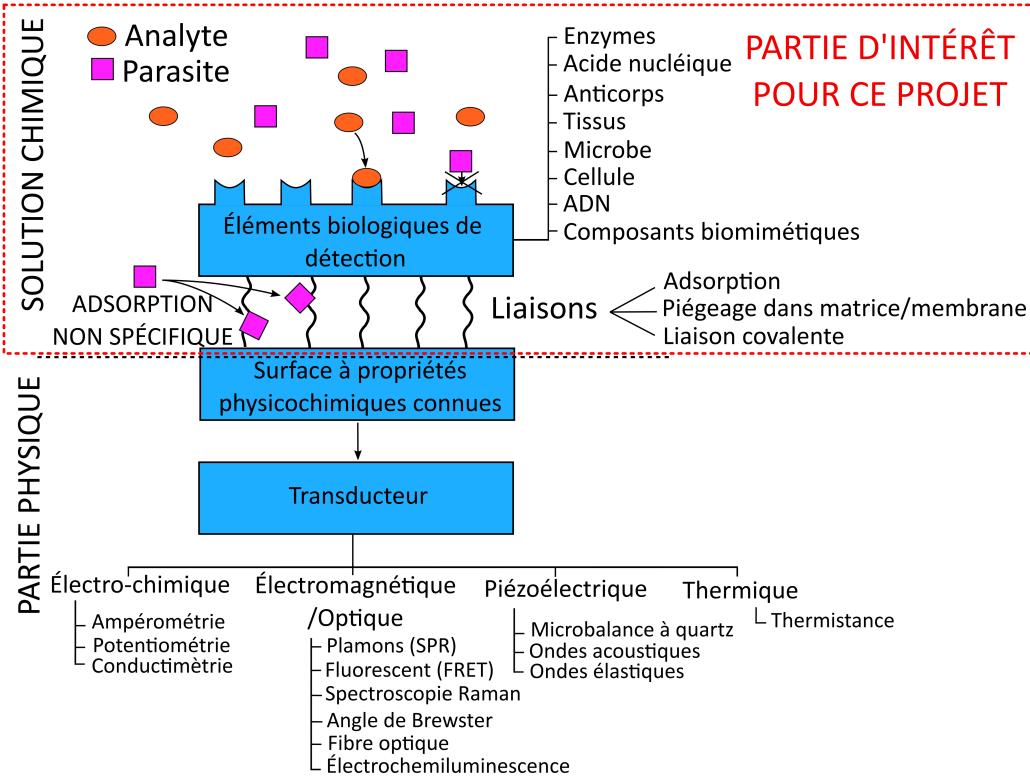


Figure 2.6 Schéma de principe des biocapteurs. Les principaux types d'éléments biologiques, de liaisons et de transducteurs utilisés sont également représentés. Ce diagramme est une synthèse de plusieurs sources ([2], [4], [74], [75], [76], [77]). La partie d'intérêt pour ce projet est encadrée en pointillés rouges.

majorité des biocapteurs prennent la forme d'une surface sensible très mince exposée à un écoulement. Comme indiqué sur la figure 2.6, ce mémoire ne porte pas tant sur les capteurs que sur les moyens de traiter et d'acheminer un fluide vers ceux-ci en microfluidique ouverte. Par conséquent, je considère à ce stade qu'un biocapteur peut être défini comme une surface active recevant un analyte qui réagit en générant un signal, comme un SPR (qui sera souvent mentionné comme exemple, sans perte de généralité). Le point intéressant ici est que si le camouflage microfluidique peut protéger des surfaces actives, son champ d'application dépasse les biocapteurs. En effet, cela concerne alors aussi les surfaces biologiques telles que les tranches de tissus ou les tapis cellulaires, qui elles réagissent par rapport à des stimuli chimiques. Pour alléger le langage de ce mémoire, on ne mentionnera pas ces autres surfaces sensibles jusqu'au chapitre de discussion, tout en gardant à l'esprit qu'elles existent et fonctionneraient aussi avec le système.

Les biocapteurs ont connu un grand engouement grâce à certains de leurs avantages tels que leur forte spécificité, compacité, économie en réactifs, facilité à être automatisés [2], [8] et le

fait qu'ils ne nécessitent que rarement des marqueurs (sauf pour certains biocapteurs fluorescents se basant sur le FRET [78], qui peuvent servir à la découverte de médicaments [79]). Les biocapteurs ont trouvé de nombreuses applications dans deux principaux domaines : le secteur agroalimentaire et les sciences biologiques et biomédicales. En agroalimentaire, les biocapteurs ont servi notamment à la détection d'espèces ou de micro-organismes nocifs dans la nourriture ou au suivi de la fermentation d'un aliment. Ils ont répondu aux besoins d'automatisation et d'étude en temps réel de cette industrie, ce que les technologies les précédant telles que la spectroscopie ne pouvaient faire car trop exigeantes en temps et en présence de personnel [80]. En génie biomédical, ils ont apporté des avantages similaires, puisque les tests traditionnels de certaines maladies étaient aussi très longs et requéraient du personnel [4]. Parmi les exemples les plus frappants, on compte l'utilisation de biocapteurs pour la détection précoce de certains cancers [81] ou de maladies cardiaques [82], la prévention d'infarctus du myocarde [83], et surtout une méthode de détection de salmonelles 10 000 fois plus sensible que l'étude immunoenzymatique ELISA traditionnelle [84]. Enfin, les biocapteurs sont souvent multiplexables (i.e. plusieurs instances agencées en série et/ou en parallèle). Cela permet d'étudier de nombreuses réactions en même temps ainsi que leurs cinétiques, mais également de tester des combinaisons complexes d'espèces, accélérant *in fine* les expériences. C'est par exemple le cas des études de cycles d'adsorption/désorption de protéines par SPR [85].

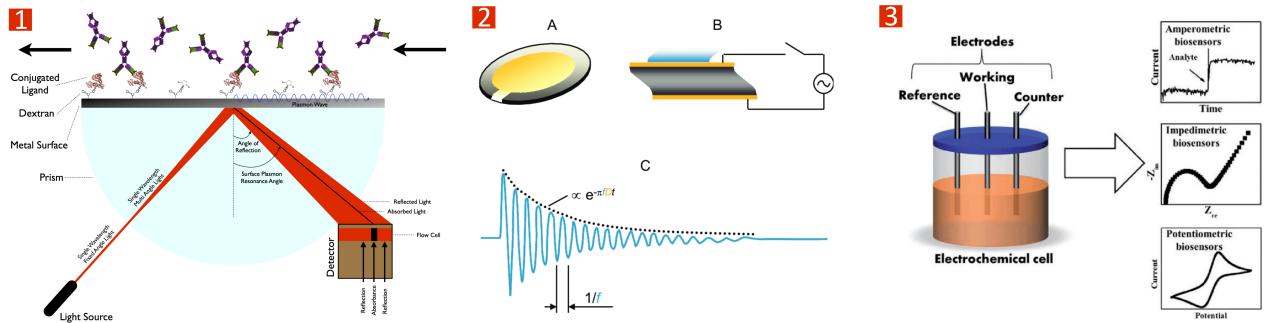


Figure 2.7 Principes de fonctionnement de biocapteurs fréquemment utilisés. (1) Schéma d'un biocapteur à résonnance de plasmon de surface (SPR), image tirée de [86], reproduite dans le cadre de la licence CC BY-SA 3.0. (2) Schéma d'un biocapteur piézoélectrique (microbalance à quartz), reproduit de [87] avec permission de Springer Nature (3) Schéma de biocapteurs électrochimiques (ampérométrie, potentiométrie et impédométrie), reproduit de [88] avec la permission de Taylor&Francis.

Malheureusement, la principale force des biocapteurs, i.e. leur capacité à lier des surfaces physiques et des éléments biologiques, est aussi leur plus grande faiblesse. Habituellement, la liaison se fait par capture dans une membrane poreuse ou dans une matrice, par liaisons covalentes, adsorption ou liaisons ioniques [2], [4]. De nombreuses espèces parasites peuvent

se glisser dans ces liaisons, ce qui en plus de réduire la spécificité et sensibilité des mesures, les rend moins reproductibles [9]. On appelle cela "l'adsorption non spécifique", qui est schématisée dans la figure 2.6. Ces problèmes sont bien connus, puisque dès les tous premiers biocapteurs de Clark et Lyons en 1962, de l'adsorption non spécifique d'espèces présentes dans le sang a perturbé leurs mesures [7]. Par exemple, lorsque la liaison se fait avec du dextran ou des acides thiolatés, des groupes carboxyls non neutralisés peuvent piéger les antigènes que l'on souhaitait mesurer par SPR au lieu des anticorps prévus à cet effet [8].

Differentes méthodes pour contrer ces problèmes ont été proposées. La plupart d'entre elles sont chimiques, c'est-à-dire qu'avant toute expérience on injecte une espèce réagissant avec les groupes chimiques susceptibles d'interférer avec les mesures désirées. Par exemple, pour réduire les adsorptions non spécifiques de biocapteurs liés avec du dextran, on peut injecter une solution d'ester bien choisie [10]. Cependant, ce genre de méthode demande d'injecter un réactif pour chaque espèce que l'on souhaite neutraliser, et il n'y a pas de "cocktail" chimique général permettant d'éliminer toutes les adsorptions non spécifiques. Il y a également des méthodes plus physiques, telles que l'utilisation de surfaces moins rugueuses ou de cristaux pour limiter ces adsorptions [9], ou encore des étapes de traitement avant utilisation du biocapteur, telles que l'exposition au plasma à oxygène [89]. Une dernière méthode pour limiter les parasites consiste à placer un filtre poreux directement sur le capteur, comme l'ont fait J. Breault-Turcot et J-F. Masson pour éviter que les éléments biologiques du sang de la taille des globules perturbent les mesures SPR d'espèces plus petites comme les protéines [90]. Encore une fois, cette méthode est limitée car dépendante de ce que l'on souhaite filtrer, et n'est pas ajustable dans le temps.

Par conséquent, et comme mentionné par plusieurs revues du domaine dont [2] et [8], il y a encore aujourd'hui un vrai besoin pour une solution générale qui permettrait de protéger n'importe quel biocapteur d'espèces parasites, et pouvant être activée ou désactivée dans le temps. De plus, il y a également un besoin d'éviter que les composants biologiques utilisés pour la détection sortent de la zone d'intérêt par dérivation [2]. Le dispositif présenté dans ce mémoire propose justement d'agir sur ces points-ci.

Par ailleurs, dans l'optique d'automatiser les mesures par biocapteurs, des moyens ont été trouvés pour que les SPR puissent être utilisés plusieurs fois de suite. Pour ce faire, la plupart des méthodes actuelles consistent à injecter une solution à pH non neutre pour défaire par exemple les liens anticorps-antigène précédemment établis [91], et des protocoles permettant de trouver des méthodes optimales de régénération pour un biocapteur donné ont été proposées [92]. Les SPR peuvent alors être réutilisés avec succès sur plusieurs cycles, comme par exemple jusqu'à 120 fois pour la détection d'herbicides [93]. Certaines méthodes ne de-

mandant pas de solution régénératrice ont également été présentées, comme pour réaliser plusieurs mesures successives d'une même espèce : il suffit de prendre en compte que les précédentes injections ont déjà occupé des sites de détection et utiliser des lois mathématiques pour inférer la vraie concentration à partir du pourcentage de sites restés libres [94].

Le dispositif de camouflage présenté dans ce mémoire pourrait être utile pour cet aspect également. En effet, on pourrait injecter la solution régénératrice directement dans l'isolation chimique, sur la surface SPR désirée, pour la réactiver indépendamment des autres. Cela autoriserait un meilleur contrôle des mesures dans le cas d'études SPR multiplexées.

CHAPITRE 3 MODÉLISATION ANALYTIQUE DU DISPOSITIF

Comme expliqué dans l'introduction, pour qu'il y ait camouflage fluidique il faut que l'obstacle soit fluide, et pour cela je vais utiliser un corps de Rankine généré par deux ouvertures. La surface sensible est considérée comme étant à l'intérieur du corps de Rankine, sur la face opposée de celle où les ouvertures se trouvent. Dans ce chapitre, je présenterai des modèles analytiques pour décrire la délimitation mécanique du corps de Rankine, mais aussi le transport advectif et diffusif ayant lieu autour et à l'intérieur de celui-ci. Je montrerai notamment que la forme de l'interface ainsi que les échanges s'y produisant peuvent être modulés par plusieurs paramètres, tels que le ratio entre la distance inter-ouvertures et la largeur de la cellule, le nombre de Péclet ou les débits imposés. Certains de ces paramètres ne sont pas géométriques et donc facilement modifiables. J'explorerai également la capacité théorique du corps de Rankine à camoufler en vitesse, pression et concentration. Enfin, je présenterai quelques nombres adimensionnés utiles à la description du transport dans le système.

3.1 Présentation du dispositif

Le dispositif que l'on cherche à modéliser est représenté à la figure 3.1. Le dispositif en lui-même, dont les choix de dimensionnement et de fabrication seront discutés au chapitre suivant, est assez simple. Le fluide confinant (en vert sur la figure 3.1A) est acheminé par un tube (tout à gauche sur le panneau B), puis passe dans la cellule de Hele-Shaw (partie horizontale d'épaisseur G). Au milieu de cette cellule, une ouverture reliée à un tube injecte le fluide confiné (rouge en A) pendant que l'autre l'aspire. La sortie (tout à droite sur B) se fait par un tube laissé à l'air libre (condition aux limites de pression atmosphérique). Dans les modélisations ci-dessous, on s'intéresse uniquement à la cellule de Hele-Shaw, car c'est là que le corps de Rankine sera produit.

Pour décrire le système, j'ai posé les notations présentées dans le tableau 3.1, annotées sur la figure 3.1A.

3.2 Modèles d'écoulement

3.2.1 Justification de l'utilisation d'un modèle potentiel

On considère un fluide newtonien et incompressible, tel que de l'eau ou de l'éthanol. L'équation de Navier-Stokes dans ce cas est :

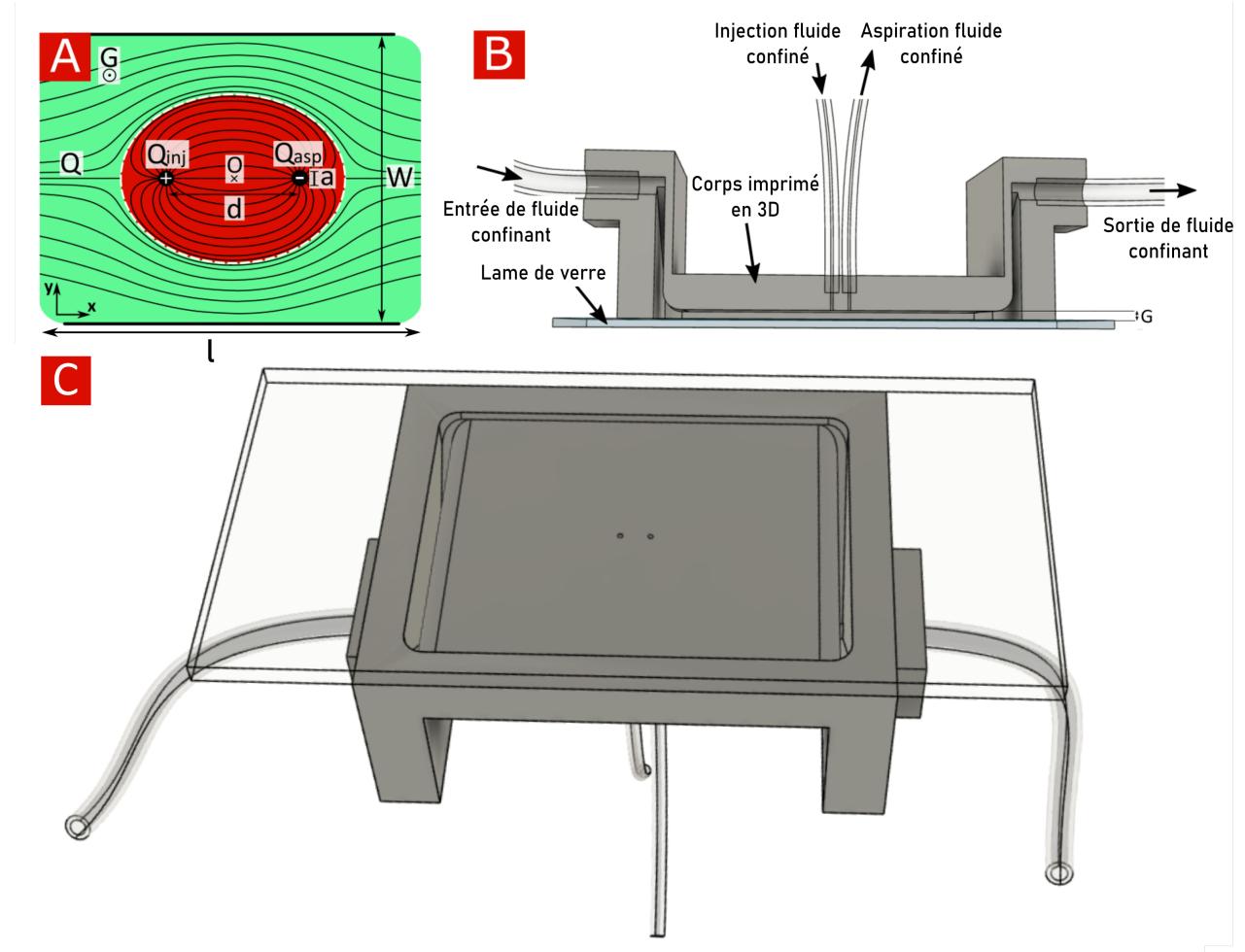


Figure 3.1 (A) Schéma annoté du corps de Rankine. (B) Vue en coupe de la CAO du dispositif expérimental à modéliser. (C) Vue CAO isométrique du dispositif étudié.

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{U}}{\partial T} + (\vec{U} \cdot \nabla) \vec{U} \right) = -\nabla P + \mu \Delta \vec{U} + \vec{F} \quad (3.1)$$

À laquelle se rajoute l'équation de continuité :

$$\nabla \cdot \vec{U} = 0 \quad (3.2)$$

Nous avons noté ρ la masse volumique du fluide, \vec{U} le champ de vitesses, P le champ de pression, μ la viscosité dynamique, T le temps et \vec{F} les forces volumiques s'exerçant sur le système. Les majuscules servent ici à indiquer que la grandeur est dimensionnelle. Dans notre

Tableau 3.1 Définition des différents paramètres utilisés.

Nom	Signification	Dimension
a	Diamètre des ouvertures d'injection et d'aspiration	Longueur
d	Distance entre le centre des ouvertures	Longueur
G	Épaisseur de la chambre selon la 3e dimension z	Longueur
l	Longueur de la chambre selon l'axe x	Longueur
W	Largeur de la chambre	Longueur
Q	Débit incident (venant de gauche par convention)	Débit volumique
Q_{inj}	Débit imposé à l'ouverture d'injection	Débit volumique
Q_{asp}	Débit imposé à l'ouverture d'aspiration	Débit volumique

cas, il n'y a que la force volumique de gravité qui s'applique : $\vec{F} = \rho\vec{g}$, où \vec{g} est l'accélération de gravité. Cependant, le système ne comprenant pas de surface libre, nous négligeons les effets de gravité.

On peut adimensionner cette équation de Navier Stokes :

$$\left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} \right) = -\frac{P_0}{\rho U_0^2} \vec{\nabla} p + \frac{\mu}{\rho U_0 L_0} \Delta \vec{u} \quad (3.3)$$

accompagnée de l'équation de continuité adimensionnée $\nabla \cdot \vec{u} = 0$, où l'on a défini comme échelles caractéristiques L_0 pour les distances, U_0 pour les vitesses, L_0/U_0 pour les temps et P_0 pour les pressions. Les minuscules servent à indiquer les grandeurs non dimensionnelles, et les opérateurs nabla et laplacien ont aussi été adimensionnés. Nous appliquons le principe de moindre dégénérescence à cette équation : $\frac{P_0}{\rho U_0^2} = \frac{\mu}{\rho U_0 L_0}$, d'où l'expression de l'échelle de pression $P_0 = \frac{\mu U}{L}$.

Finalement, nous obtenons :

$$Re \left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} \right) = \nabla p + \Delta \vec{u} \quad (3.4)$$

où $Re = \frac{\rho U_0 L_0}{\mu}$ est le nombre de Reynolds, décrivant l'importance des effets dynamiques par rapport aux effets visqueux. Habituellement l'échelle de longueur considérée en mécanique des fluides est la largeur de la conduite ou de l'obstacle dans l'écoulement. Cependant, les faibles dimensions utilisées en microfluidique créent un "écrasement de l'écoulement", le rendant plus laminaire. Pour rendre compte de cet effet, nous prenons comme longueur caractéristique $L_0 = \frac{G^2}{l}$, assez classique en microfluidique ([25], chapitre 3). Cela donne $Re = \frac{1}{1000}$ avec les paramètres choisis au chapitre suivant, donc les effets visqueux sont très largement dominants. Ces constats nous mènent à l'équation de Stokes (redimensionnée), toujours associée à

l'équation de continuité :

$$\mu \Delta \vec{U} = \nabla P \quad (3.5)$$

Les hypothèses formulées précédemment ont le grand avantage d'éliminer le terme non linéaire $(\vec{U} \cdot \nabla) \vec{U}$, et simplifient donc sensiblement le problème. Malheureusement, cette simplification ne va pas sans contrepartie, puisque l'équation de Stokes n'a par exemple pas de solution pour l'écoulement autour d'un cylindre solide infiniment long (il faut alors utiliser les équations d'Oseen, [56]).

Notre dispositif expérimental comportant une dimension (G) sensiblement inférieure aux autres (l et W), nous pouvons de plus faire l'approximation des cellules de Hele-Shaw [46] :

$$\vec{U} = \nabla P \frac{z^2 - (G/2)^2}{2\mu} \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} = 0 \quad (3.7)$$

avec la condition $\nabla P \cdot \vec{n} = 0$ sur le plancher et le plafond.

L'écoulement est alors quasi-2D, et "lamininaire", i.e. découpable en feuilles qui glissent les unes sur les autres avec le même profil de vitesse, sauf qu'il est normalisé par une fonction parabolique suivant la dimension z . On peut alors étudier un problème 2D sur chacune de ces tranches ou plus simplement moyenner selon z les champs des différentes tranches pour travailler sur un seul plan. Si de plus dans une tranche il n'y a pas d'adhérence au niveau des parois, l'écoulement est irrotationnel et donc potentiel [46].

En réalité les parois adhèrent, rendant l'écoulement légèrement rotationnel. Pour appliquer le modèle potentiel, il faut donc vérifier que cette influence des parois est négligeable dans notre cas. Grâce à une formule et un raisonnement présentés à l'annexe A, on montre que l'adhérence des parois ne se fait sentir que sur une distance d'ordre G [95]. Or dans nos expériences le camouflage se situe à environ $W/2 = 16G$ des bords, nous permettant de négliger cet effet dans le champ de vitesses 2D.

Nous pouvons donc conclure qu'il existe un potentiel des vitesses et que l'écoulement peut être décrit par la théorie des potentiels complexes. Cela est relativement contre-intuitif car les écoulements potentiels sont traditionnellement rencontrés pour des nombres de Reynolds très grands, mais c'est un résultat habituel de la microfluidique de Hele-Shaw [46].

3.2.2 Potentiels considérés

Un écoulement potentiel est décrit par une fonction complexe, que l'on note Φ , ayant pour parties réelle et imaginaire ϕ et ψ . On note i l'unité imaginaire, et à tout point (x, y) du plan on associe le nombre complexe $z = x + iy$. Les équations décrivant l'écoulement étant linéaires, on peut superposer des solutions. Pour modéliser le corps de Rankine présenté à la figure 3.1A, on effectue donc la superposition d'un flux incident avec une injection et une aspiration :

$$\Phi(z) = \frac{Q}{WG}z + \frac{Q_{inj}}{2\pi G} \ln \left(z + \frac{d}{2} \right) - \frac{\alpha Q_{inj}}{2\pi G} \ln \left(z - \frac{d}{2} \right) \quad (3.8)$$

Où $\alpha = \frac{Q_{asp}}{Q_{inj}}$. Dans le cas où $\alpha = 1$, on obtient :

$$\Phi(z) = \frac{Q}{WG}z + \frac{Q_{inj}}{2\pi G} \ln \left(\frac{z + \frac{d}{2}}{z - \frac{d}{2}} \right) \quad (3.9)$$

On prend $\alpha = 1$ car l'équilibre entre injection et aspiration est une condition nécessaire au corps de Rankine. Dans le cas $\alpha > 1$, une partie du fluide confiné sera aspirée, ce qui perturbe le champ de vitesses en aval et empêche donc notre camouflage de fonctionner. À l'opposé, le cas $\alpha < 1$ est un cas sous-confiné où le corps de Rankine fuit en aval, ce qui rend également le camouflage caduc. Des exemples expérimentaux de surconfinement de sous-confinement sont donnés en annexe C.

La donnée la plus intéressante que l'on peut tirer de cette formule est l'équation décrivant la forme géométrique du contour du corps de Rankine, donnée par $\psi(x, y) = 0$ (ligne de niveau de ψ passant par les points d'arrêts représentés dans la figure 3.4). Sous certaines hypothèses, cette équation peut être celle d'une forme usuelle (cercle ou ellipse), comme expliqué ci-dessous.

Modèle circulaire

Il est possible de simplifier le modèle précédent en supposant que les ouvertures ponctuelles deviennent infiniment proches, i.e. quand d tend vers 0 (cas de la figure 2.3, gauche). Avec un développement limité des termes en logarithme, on trouve le potentiel simplifié suivant :

$$\Phi(z) = \frac{Q}{WG}z + \frac{Q_{inj}d}{2\pi Gz} \quad (3.10)$$

L'équation $\psi = 0$ s'écrit alors :

$$x^2 + y^2 = \frac{Q_{inj}dW}{2\pi Q} \quad (3.11)$$

On en déduit que dans ce cas le corps de Rankine est un disque centré en (0,0) et de rayon $R = \sqrt{\frac{Q_{inj}dW}{2\pi Q}}$.

Ce potentiel a été très largement utilisé en mécanique des fluides pour décrire l'écoulement autour d'un cylindre infini dans le cas d'un fluide parfait. Cependant, il ne peut que mal décrire notre camouflage, dont les ouvertures ne sont pas infiniment proches. En effet, le corps de Rankine étudié n'a pas la même extension verticale que horizontale, et ne peut donc pas être un cercle. Bien que cette approche permette l'obtention rapide d'un ordre de grandeur de la taille du camouflage, on revient à la formule 3.9 pour essayer une approche plus précise.

Modèle elliptique

Dans le cas où on ne néglige pas d , le contour du corps de Rankine vérifie :

$$x^2 + y^2 = \frac{yd}{\tan\left(\frac{2\pi Q}{WQ_{inj}}y\right)} + \frac{d^2}{4} \quad (3.12)$$

À l'inverse de l'équation 3.10, ceci n'est pas l'expression d'une forme usuelle. On peut soit opter pour une résolution numérique, soit simplifier le modèle. En effet, dans le cas où $\frac{2\pi Qy}{WQ_{inj}} \ll 1$, un développement limité donne :

$$x^2 + y^2 \left(1 + \frac{2\pi Qd}{WQ_{inj}}\right) + o(y^4) = \frac{WQ_{inj}d}{2\pi Q} + \frac{d^2}{4} \quad (3.13)$$

On reconnaît l'équation d'une ellipse centrée en l'origine, de demi grand axe : $\sqrt{\frac{WQ_{inj}d}{2\pi Q} + \frac{d^2}{4}}$,

et de demi petit axe $\sqrt{\frac{\frac{WQ_{inj}d}{2\pi Q} + \frac{d^2}{4}}{1 + \frac{2\pi Qd}{WQ_{inj}}}}$. L'excentricité est donnée par $e = \sqrt{1 - \frac{1}{1 + \frac{2\pi Qd}{WQ_{inj}}}}$.

Contrairement au modèle précédent, ici l'extension verticale (i.e. normale à l'écoulement incident) et horizontale (i.e. alignée avec l'écoulement incident) du corps de Rankine ne sont pas nécessairement de même longueur, ce qui correspond mieux aux simulations et expériences réalisées aux chapitres suivants. Malgré le fait qu'il soit satisfaisant pour l'extension horizontale, ce modèle estime mal la longueur verticale du corps. On doit alors opter pour une autre méthode.

Si l'on ne suppose pas une forme usuelle

Plutôt que de chercher à représenter le contour du corps de Rankine par une forme usuelle, on s'intéresse à deux grandeurs. Tout d'abord, la distance entre les deux points d'arrêts de l'écoulement (délimitation horizontale du confinement, voir figure 3.4), que l'on appellera "grand axe". Deuxièmement, par symétrie des lignes de courant selon les axes x et y on sait que l'extension verticale maximale est atteinte pour $x = 0$, donc on appellera "petit axe" la distance entre les points délimitant le confinement en $x = 0$.

La position des points d'arrêt est alors $(\pm \sqrt{\frac{Wd}{2\pi f} + \frac{d^2}{4}}, 0)$ (idem que pour le modèle elliptique), que l'on obtient en cherchant les complexes z tels que $\frac{d\Phi}{dz}(z) = 0$ (vitesse complexe nulle).

Le petit axe est trouvé en résolvant numériquement l'équation $\psi(0, y) = 0$ pour y :

$$y^2 = \frac{yd}{\tan\left(\frac{2\pi Qy}{WQ_{inj}}\right)} + \frac{d^2}{4} \quad (3.14)$$

Ce modèle donne une très bonne estimation des expériences (figure 5.6) pourvu que l'on puisse considérer que le confinement se fasse dans un milieu infini (i.e. avec des murs latéraux très loin du corps de Rankine). En réalité, le dispositif a une largeur W finie, il faut donc s'assurer que les effets des murs latéraux sont négligeables pour utiliser ce modèle. Le lecteur trouvera en annexe A une preuve que dans les cas étudiés ici, la présence des murs n'influence que de 1 à 2% les valeurs trouvées pour les petits et grands axes. Par conséquent, le modèle utilisé dans la suite de ce mémoire sera celui que je viens de présenter.

Vers un modèle adhérent

Idéalement, même si l'adhérence aux parois a été montrée négligeable pour le champ de vitesses, elle a de l'importance pour la carte de pression du système, et donc ultimement le camouflage en pression. J'ai donc exploré les possibilités de prendre en compte l'adhérence dans un modèle 2D. La méthode de superposition de singularités virtuelles présentée dans l'annexe A fonctionne aussi si l'on veut recréer une condition d'adhérence à la paroi, mais est beaucoup plus complexe. Contrairement aux cas de l'annexe A où les seules singularités à introduire étaient des symétriques du même type que la singularité réelle, ici il faudrait faire intervenir des singularités d'autres types et ordres.

J'ai essayé d'appliquer la méthode des images 3D utilisée par Blake [96], [97] et Chwang et Wu [98] pour les sources en 2D, mais mes calculs n'ont pas abouti. Il est possible qu'il n'y ait pas de solution dans notre cadre de dimension inférieure.

Même dans le cas où une solution serait trouvée, le travail pour aboutir à une solution risquerait d'être très laborieux, car on aurait uniquement résolu le cas à un mur. Une solution pour un stokeslet 3D positionné entre deux plaques a été proposée par N. Liron et S. Mochon [99], et elle est déjà difficilement manipulable.

Face à la complexité de ces problèmes, j'ai choisi de ne pas utiliser de modèles 2D mais de repasser à un modèle 1D plus simple. Il se base sur l'analogie entre électrostatique et fluides, avec une loi similaire à celle d'Ohm, et va me permettre d'estimer le camouflage en pression du système.

3.3 Chute de pression et camouflage

Maintenant que le champ de vitesses dans le système est bien décrit, on peut passer à l'étude de la pression. La chute de pression entre l'amont et l'aval du canal provient des effets visqueux du fluide, par conséquent tout ce qui augmente l'importance des frottements dans le système est susceptible d'augmenter cette chute de pression également, les deux étant reliées par l'intermédiaire d'une loi ressemblant fortement à la loi d'Ohm, qui sera expliquée ci-dessous.

Idéalement, la présence du camouflage ne devrait pas modifier la chute de pression dans le canal, cependant cela est impossible en pratique. En effet, même si l'obstacle dans l'écoulement connaît une condition de glissement, sa présence constraint le fluide à circuler plus proche des murs qui eux connaissent une condition d'adhérence. Cela crée une élévation de pression supplémentaire dans le canal quand le corps de Rankine est présent. Mon but ici est de quantifier cette influence, et de montrer que c'est un effet d'au moins second ordre qui tend à disparaître quand les murs latéraux s'éloignent du camouflage.

3.3.1 Perte de pression théorique dans un canal obstrué

Analogie entre électricité et fluides

Dans le cas d'écoulements de Stokes, une loi bien connue appelée "loi de Poiseuille" est la suivante [25] :

$$\Delta P = R_h Q \quad (3.15)$$

Où on note ΔP la chute de pression d'un bout à l'autre de la conduite, Q le débit volumique et R_h la résistance hydraulique de la conduite. Cette résistance est d'autant plus forte que

la conduite est mince et que la viscosité augmente. La loi 3.15 n'est pas sans rappeler la loi d'Ohm dans les circuits électriques ou thermiques, puisqu'elle relie une grandeur d'effort (la pression, la tension ou la température) à une grandeur de flux (le débit, l'intensité et le flux de chaleur) de manière linéaire par le biais d'une résistance. Cette analogie très connue en microfluidique ([25], chapitre 3) est largement utilisée pour des modèles 1D donnant la pression en fonction d'un débit imposé dans un système de géométrie connue et vice-versa. L'analogie est beaucoup plus générale que juste pour les résistances, puisque les condensateurs équivalent à l'élasticité des canaux et les bobines à une turbine ayant de l'inertie ([25]).

Ce genre de modèles unidimensionnels est très puissant car malgré sa simplicité, il permet de décrire la relation entre pression et débit partout dans le réseau. Dans le cas d'une conduite rectangulaire respectant les hypothèses de Hele-Shaw (i.e. rapport d'aspect élevé et bas Re), la résistance hydraulique s'exprime :

$$R_h = \frac{12\mu L}{G^3 W \left(1 - 0.63 \frac{G}{W}\right)} \quad (3.16)$$

Cette expression est une simplification d'une formule plus complexe [25], et est une très bonne approximation lorsque le rapport d'aspect est élevé. Par exemple, lorsque $W = 2G$, l'erreur introduite est de seulement 0.2% ([25], chapitre 2), et dans notre cas, $W = 32G$. Cette équation nous donne la valeur de la chute de pression quand le corps de Rankine n'est pas activé dans le système.

Résistance hydraulique lorsque le camouflage est actif

Les deux configurations étudiées sont représentées à la figure 3.2. Lorsque le corps de Rankine est activé, un obstacle en glissement est formé au milieu de cette même conduite. On suppose que l'obstacle est petit par rapport à la largeur du canal, c'est-à-dire que localement on peut négliger le changement de direction de la vitesse, et on procède comme si le canal était simplement rétréci en son milieu.

Cas où l'obstacle glisse

Dans un premier temps, on considère un obstacle qui glisse, comme le corps de Rankine (cas du haut dans la figure 3.2). Plutôt qu'elliptique, on suppose que le corps est circulaire de rayon R pour éviter les intégrales elliptiques, puisque l'on ne cherche pas à avoir une quantification très précise mais plutôt une loi d'échelle.

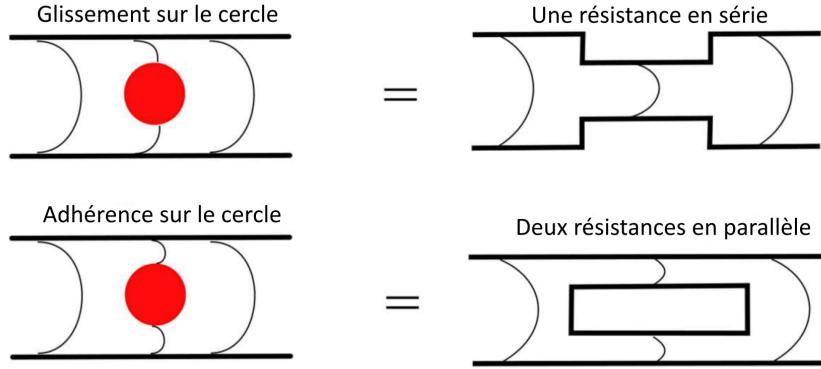


Figure 3.2 Les deux modèles considérés pour calculer la chute de pression générée par un obstacle R/W . En haut, cas où l'obstacle glisse (corps de Rankine). En bas, cas où l'obstacle est adhérent.

Après quelques calculs présentés en annexe A, la chute de pression supplémentaire générée par le corps de Rankine par rapport à un canal vide est :

$$\Delta p_{suppth} = \frac{12\mu\pi}{G^3} \left(\frac{R}{W - 0.63G} \right)^2 Q + o \left(\left(\frac{R}{W - 0.63G} \right)^2 \right) \quad (3.17)$$

Cas où l'obstacle adhère

Pour comparer, on s'intéresse maintenant au cas où non seulement les murs latéraux adhèrent, mais aussi l'obstacle (en bas sur la figure 3.2). En suivant la même méthodologie, on obtient une expression de Δp_{suppth} qui est exactement la même que ci-dessus, où l'on a remplacé $W - 0.63G$ par $W - 1.26G$. Par conséquent, la loi de puissance reliant la chute de pression au ratio de blocage $R/(W - 0.63G)$ n'est modifiée que dans ses coefficients, et l'ordre reste quadratique. Pour vérifier ces modèles j'ai effectué des simulations sur COMSOL, et les résultats sont présentés à la figure 3.3.

On constate grâce aux simulations que l'augmentation de la chute de pression en fonction du ratio de blocage est bien quadratique dans les deux cas, comme prédit par la théorie. Cela fonctionne même étonnamment bien pour des ratios de blocages assez élevés (jusqu'à 0.6). En accord avec les raisonnements qualitatifs, le cas où l'obstacle adhère génère plus de pression que l'obstacle glissant, mais relativement peu (15% pour un blocage de 0.87). Cela prouve que la majorité de l'élévation de pression provient des murs latéraux et non pas de la condition aux limites posée sur le corps de Rankine. Quelle que soit la condition aux limites sur l'obstacle, la perturbation de pression par rapport au cas sans obstacle est inférieure à

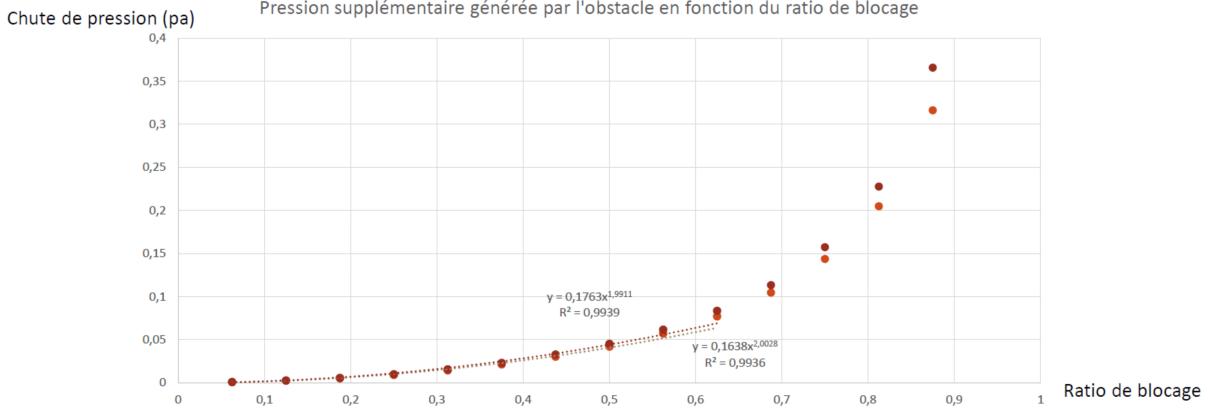


Figure 3.3 Chutes de pression supplémentaires générées par un obstacle en fonction du ratio de blocage. En rouge sombre, le cas où l'obstacle adhère et en orange le cas où il glisse (dans les deux cas, les murs latéraux adhèrent).

1% pour des ratios de blocage inférieurs à 0.15.

Ces résultats simples sont très intéressants : ils nous donnent une vision de comment le paradoxe de d'Alembert se manifeste dans un canal fini dont les murs adhèrent. Là où il n'y a aucune création de pression dans un milieu infini, il y en a une dans la conduite réelle, cependant elle se manifeste par des termes d'ordre supérieurs ou égaux à deux.

3.3.2 Bilan sur le camouflage théorique des grandeurs d'écoulement

Idéalement, pour dissimuler une zone d'un écoulement, mon camouflage devrait être indétectable en termes de vitesse et de pression en aval.

Pour ce qui est de la vitesse, on s'aperçoit que la vitesse en aval est inchangée par le corps de Rankine, car dans tous les modèles développés précédemment on a :

$$\Phi(z) \equiv_{|z| \rightarrow \infty} \frac{Q}{WG} z \quad (3.18)$$

Qui est caractéristique d'un champ de vitesses uniforme, en amont comme en aval. Par conséquent, le critère de camouflage en vitesse est théoriquement rempli.

Comme expliqué ci-dessus, le camouflage en pression ne peut pas être parfait car il y a des frottements au niveau des murs latéraux. Cependant notre configuration peut être vue comme celle étant "la moins perturbative possible" puisque l'on peut créer un cylindre fluide sur lequel il y a glissement, et que si l'obstacle était solide, la chute de pression serait plus élevée (FIG. 3.3). La relation quadratique entre R/W et la chute de pression permet de rendre la chute

de pression aussi faible que désirée en rétrécissant l'obstacle, et donc de passer en dessous de la précision désirée. Typiquement, pour R/W inférieur à 0.15, on ne génère que 1% de différence de pression. À défaut d'être parfait, le camouflage n'induit donc pas de différence significative de pression non plus.

3.3.3 Calcul du cisaillement dans la zone du camouflage

Dans le cadre où l'on souhaite utiliser le dispositif de camouflage microfluidique avec des surfaces sensibles et des éléments biologiques, il est important que les contraintes de cisaillement dans le système restent faibles. En effet, le comportement des cellules dépend de leur environnement, et cela inclut le cisaillement. Par exemple, les cellules souches ne se différencient pas de la même manière suivant les contraintes mécaniques auxquelles elles sont exposées [100]. Le cisaillement maximum tolérable est souvent considéré comme étant 1 Pa. Je me suis donc assuré par calcul théorique que cette limite n'était pas dépassée.

Comme mentionné dans [48], dans le cas particulier des écoulements de Hele-Shaw on a :

$$\tau(x, y) = \frac{6\mu}{G} u(x, y) \quad (3.19)$$

Où l'on a noté τ le cisaillement. Par conséquent, le maximum de cisaillement est trouvé là où la vitesse est maximale. Cependant, avec notre modèle d'écoulement potentiel à sources ponctuelles, la vitesse est infinie aux ouvertures placées en $(x, y) = (\pm \frac{d}{2}, 0)$, et théoriquement le cisaillement l'est aussi.

Il a déjà été remarqué en microfluidique multipolaire que dans le cas d'ouvertures finies, le cisaillement est en fait maximal en dessous des ouvertures, au niveau de leur bord [48]. Par symétrie du champ de vitesses autour de l'axe x dans notre cas, on sait de plus que le maximum de cisaillement est obtenu pour un point d'ordonnée nulle, ce qui nous donne les points $(\pm \frac{d \pm a}{2}, 0)$ comme candidats de cisaillement maximal. Au niveau de ces 4 points, la valeur de la vitesse est la même : $\frac{Q_{inj}}{2\pi Ga}$.

On en déduit que le cisaillement maximal dans le système est :

$$\tau_{max} = \frac{3\mu Q_{inj}}{\pi G^2 a} \quad (3.20)$$

Pour un dispositif expérimental typique, on obtient $\tau_{max} = 0.02$ Pa $\ll 1$ Pa. Dans le pire des cas, i.e. avec les débits les plus forts utilisés dans les expériences, la contrainte a atteint 0.2 Pa, ce qui est toujours en dessous de la limite. On conclut donc que le cisaillement dans le dispositif de camouflage microfluidique est bien compatible avec l'utilisation de micro-

organismes. En général, les systèmes microfluidiques ouverts ont des taux de cisaillements bien plus faibles que leurs équivalents à base de canaux. En effet, ces derniers imposent plus de contraintes à l'écoulement et son énergie qui, à débit égal, doit être dissipée dans un plus petit volume.

3.4 Modèles de convection-diffusion

Maintenant que la vitesse et la pression sont modélisées dans le camouflage, on s'intéresse au transport d'espèces ou de chaleur. Une simulation en coupe (FIG. 3.4) montre l'allure du corps de Rankine avec de la diffusion à l'interface.

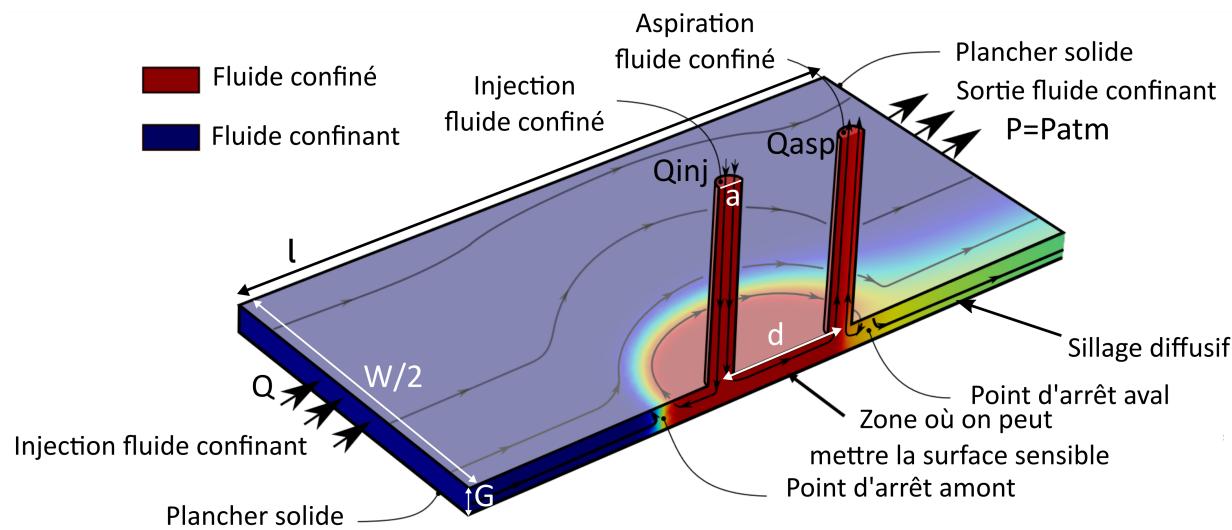


Figure 3.4 Simulation annotée d'une coupe du camouflage fluidique. On y voit le profil du gradient autour de la zone confinée ainsi que le sillage diffusif en aval.

Pour le décrire, on part de la très connue équation de convection-diffusion, qui s'écrit [101] :

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \nabla \cdot (D \nabla C) - \nabla \cdot (\vec{U} C) + R \quad (3.21)$$

Où l'on a noté C la concentration de l'espèce étudiée (qui pourrait aussi être la température dans une étude thermique), D la diffusivité de l'espèce, \vec{U} le champ de vitesses de l'écoulement et R la création ou destruction de matière/chaleur.

Remarque : À partir d'ici, on ne parlera plus que du transport d'espèce chimique pour alléger le langage du mémoire. On gardera en tête que tous les résultats qui vont être établis par la suite sont vrais pour la chaleur également.

Dans ce mémoire, on suppose que la diffusivité est un coefficient constant D (diffusion isotrope uniforme), et que le terme R est nul car il n'y a pas de réactions chimiques. De plus, nous supposons toujours un fluide incompressible. Enfin, nous considérons le régime permanent du système, et éliminons donc la dépendance temporelle des champs.

Cela produit l'équation simplifiée :

$$D\Delta C = \vec{U} \cdot \nabla C \quad (3.22)$$

Cette équation peut s'adimensionnaliser :

$$\Delta c = Pe \vec{u} \cdot \nabla c \quad (3.23)$$

Où les minuscules dénotent les grandeurs adimensionnées, où l'on a également adimensionné les opérateurs nabla et laplacien, et où on a noté Pe le nombre de Péclet défini comme $Pe = \frac{UL}{D}$. U est l'échelle de vitesse, L l'échelle de longueurs et D la diffusivité de l'espèce. Le nombre de Péclet a comme signification physique de comparer les temps caractéristiques des transports diffusifs et convectifs. Par conséquent, un haut nombre de Péclet décrit un régime fortement convectif, dans lequel peu de diffusion perpendiculaire aux lignes de courant se produit. À l'autre bout du spectre, quand le nombre de Péclet est faible, le régime est fortement diffusif et les particules se déplacent très facilement dans la direction normale aux lignes de courant.

On voit que l'équation de convection-diffusion est couplée à l'équation de Navier-Stokes par le biais de la vitesse \vec{U} . Dans notre cas, la résolution du champ de vitesses est déjà connue puisque nous avons précédemment opté pour un modèle potentiel. Plusieurs méthodes sont envisageables pour résoudre cette équation de convection-diffusion couplée à un écoulement potentiel. Ici, nous nous intéresserons exclusivement à une méthode utilisant les transformations conformes.

3.4.1 Solution considérée de la convection-diffusion en microfluidique multipolaire

La démonstration et l'obtention d'une solution de l'équation 3.23 dans le cadre d'un écoulement potentiel et prenant en compte la diffusion est un projet à part entière qui dépasse ce mémoire. Je me contenterai de reprendre la solution proposée et utilisée par Étienne Boulais dans deux récents articles [102], [103]. Elle se base sur l'invariance par transformation conforme de l'équation de convection-diffusion pour passer en coordonnées de courant,

qui découpent la convection de la diffusion. L'idée fut initialement proposée dès 1902 par Boussinesq [104], et fut ensuite utilisée avec succès pour décrire différents phénomènes tels que la solidification/liquéfaction dans un écoulement potentiel [105], ou des phénomènes de croissance fractale [106].

É. Boulais a montré que ce camouflage microfluidique est conformément équivalent à deux demi-plans (typiquement, $y > 0$ et $y < 0$), dont un contient une espèce chimique, qui sont initialement isolés sur un segment $x \in]-\infty, a[$, puis en contact sur un segment $x \in [a, b]$ où des échanges se font, puis à nouveau séparés sur $x \in]b, +\infty[$ ($a, b \in \mathbb{R}$). La solution d'un tel problème est connue au voisinage du premier point de contact $x = a$ (i.e. suffisamment loin en amont du deuxième segment de séparation), pour des nombres de Péclet soit très grands soit très petits devant 1 [103]. Pour passer au camouflage, on applique des transformations de types Joukowsky et Schwarz-Cristoffel à ces demi-plans.

La solution prend la forme suivante :

$$c(\phi, \psi) = \begin{cases} 0.5 \left(1 - \operatorname{erf} \left(\operatorname{Im} \sqrt{Pe} (\bar{\Phi}) \right) \right) & \psi < 0 \\ 0.5 \left(1 + \operatorname{erf} \left(\operatorname{Im} \sqrt{Pe} (\bar{\Phi}) \right) \right) & \psi \geq 0 \end{cases} \quad (3.24)$$

Où c désigne toujours la concentration adimensionnée, ϕ et ψ les fonctions associées respectivement aux parties réelles et imaginaires du potentiel complexe dimensionnel (qui dépendent de la coordonnée complexe z), erf la fonction erreur, et $\bar{\Phi}$ le potentiel complexe adimensionné.

Puisque la solution est valide seulement loin du deuxième segment de séparation, le modèle ci-dessus est faux du côté aval du camouflage (Étienne Boulais, non publié). Par conséquent, il ne donne aucune information sur le camouflage en concentration ou en température dans cette zone. Pour étudier la capacité à camoufler chimiquement en aval, on se référera aux simulations et expériences des chapitres suivants.

Une autre remarque importante est que la configuration à demi-plans séparés équivalente au camouflage est elle-même conformément équivalente au filtre en H introduit en figure 2.1CDE (Étienne Boulais, non publié). Par conséquent, on s'attend à ce que le camouflage partage certaines propriétés du filtre en H, dont bien évidemment celle de pouvoir filtrer des espèces chimiques. Au meilleur de notre connaissance, cela ferait de ce camouflage le premier filtre en microfluidique ouverte.

Pour utiliser la formule (3.24), j'ai rendu le potentiel (3.9) adimensionnel. Pour ce faire, j'ai posé comme références $z = \frac{d}{2}\bar{z}$ et $\Phi = \frac{Q_{inj}}{2\pi G}\bar{\Phi}$, où les barres désignent les grandeurs adimensionnées. On obtient :

$$\bar{\Phi} = \beta \bar{z} + \ln \left(\frac{\bar{z} + 1}{\bar{z} - 1} \right) \quad (3.25)$$

Où l'on a posé $\beta = \frac{\pi d Q}{W Q_{inj}}$. Cette formule pourra être utilisée pour calculer la carte de concentration théorique dans la partie amont du système par la suite. Cet adimensionnement permet également d'obtenir comme nombre de Péclet :

$$Pe = \frac{Q_{inj}}{2\pi G D} \quad (3.26)$$

Ce nombre de Péclet global pourra être utilisé pour des calculs théoriques, cependant on lui préférera parfois un nombre de Péclet local \bar{Pe} pour calibrer des expériences, comme expliqué ci-dessous.

3.4.2 Obtention d'un nombre de Péclet local

Comme constaté dans l'équation 3.23, le nombre de Péclet apparaît naturellement lorsque l'on adimensionne les termes de convection et de diffusion. Ce nombre est essentiel puisqu'à conditions aux limites similaires, il est le seul paramètre modifiant la solution. Cependant, le nombre de Péclet "général" du système (i.e. adimensionné avec des grandeurs globales) peut être moins représentatif du système qu'un nombre local. Notamment, le nombre local est directement lié à la longueur du gradient en un point. Ce nombre de Péclet local est obtenu en faisant une expansion en séries de Taylor 2D du profil de vitesse autour d'un point d'intérêt, puis en rendant adimensionnelle l'équation d'advection-diffusion en réinjectant ce profil linéarisé. La longueur du gradient autour du point de stagnation amont est particulièrement intéressante car elle donne également un ordre d'idée de toutes les autres longueurs diffusives du système. De plus, un nombre de Péclet local permet de faire des comparaisons de configurations "à même diffusion" ou à "longueur de gradient égales", ce qui est plus efficace pour démontrer l'indépendance du contrôle des aspects mécaniques avec ceux liés au transport que le nombre de Péclet global. En se basant sur une méthode similaire à [48], j'ai obtenu le nombre de Péclet local au niveau du point de stagnation amont pour le potentiel 3.9 :

$$\bar{Pe} = \left(\frac{d}{W} \right)^2 \frac{\pi Q^2}{2 G D Q_{inj}} \sqrt{1 + \frac{2}{\pi \frac{Q d}{Q_{inj} W}}} \quad (3.27)$$

On s'aperçoit qu'un autre avantage de ce nombre local est qu'il prend en compte la taille et la forme du confinement par l'intermédiaire de la position des points de stagnation, ce qui n'était pas le cas d'un nombre global prenant d comme échelle de longueur. Les différents

nombres de Péclet désormais présentés, passons à un autre nombre adimensionné qui va nous intéresser pour l'étude du camouflage : le nombre de Sherwood.

3.4.3 Nombre de Sherwood

Le nombre de Sherwood est le nom donné au nombre de Nusselt dans le cas d'un transport de matière au lieu d'un transport de chaleur. Il s'exprime :

$$Sh = \frac{hL}{D} \quad (3.28)$$

Où on a noté h le coefficient de transfert (homogène à une vitesse), L la longueur caractéristique et D la diffusivité de l'espèce. Bien que lui ressemblant, le nombre de Sherwood est légèrement différent du nombre de Péclet : là où Pe compare les temps convectifs et diffusifs, ce qui traduit quel transport est le plus rapide, le nombre de Sherwood compare le transport total effectué par rapport à la part assurée par diffusion. Par exemple, $Pe = 5$ indique que l'échelle de temps convective est 5 fois plus rapide que celle de la diffusion, alors que $Sh = 5$ signifie que 80% du transfert est assuré par convection et 20% par diffusion.

Le nombre de Péclet est plus facile d'accès que le nombre de Sherwood, car souvent h n'est pas connu. Pour pouvoir prédire le nombre de Sherwood d'un système, on utilise des modèles empiriques ou simulés pour exprimer Sh comme une fonction du nombre de Reynolds et du nombre de Schmidt (défini comme $Sc = \frac{\nu}{D}$, et qui compare les effets visqueux aux effets diffusifs). Par exemple, pour décrire l'évaporation d'un film liquide au contact d'un courant d'air laminaire, le nombre de Sherwood peut s'exprimer comme $Sh = 0.664Re^{\frac{1}{2}}Sc^{\frac{1}{3}}$ [107]. La relation entre Sh et (Pe, Sc) est intéressante car elle donne des informations supplémentaires sur les échanges à l'interface, comme les phases en contact et si l'interface glisse ou adhère par exemple.

Il est important de savoir que la plupart du temps, lorsque le transfert se fait entre deux phases identiques glissant l'une sur l'autre, il n'y a pas de dépendance en fonction de la viscosité, puisqu'il n'y a pas de frottements. Cela se traduit nécessairement par un exposant identique sur les nombres Re et Sc dans la loi, or $ReSc = Pe$. Par conséquent dans cette situation, le nombre de Sherwood dépend exclusivement du nombre de Péclet. Cette propriété est bien connue [101], [107], et je chercherai donc dans ce mémoire des lois de la forme $Sh = aPe^b$ (a et b réels) pour estimer Sh dans le système.

CHAPITRE 4 DIMENSIONNEMENT ET FABRICATION

Dans ce chapitre, j'ai réalisé des simulations numériques pour observer qualitativement l'influence des différents paramètres exhibés par la théorie sur l'allure du camouflage. J'ai pu identifier quels paramètres n'avaient qu'une influence légère sur la forme du confinement, et quels paramètres étaient critiques pour la réalisation d'un camouflage. Ces simulations m'ont également permis de trouver un critère pour la dissimulation chimique en aval, ce qui n'avait pas été possible avec le modèle analytique 3.24. J'ai ensuite pris ces résultats en compte, et en considérant les moyens de fabrication mis à ma disposition, effectué des choix de dimensionnement. Finalement, j'ai fabriqué des dispositifs de camouflage fluidique par impression 3D, et après plusieurs itérations je suis arrivé à une version fiable donnant des résultats reproductibles.

4.1 Simulations pour dimensionnement

La théorie développée dans le chapitre précédent ne pose qu'une condition de hiérarchie entre les grandeurs, sans en fixer les valeurs. Typiquement, pour respecter les hypothèses de Hele-Shaw, il faut $G \ll l$ et $G \ll W$. Pour que l'influence des murs latéraux soit négligeable il faut $d \ll W$. Pour que la ponctualité des ouvertures soit vérifiée, il faut $a \ll d$. À l'aide des résultats théoriques précédemment établis, j'ai identifié 5 paramètres présentés dans le tableau 4.1, que j'ai fait varier indépendamment dans les simulations.

Tableau 4.1 Tableau des paramètres variant dans la simulation, avec indication de leur modulabilité.

Nom	Signification	Modulable
G	Épaisseur cellule de Hele-Shaw	Non
a	Diamètre des ouvertures	Non
$\frac{d}{W}$	Ratio distance ouvertures/largeur cellule	Non
$\frac{Q}{Q_{inj}}$	Ratio des débits incidents/injecté	Oui
$Pe = \frac{Q_{inj}}{2\pi GD}$	Nombre de Péclet global	Oui, car fonction de Q_{inj} et D

4.1.1 Méthode de simulation

Les dispositifs de microfluidique ouverte sont connus pour être difficiles à modéliser précisément avec des simulations numériques 3D à cause de leur caractère fortement multiéchelle. Cela est dû à la géométrie du système, tant par les conditions $G \ll l, W$ et $a \ll d$ que par

la présence d'angles droits, mais aussi à la physique, puisque l'échelle de diffusion est beaucoup plus petite que celle de l'écoulement. Si l'on maille tout le domaine avec le pas le plus fin requis, les ressources demandées pour les calculs dépassent la RAM de mon ordinateur (8 Go). Heureusement, un tel maillage n'est pas requis pour ces simulations que je souhaitais seulement qualitatives.

Une autre solution pour gagner en précision et obtenir des résultats quantitatifs serait de passer sur une simulation 2D, ce qui est possible et d'ailleurs sera fait pour étudier l'influence du nombre de Péclet ou des données précises sur la taille du camouflage au chapitre suivant. Pour le reste, je garderai un modèle 3D malgré son manque de précision pour deux raisons. La première est que je voulais comprendre l'influence de G sur la perte du critère de Hele-Shaw. La deuxième était que je souhaitais étudier l'influence d'ouvertures "réelles" (arrivant sur le plafond), ce qui est impossible en 2D.

Les simulations ont été réalisées sur COMSOL Multiphysics v5.4, en important les bibliothèques d'écoulement laminaire (spf) et de convection-diffusion (tds). Les conditions aux limites imposées sont présentées à l'annexe B. Le maillage utilisé était un maillage automatique de COMSOL de taille "normale" au regard des équations de la mécanique des fluides. Les équations d'écoulement laminaire ont été couplées avec l'équation de convection-diffusion, toutes stationnaires. J'ai défini un jeu de paramètres de base qui est trouvable dans l'annexe B. Dans chacune des sous-sections ci-dessous j'ai fait varier seulement un paramètre à la fois à partir de ce jeu de base.

Remarque : Dans les études futures, il serait possible de procéder en deux temps pour réduire les coûts des calculs. On résoudrait d'abord l'équation de Stokes puis interpolerait l'écoulement obtenu sur un maillage assez fin pour y résoudre l'équation de convection-diffusion. Cela permettrait de contourner le couplage actuel, mais demanderait un peu de travail sur COMSOL.

4.1.2 Influence de l'écart entre les plaques - G

L'écart G entre les plaques est le paramètre le plus essentiel du dispositif. Si $G \ll l, W$ n'est pas respecté, on perd le caractère quasi-2D, et quand G devient plus grand que 1 mm (par exemple 4.1), du fluide environnant (en noir) peut même passer sous le confinement. Cela invalide non seulement nos modèles 2D développés précédemment, ne garantissant plus une bonne prédiction du confinement, mais en plus bloque les applications envisagées. En effet, la surface du biocapteur à camoufler ne devrait pas se situer sur la paroi du côté des ouvertures, mais sur la paroi basse qui est en face. La raison est simple : si elle se situe sur le plafond, il faut qu'elle soit percée et alignée avec les ouvertures, ce qui est inutilement compliqué.

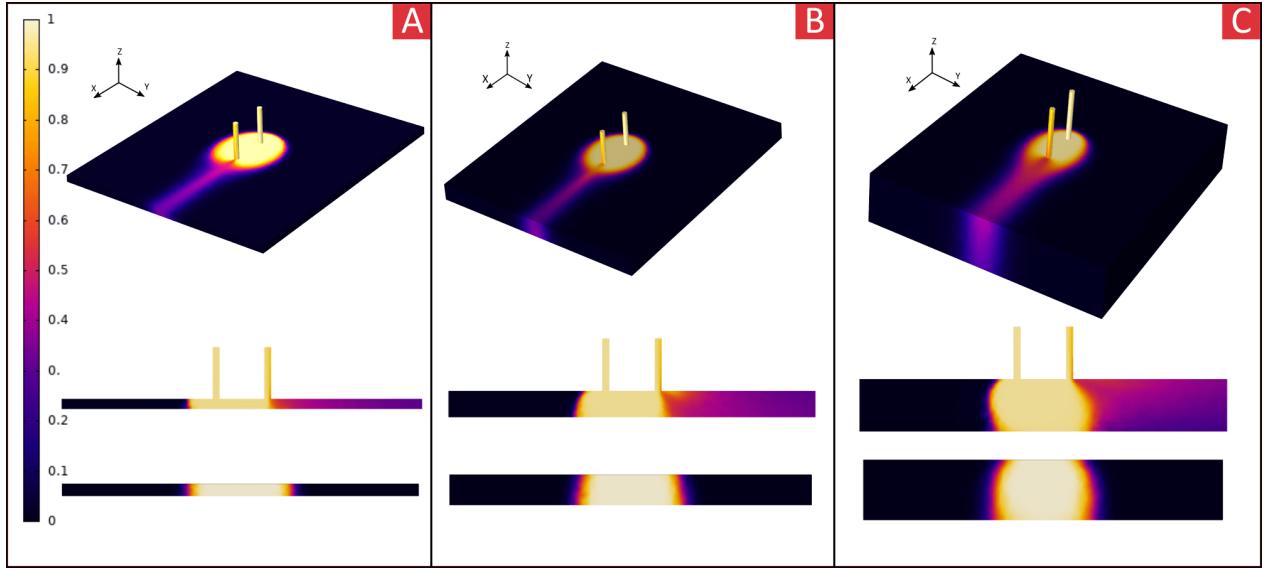


Figure 4.1 Visualisation de l'influence de G par cartes de concentration simulées. (A) Cas où $G = 200\mu m$. De haut en bas : vue en perspective de la simulation 3D, coupe du confinement en son centre selon l'axe x , coupe du confinement en son centre selon l'axe y . La barre à gauche est la légende de couleur pour les cadrans A, B et C. (B) Cas $G = 500\mu m$. (C) Cas $G = 1mm$.

De plus, dans les cellules de Hele-Shaw la longueur caractéristique du nombre de Reynolds est $\frac{G^2}{l}$, et donc le caractère laminaire de l'écoulement dépend fortement de cette dimension G . Or plus l'écoulement est laminaire, plus le camouflage est prévisible et contrôlable.

Sur la figure 4.1 on observe que lorsque $G = 200\mu m$ avec nos paramètres expérimentaux, l'écoulement est bien quasi-2D. À $G = 500\mu m$ (panneau B), l'écoulement présente une légère variation selon la direction z : le confinement est plus évasé proche du plancher. Cette variation reste assez faible et ne compromet pas l'obtention d'un camouflage efficace, contrairement à la situation du panneau C.

4.1.3 Influence de la taille des ouvertures - a

Grâce aux simulations présentées à la figure 4.2, j'ai pu constater que la taille des ouvertures n'est pas un paramètre critique pour l'obtention d'un camouflage. Cependant, des ouvertures très larges (quand $a \rightarrow d$) modifient la forme du confinement dans le plan. D'un point de vue physique, la résistance hydraulique au-dessus des ouvertures est plus faible qu'ailleurs dans le système, ce qui réduit la distance du chemin le plus court que le fluide a à parcourir (ligne droite entre les deux ouvertures). Cela a notamment pour conséquence de réduire la taille de la zone de recirculation, comme remarqué dans [48].

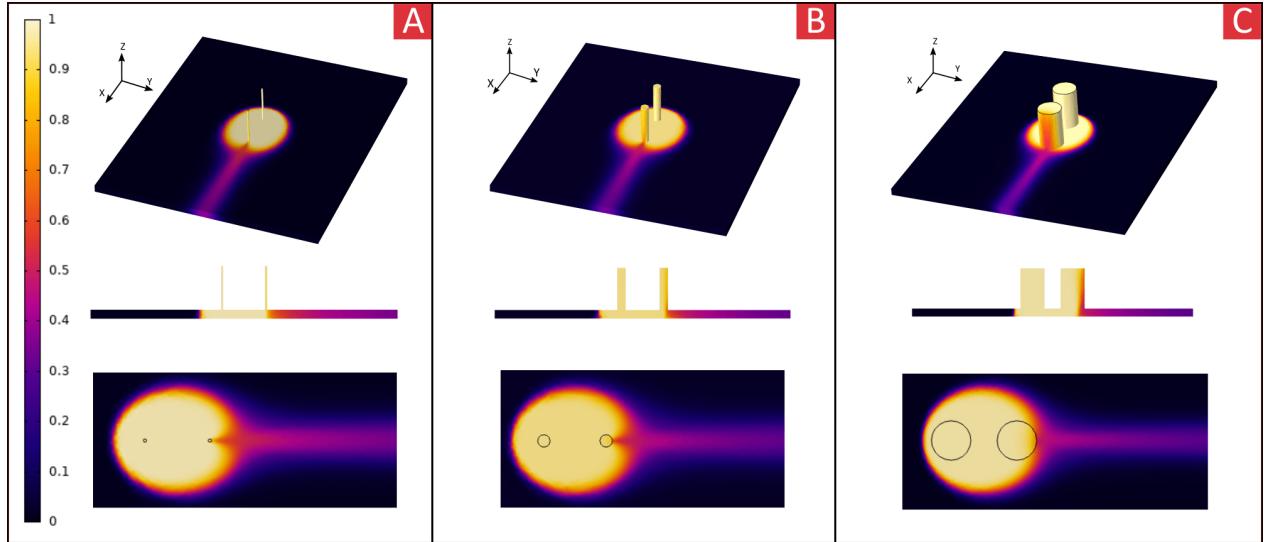


Figure 4.2 Visualisation de l'influence de a par cartes de concentration simulées. (A) Cas où $a = 50\mu\text{m}$. De haut en bas : vue en perspective de la simulation 3D, coupe du confinement en son centre selon l'axe x , vue du dessus du confinement. Les cercles noirs correspondent aux ouvertures. La barre à gauche est la légende de couleur pour les cadrans A, B et C. (B) Cas $a = 200\mu\text{m}$. (C) Cas $a = 600\mu\text{m}$.

Pour rester le plus proche possible des modèles théoriques, il est préférable d'avoir des ouvertures de taille négligeable par rapport à d . Cela est particulièrement vrai lorsqu'on effectue des expériences comme à la figure 4.4C, où le camouflage est "pincé" et où l'influence des ouvertures commence à se faire sentir. Même en essayant de pincer le confinement autant que possible, on comprend qu'on ne pourra jamais le rendre plus petit verticalement que a , et horizontalement que $d + a$. Par conséquent, quand a n'est plus négligeable devant d on observera une augmentation de la taille minimale du camouflage lorsque $Q/Q_{\text{inj}} \rightarrow \infty$ par rapport au cas où les ouvertures seraient ponctuelles.

4.1.4 Influence du ratio entre la distance inter-ouvertures et la largeur de la chambre - d/W

Une grande distance inter-ouvertures produit une forme très oblongue, comme on le voit à la figure 4.3C. À l'inverse du spectre, on retrouve le résultat stipulant que l'obstacle tend à devenir circulaire lorsque les ouvertures se rapprochent (figure 4.3A).

On déduit que d/W est un paramètre intéressant pour moduler la forme du confinement. Cependant il reste moins efficace que la modulation du ratio des débits présentée ci-dessous. La raison est simple : d/W est inscrit "en dur" dans le système, et ne peut donc pas être

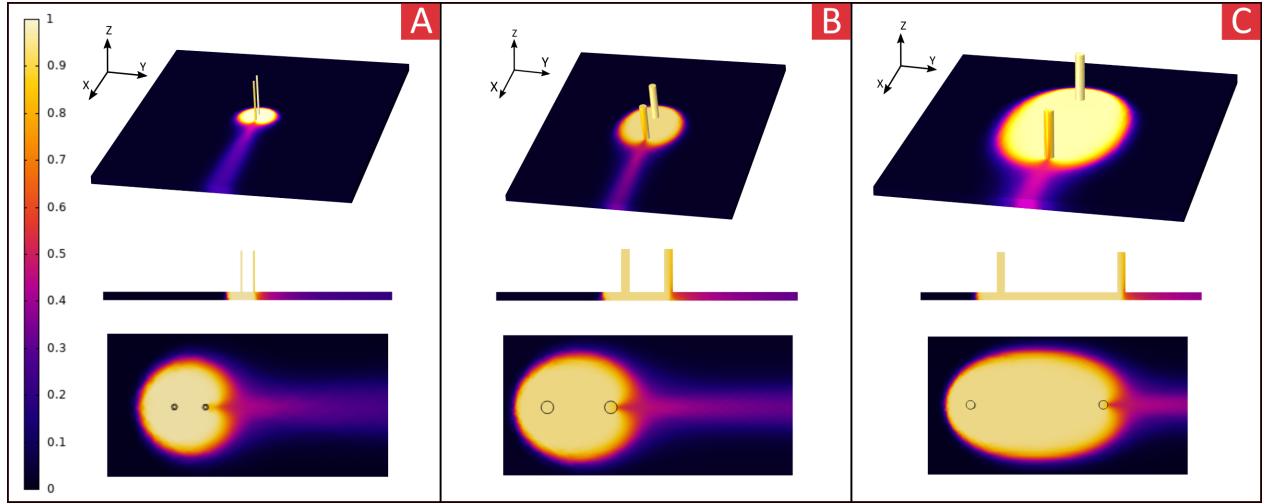


Figure 4.3 Visualisation de l'influence du ratio $\frac{d}{W}$ par cartes de concentration simulées. (A) Cas où $\frac{d}{W} = 0.05$. De haut en bas : vue en perspective de la simulation 3D, coupe du confinement en son centre selon l'axe x , vue du dessus du confinement. Les cercles noirs correspondent aux ouvertures. La barre à gauche est la légende de couleur pour les cadrans A, B et C. (B) Cas $\frac{d}{W} = 0.16$. (C) Cas $\frac{d}{W} = 0.5$.

modifié une fois le dispositif fabriqué, contrairement à $\frac{Q}{Q_{inj}}$.

4.1.5 Influence du ratio des débits - Q/Q_{inj}

Comme présenté à la figure 4.4, le paramètre Q/Q_{inj} permet de moduler facilement la taille de la surface confinée sur une grande plage. Lorsque ce ratio augmente, le débit incident devient plus important que le débit à l'intérieur du confinement et par conséquent cela "pince" le camouflage autour de ses ouvertures (FIG. 5.5A). À l'inverse, si Q/Q_{inj} diminue, le débit intérieur au confinement devient plus fort que le débit incident et donc le confinement s'élargit (FIG. 5.5C).

La modulation de ce paramètre permet de contrôler simplement et avec précision la taille du confinement, et sera donc étudié en profondeur sur le plan expérimental dans la suite de ce mémoire.

4.1.6 Influence du nombre de Péclet - Pe

Ici, je me suis intéressé à l'influence du paramètre relatif au transport qui régule le profil de concentration autour de l'interface : le nombre de Péclet. À noter que j'ai considéré le nombre de Péclet global (3.26), et que les résultats qualitatifs présentés ci-dessous n'auraient pas changé avec le nombre local.

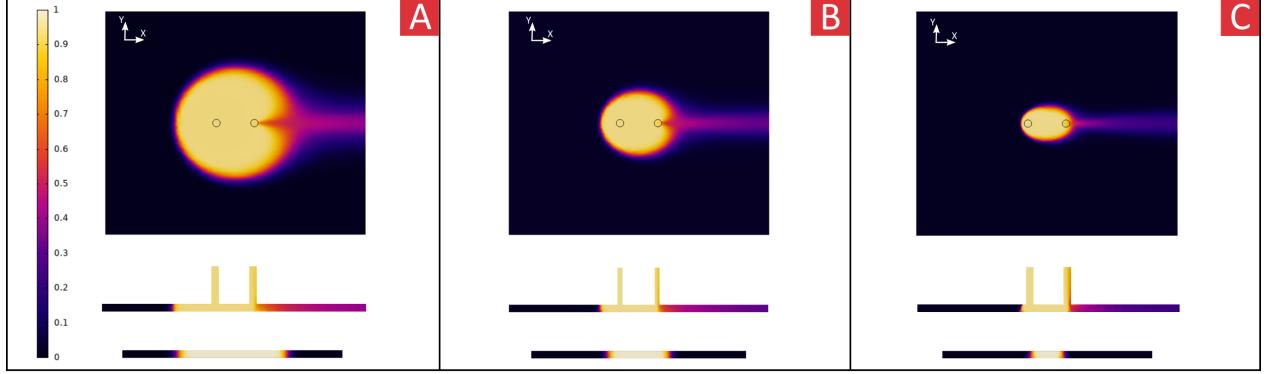


Figure 4.4 Visualisation de l'influence de Q/Q_{inj} par cartes de concentration simulées. (A) Cas où $Q/Q_{inj} = 0.3$. De haut en bas : vue en perspective de la simulation 3D, coupe du confinement en son centre selon l'axe x , coupe du confinement en son centre selon l'axe y . Les cercles noirs correspondent aux ouvertures. La barre à gauche est la légende de couleur pour les cadrans A, B et C. (B) Cas $Q/Q_{inj} = 1$. (C) Cas $Q/Q_{inj} = 3$.

Pour visualiser l'influence de ce paramètre il faut un maillage très fin, qui ne m'a pas permis de rester en simulation 3D. J'ai donc adapté un modèle numérique 2D de type Hele-Shaw pour mener à bien les simulations. Le passage du modèle 3D à 2D est expliqué à l'annexe B. Cependant, le modèle Hele-Shaw 2D a pour principal inconvénient de créer des ouvertures de résistance hydraulique infinie, changeant un peu la forme du confinement dans certains cas. Une méthode pour limiter cet effet peut être de réduire la taille des ouvertures pour les rendre quasi-ponctuelles, mais cela renforce le caractère multiéchelles du problème, augmentant le temps de calcul. J'ai donc choisi de garder le même diamètre d'ouvertures qu'en 3D.

Suite à ces considérations, j'ai obtenu les résultats de la figure 4.5. L'écoulement est exactement le même dans tous les panneaux, seule la diffusivité D de l'espèce présente change, modifiant le nombre de Péclet en vertu de l'équation 3.26. Plus le nombre de Péclet est faible (comme dans le panneau A), plus le gradient de concentration à l'interface du confinement est long. La queue diffusive est aussi d'autant plus large que le nombre de Péclet est faible.

Cela nous donne le critère de camouflage chimique que le modèle analytique n'avait pas pu nous fournir. Bien que le camouflage chimique ne soit pas parfait, on peut rendre la queue diffusive en aval arbitrairement mince en augmentant le nombre de Péclet (ce qui se traduit en pratique par augmenter Q_{inj}). Cela permet de faire passer les fuites chimiques ou thermiques en dessous de la précision désirée (par exemple comme dans le panneau FIG. 4.5C).

À titre de remarque, le camouflage optique proposé par U. Leonhardt [13] possédait un problème analogue. En effet, son camouflage contenait une petite imperfection : une mince bande de lumière s'en échappait, cependant elle pouvait être rendue infiniment mince également, la

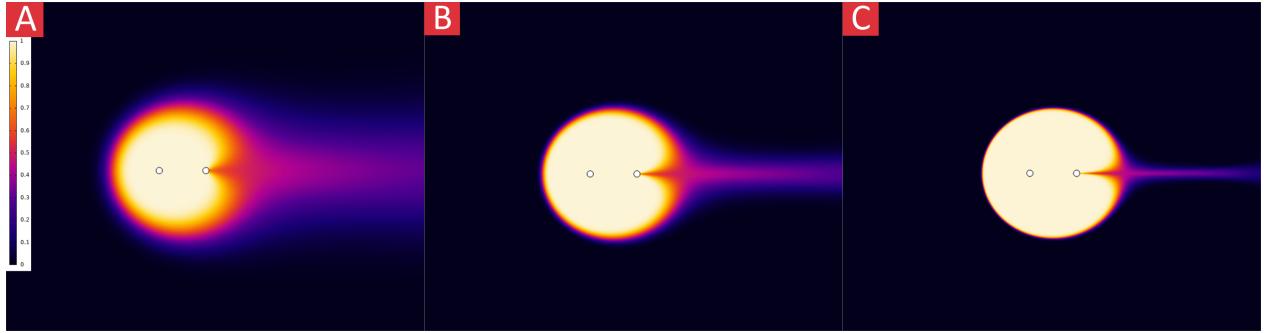


Figure 4.5 Visualisation de l'influence du nombre de Péclet par cartes de concentration simulées en 2D. (A) Cas où $Pe = 65$. Les disques blancs correspondent aux ouvertures. La barre à gauche est la légende de couleur pour les cadrans A, B et C. (B) Cas $Pe = 655$. (C) Cas $Pe = 6556$.

faisant passer en dessous de la précision de l'optique géométrique, pour qu'elle ne soit plus observable.

4.1.7 Bilan des simulations

Tableau 4.2 Tableau récapitulatif des simulations qualitatives

Nom	Effet quand augmente	Critique	Valeur idéale
G	Le camouflage n'est plus quasi-2D	Oui	Aussi faible que possible
a	Rapetisse le camouflage	Non	$\ll d$
$\frac{d}{W}$	Ratio distance ouvertures/largeur cellule	Non	$\ll 1$
Q_{inj}	Pince le camouflage	Non	Quelconque
Pe	Rapetisse les gradients et le sillage	Oui	$+\infty$

4.2 Choix de la méthode de fabrication

Après ces simulations, le dernier critère à prendre en compte pour terminer le dimensionnement du système est la précision de la méthode de fabrication utilisée. Il m'était possible de choisir entre la machine-outil à commande numérique (CNC), le PDMS et l'impression 3D. Dès les premiers designs, j'avais besoin de réaliser des cavités intérieures dans les dispositifs, ce qui était impossible à la CNC, même dotée de 4 axes. Le PDMS aurait théoriquement permis la fabrication de ces cavités, mais il aurait été quasi-impossible de les démouler sans les abîmer. J'ai donc retenu l'impression 3D par stéréolithographie : plus simple et plus flexible, et permettant la fabrication de ces canaux intérieurs.

En outre, je souhaitais m'inscrire dans la tendance d'une microfluidique se voulant plus accessible en se passant des procédés de microfabrication complexes traditionnels (tels que le *Deep Reactive Ion Etching*). Par exemple, certains laboratoires (dont le mien) souhaitent toucher un public plus large avec la microfluidique en simplifiant la fabrication. Par exemple, il a été montré que des MFP parfaitement fonctionnelles pouvaient être imprimées en 3D [108], et que des puces à canaux simples pouvaient se faire chez soi avec du plastique *ShrinkyDink*, un couteau et un four [109], ou encore en utilisant du papier [110]. Cela a renforcé mon choix de l'impression 3D, qui est une technologie peu chère et se démocratisant rapidement.

Plusieurs résines d'impression étaient à ma disposition, les 2 plus adaptées étant la GR1 claire et la GR1 noire pour leur capacité à générer des formes avec une bonne précision (éléments jusqu'à $100 \mu\text{m}$ bien imprimés). J'ai favorisé l'usage de la GR1 noire car un arrière-plan noir opaque donnait de bien meilleures images par fluorescence que les arrières-plans translucides.

4.3 Prise en compte des contraintes de design et choix des grandeurs

Les deux conditions $G \ll l, W$ et $d \ll W$ sont assez faciles à observer, cependant $a \ll d$ ne peut pas être respectée aussi facilement. En effet, on pourrait être tenté de rendre d le plus petit possible pour tendre vers le cas plus simple de l'obstacle circulaire, et limiter l'influence des murs latéraux. Cependant, réduire d demande aussi de réduire a d'autant, et nous nous retrouvons bloqués par la résolution minimale de la méthode de fabrication. Dans les faits, nous garderons toujours $a < d$, mais l'écart entre les deux sera de moins qu'un ordre de grandeur. Comme montré par les simulations, ce compromis n'est pas grave car le paramètre a n'est pas critique. Il suffira de faire quelques ajustements du modèle théorique pour rendre compte de l'influence des ouvertures.

Les ouvertures sont les plus petits éléments que nous avons besoin d'imprimer. On égalise donc leur diamètre avec la résolution minimale de l'imprimante 3D : $135 \mu\text{m}$ (les pixels de l'imprimante font $27 \mu\text{m}$, et pour que l'élément soit bien imprimé il doit au moins être large de quelques pixels). Selon les designs présentés plus bas, les ouvertures auront un diamètre allant de $135 \mu\text{m}$ (5 pixels de $27 \mu\text{m}$), à $250 \mu\text{m}$ (une dizaine de pixels).

La distance inter-ouverture d est fixée en conséquence. Pour des ouvertures de $250 \mu\text{m}$ nous ne pouvons pas prendre $d = 500 \mu\text{m}$ car l'influence des ouvertures est alors trop considérable. Dans les dispositifs ci-dessous, d sera toujours supérieur ou égal à 1mm pour limiter l'influence des ouvertures. Je n'ai jamais pris d supérieur à 2mm non plus, car je souhaitais que mon camouflage reste aussi petit que possible pour respecter l'esprit général de la microfluidique. Une autre raison de garder d autour du mm est que plus le dispositif est petit, plus il sera

parallélisable facilement, ce qui conviendra mieux à l'application envisagée des biocapteurs multiplexés, qui demande de la compacité.

Le choix de W se fait en conséquence du choix de d . À l'exception d'un seul dispositif présenté en annexe C à titre de curiosité (figure C.2), j'ai toujours pris $W >> d$ pour limiter l'influence des murs et respecter l'idée d'une géométrie de microfluidique "ouverte". Dans les dispositifs présentés plus bas, W sera toujours compris entre 1.6cm et 2cm pour être grand par rapport à d mais toujours suffisamment petit pour ne pas être plus large que la lame de verre que l'on collera dessus, et donc avoir un système étanche.

Remarque : Une critique tentante de ce dispositif serait de dire qu'il ne respecte pas les critères de la microfluidique ouverte puisque le confinement se produit dans une chambre fermée de largeur W . J'aimerais clarifier ici que le "degré d'ouverture" d'un dispositif microfluidique est plus une question d'échelle que de présence de murs. Même les dispositifs les plus ouverts ont une limitation physique (dans le cas de la sonde microfluidique, la boîte de pétri dans laquelle elle opère). Ici, les murs sont très loin du confinement, donc à l'échelle de celui-ci tout se passe comme si la géométrie était totalement ouverte. De plus dans mon cas, la présence de murs physiques lointains était nécessaire pour avoir un écoulement incident aussi uniforme que possible.

La dimension l n'a pas d'influence importante sur la physique. Tant qu'elle est plus grande que quelques d , le camouflage n'est pas impacté. On la prendra égale à 2 cm car c'est une longueur suffisante pour avoir de bonnes observations au microscope à fluorescence, tout en limitant les problèmes de flambages évoqués plus bas.

La dernière dimension à fixer est G , qui doit être beaucoup plus petite que l et W , c'est-à-dire inférieure à 1.6cm . L'imprimante 3D que j'ai utilisée fait des couches de $50\ \mu\text{m}$, or pour avoir une surface uniforme il faut quelques couches, typiquement au moins 4 (G est alors à $200\ \mu\text{m}$). Cependant, plus G est petit, plus des difficultés expérimentales apparaissent. La première est qu'il y aura toujours des variations de l'écart entre les deux plaques (G n'est pas constant mais une fonction $G(x, y)$), ce qui change l'écoulement localement. Bien que ces variations puissent être rendues assez faibles en utilisant des lames de verre plutôt que des matériaux mous comme du PDMS, des incertitudes persistent. Elles proviennent de deux sources : tout d'abord l'irrégularité des surfaces elles-mêmes (incertitude aléatoire), mais aussi l'inclinaison légère de la plaque supérieure (incertitude de type linéaire suivant les deux directions x et y). Plus l'écart entre les plaques G est faible, plus ces incertitudes deviennent importantes relativement à lui et impactent l'écoulement. Il faut donc accepter de prendre G plus grand que $200\ \mu\text{m}$, malgré la légère distorsion que cela cause selon la 3e direction. Une autre raison pratique nous faisant préférer un G plus élevé que $200\mu\text{m}$ est la présence inévitable de bulles

dans la chambre. Lorsque G est faible, les bulles se forment beaucoup plus facilement en prenant une forme de cylindre plus large que haut et sont très stables. Ces bulles perturbent gravement l'écoulement, et peuvent même boucher les ouvertures. Pour limiter cela j'ai dû faire le choix de simplifier le débullage, en augmentant G . Par conséquent, G sera toujours égal à $500\mu\text{m}$ dans tous les dispositifs présentés ci-dessous.

Enfin, pour ce qui est du choix des débits, je les ai pris suffisamment faibles pour avoir un nombre de Reynolds plus bas que $\frac{1}{100}$, tout en restant atteignables par les pompes seringues utilisées. Typiquement, les débits allaient de $10^{-10}\text{m}^3/\text{s}$ ($0.1\mu\text{L}/\text{s}$) à $10^{-8}\text{m}^3/\text{s}$ ($10\mu\text{L}/\text{s}$). En dessous de cet intervalle, les servomoteurs doivent aller trop lentement et le logiciel de gestion des pompes indique que la seringue oscille plutôt que d'avancer. Au-dessus de cet intervalle, la pression dans le dispositif devient importante (loi de résistance hydraulique habituelle $\Delta p = R_h Q$), ce qui peut soit décoller le joint d'étanchéité du système soit rendre préférable l'aspiration d'air à la jointure des seringues plutôt que celle de fluide (Q_{inj} et Q_{asp} ne sont alors plus équilibrés, créant une fuite ou une aspiration du camouflage).

Une fois les dimensions désirées connues, j'ai pu passer à la fabrication.

4.4 Fabrication du dispositif

Le dispositif est constitué de plusieurs parties : le corps principal, le plafond, un joint d'étanchéité, des tubes et des connecteurs.

4.4.1 Corps principal

Cette partie de l'appareil est celle qui achemine les fluides des tubes jusqu'à la cellule de Hele-Shaw, et dont les dimensions doivent respecter les critères et valeurs décrites précédemment.

Plusieurs versions ont été réalisées, et sont montrées plus bas (FIG. 4.6, FIG. 4.8, FIG. 4.9). *A minima*, ces corps contiennent un large creux entouré de murs latéraux dans lequel se situe les ouvertures d'injection et d'aspiration pour le confinement, ainsi que des parties permettant de passer progressivement de l'écoulement dans un tube mince (moins d'1 mm) vers l'écoulement de Hele-Shaw dans une chambre large de 1.6 cm. Elles ont été fabriquées par impression 3D selon le protocole présenté à l'annexe B.

4.4.2 Tubes, connecteurs et seringues

Des tubes plastiques étaient utilisés pour acheminer le fluide vers le corps. Les tubes pour l'injection principale et la sortie étaient plus gros que ceux pour l'injection et l'aspiration

du confinement. L'usage de tubes larges est préférable car leur résistance hydraulique est moindre et ils sont moins facilement obstrués. Cependant, certains modèles de tubes étaient trop épais pour permettre aux ouvertures d'être espacées de seulement $d = 1mm$. Pour pouvoir utiliser ces tubes, il fallait alors imprimer des canaux intérieurs de formes complexes (un des avantages de l'impression 3D), comme cela a été réalisé avec certains dispositifs (FIG. 4.6, FIG. 4.8). Cette solution fonctionne, cependant j'ai trouvé plus facile d'opter pour des tubes plus fins pouvant être mis côté à côté directement en respectant $d = 1mm$ sans demander de canaux intérieurs (FIG. 4.9). En effet, les canaux intérieurs étaient souvent mal imprimés, et leur forme "en escaliers" (à cause de la résolution de l'imprimante) permettait à de nombreuses bulles de s'y loger. Ces bulles perturbaient ensuite l'écoulement soit en bouchant l'ouverture ou une partie de la chambre, ou encore en agissant comme une capacité hydraulique oscillante. Des connecteurs à pas de vis étaient utilisés pour lier les tubes aux seringues. Enfin, les tubes étaient liés au dispositif avec de la colle sensible aux ultraviolets.

4.4.3 Commande

Pour commander les pompes, j'ai utilisé le logiciel de l'entreprise les commercialisant, Cetoni GmbH (Korbussen, Allemagne). Trois unités étaient utilisées au total : une pour l'injection principale, une pour l'injection du confinement, et une pour l'aspiration du confinement. Il est à noter que ce logiciel est la raison pour laquelle les débits sont souvent des multiples de $0.824\mu L/s$ et non pas de $1\mu L/s$. En effet, les modèles de seringues préétablis dans le logiciel ne correspondaient pas aux seringues disponibles au laboratoire, et il était impossible d'éditer de nouvelles seringues dans le logiciel. Par conséquent, j'ai utilisé la seringue la plus proche, et calculé un facteur correctif pour connaître le débit imposé dans la vraie seringue, égal à 0.824.

4.4.4 Plaque supérieure et étanchéité

Pour sceller le dispositif, il fallait trouver un "plafond" que l'on pouvait lier de manière étanche avec le reste du corps. Deux principales solutions ont été étudiées : les plaques de PDMS et les lames de verre.

PDMS

Une première méthode était de placer une plaque de PDMS sur le dispositif et de la maintenir par pression avec un "étau" fait maison. Le protocole de fabrication de PDMS est présenté à l'annexe B. En appliquant de la pression, j'arrivais à rendre le dispositif relativement étanche.

Cependant, un des principaux problèmes était que les mâchoires de l'étau en plastique se courbaient lorsque je serrais les vis, créant un profil $G(x, y)$ très peu uniforme dans le dispositif. Cela altérait fortement la forme du camouflage (FIG. 4.7). Une deuxième méthode impliquant du PDMS était de l'emboîter comme pour le verrouillage de sacs *zip locks* autour d'un rail imprimé en 3D avec un jeu négatif (FIG. 4.8). Lors de l'insertion, l'élasticité du PDMS exerçait une pression sur le rail qui aurait en théorie pu rendre le dispositif étanche. Les tentatives en ce sens ont toutes échoué. Une dernière stratégie basée sur le PDMS était de créer une très fine membrane grâce à une tournette (*spin coater* en anglais) et de l'enrouler autour du dispositif, comme lorsqu'on emballle de la nourriture avec de la cellophane. Cela aurait pu en théorie rendre la surface plus plane par tension. Les dispositifs ainsi scellés n'ont malheureusement jamais été suffisamment étanches.

Un autre problème du PDMS était sa non-planéité lors de sa fabrication, par exemple si la plaque du four est penchée lors de la cuisson du PDMS, la surface du PDMS ne sera pas droite non plus (soit du côté du dispositif ce qui est perturbé l'écoulement, soit sur la face supérieure, ce qui est aussi gênant à cause des différences de chemins optiques qui peuvent altérer l'image). Enfin, le PDMS est collant et se salit donc facilement, et peut contenir des bulles ou des poussières réduisant la qualité des images expérimentales.

Lame de verre et colle UV

Une autre solution beaucoup plus efficace pour sceller le dispositif était d'utiliser une lame de verre et de la colle sensible aux ultraviolets. Il suffisait de déposer une mince couche de colle à la seringue et de l'étaler sur le contour de l'appareil, puis de placer la lame dessus. La lame descendait naturellement droite par gravité en écrasant le bourrelet de colle. Le verre étant transparent aux UV, il ne restait qu'à illuminer le dispositif par le dessus pour polymériser la fine couche de colle et rendre le dispositif étanche. Avec cette méthode, les deux types d'erreurs sur G (plan incliné et rugosité de surface) étaient très limités car la lame se positionne naturellement par gravité, et les lames de verre étaient usinées avec une très grande précision. De plus, la plaque de verre étant plus fine et transparente que celle en PDMS, les images expérimentales étaient meilleures.

4.5 Versions successives

4.5.1 Premières versions

Les premiers dispositifs étaient plats et à creux hexagonaux (FIG. 4.6, FIG. 4.8). Des canaux intérieurs ont été utilisés pour les 4 entrées/sorties. La forme hexagonale permettait une

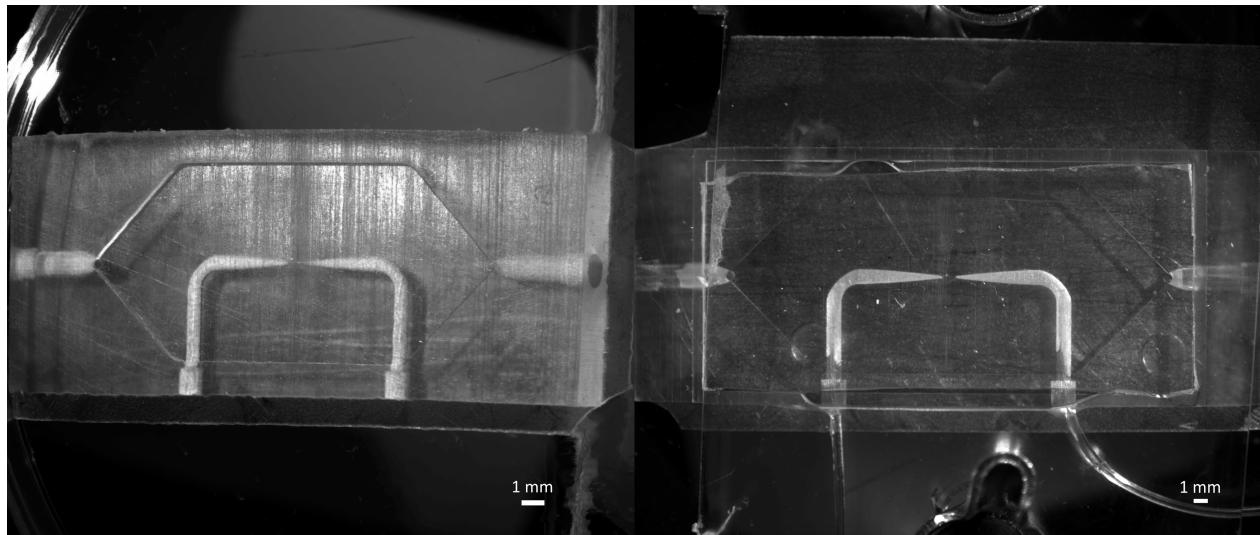


Figure 4.6 Première version du dispositif. À gauche, image en profondeur étendue du corps principal du dispositif. À droite, image de l'assemblage du corps avec des tubes, une plaque de PDMS et les plaques de pression maintenues par écrous papillons (visibles partiellement en haut et en bas de l'image).

transition d'un écoulement de source "ponctuelle" vers un écoulement uniforme par le biais d'un canal en triangle, et de repasser en sortie à l'écoulement d'aspiration "ponctuelle" pour évacuer le fluide par un tube. Comme on peut le voir à la figure 4.7, les camouflages obtenus avec les premières versions des dispositifs n'étaient que très peu satisfaisants. Leur forme est très éloignée d'un cercle ou d'une ellipse, et on constate qu'il y a aspiration de fluide environnant, et donc que l'objectif de camouflage en termes de vitesse n'est pas atteint. Ces dispositifs étaient très sensibles aux bulles, qui étaient particulièrement dures à évacuer à cause de la géométrie de l'appareil. J'ai donc décidé de changer le dispositif en profondeur, et plusieurs étapes d'essai/erreur m'ont amené au design final présenté ci-dessous.

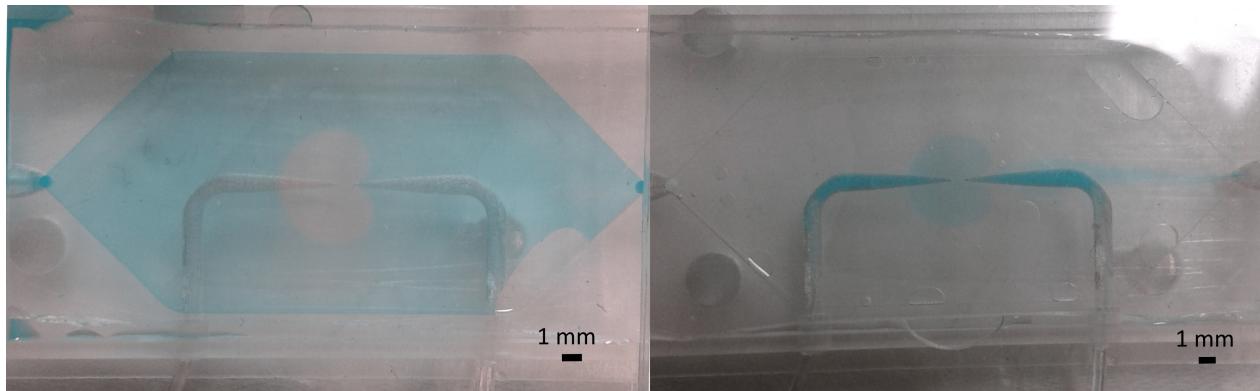


Figure 4.7 Photographies de confinements obtenus avec les premières versions du dispositif. La visualisation se fait grâce à de l'injection de colorant alimentaire bleu.



Figure 4.8 Deuxième version du dispositif. En haut, image au microscope illuminée fortement par en dessous pour visualiser les canaux internes. Le trait noir hexagonal plus foncé correspond au "rail" que l'on voit sur les autres images. En bas à gauche, image avec profondeur du même dispositif au microscope. En bas à droite, vue CAD de l'assemblage : des tubes sont branchés dans les trous, et une plaque de PDMS creusée d'une tranchée s'emboîte avec le rail pour sceller le dispositif.

4.5.2 Design final retenu

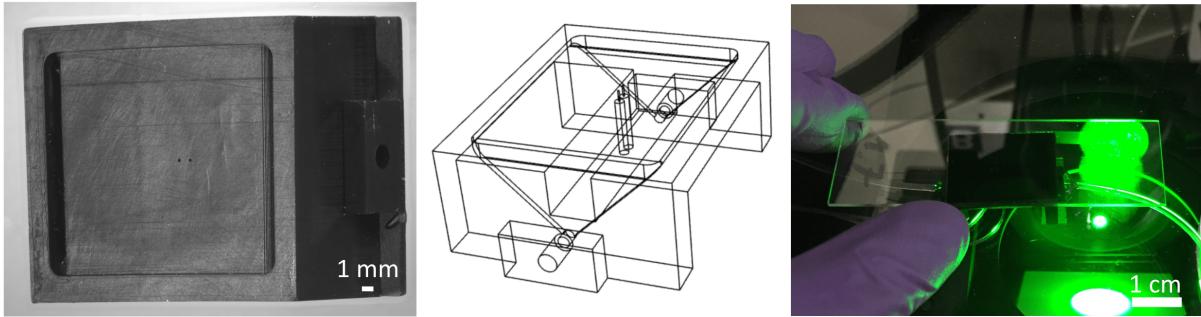


Figure 4.9 Version finale du dispositif. À gauche, image à profondeur de champ étendue. Au milieu, vue CAD filaire du corps principal. À droite, photographie du corps principal collé à une lame de verre et des tubes.

Pour répondre aux problèmes susmentionnés de flambage et de bulles dans les canaux intérieurs, j'ai donné "une 3e dimension" au dispositif, comme si je pliais ses bords (FIG. 4.9). Cela a permis d'éviter l'usage de canaux intérieurs aux formes alambiquées pour les réduire à leur plus simple type : des cylindres droits. Avec cette nouvelle géométrie, on a réduit la dimension principale, ce qui a grandement limité le flambage et donné des G bien plus uniformes.

Le temps d'exposition pour l'impression du dispositif a dû être optimisé : s'il était trop faible, les couches adhéraient mal entre elles et le dispositif était mal imprimé. Il est tentant de monter le temps d'exposition car il produit des surfaces plus lisses donc avec moins de défauts susceptibles de causer des variations de G , mais au prix d'une résolution réduite. S'il est trop augmenté, les trous d'injection et d'aspiration seront mal imprimés et le dispositif sera inutilisable également. Un compromis a été trouvé pour une valeur du temps d'exposition comprise entre 1.3 s et 1.7 s.

Les dispositifs étant désormais fabriqués, j'ai pu passer aux expériences.

CHAPITRE 5 RÉSULTATS

Dans ce chapitre, je vais présenter les résultats expérimentaux produits pour prouver les points théoriques des chapitres précédents. Je commencerai par ceux relatifs à l'écoulement, et passerai ensuite à ceux portant sur le transport. Ces résultats montrent le contrôle que l'on a sur les dimensions du corps de Rankine, la longueur des gradients et la largeur du sillage diffusif. Je prouverai également que ce camouflage peut filtrer des espèces en microfluidique ouverte, ce qui n'a – à ma connaissance – jamais été fait auparavant. Finalement, j'étudierai les régimes transitoires du camouflage, ainsi que sa stabilité temporelle.

Il est à noter que ce chapitre ne fait que décrire les résultats, sans les analyser. Les discussions auront lieu au chapitre suivant.

5.1 Montage expérimental

Pour mener à bien les expériences, j'ai eu besoin de deux solutions chimiques différentes. D'abord une solution "neutre", ne donnant pas de signal au microscope par fluorescence, ici de l'éthanol 70%. J'ai utilisé comme solution fluorescente des sels de fluorescéine ou de rhodamine B (suivant les expériences) dilués dans ce même éthanol 70%, dans laquelle j'ai rajouté des billes fluorescentes. Ces billes servaient de traceurs, notamment pour s'assurer du bon équilibre entre les débits d'injection et d'aspiration dans le corps de Rankine.

Le montage expérimental est présenté dans la figure 5.1. Trois seringues ont été utilisées. La seringue A servait à l'injection d'éthanol non fluorescent (débit Q), la B injectait la solution fluorescente (débit Q_{inj}), et la C servait d'aspiration (débit $Q_{asp} = Q_{inj}$). Le dispositif était ensuite rempli et débullé selon un protocole présenté à l'annexe B. Il ne restait plus qu'à installer les seringues sur les pompes seringues et placer le dispositif sous le microscope.

Remarque : Bien que pour être compatibles avec des éléments biologiques les solutions devraient être aqueuses, j'ai choisi de réaliser la grande majorité des expériences à l'éthanol. L'éthanol étant beaucoup moins favorable à la formation de bulles, j'ai pu faire un plus grand nombre d'expériences dans le temps qui m'était imparti. Sur le plan physique, l'usage d'éthanol ne change en rien les résultats que l'on aurait obtenus avec de l'eau, à l'exception d'une légère correction du coefficient de diffusion (qui a été prise en compte). Le dispositif fonctionne aussi avec de l'eau comme montré dans l'annexe C (FIG. C.1 et FIG. C.4), prouvant que l'application aux biocapteurs n'est pas du tout compromise.

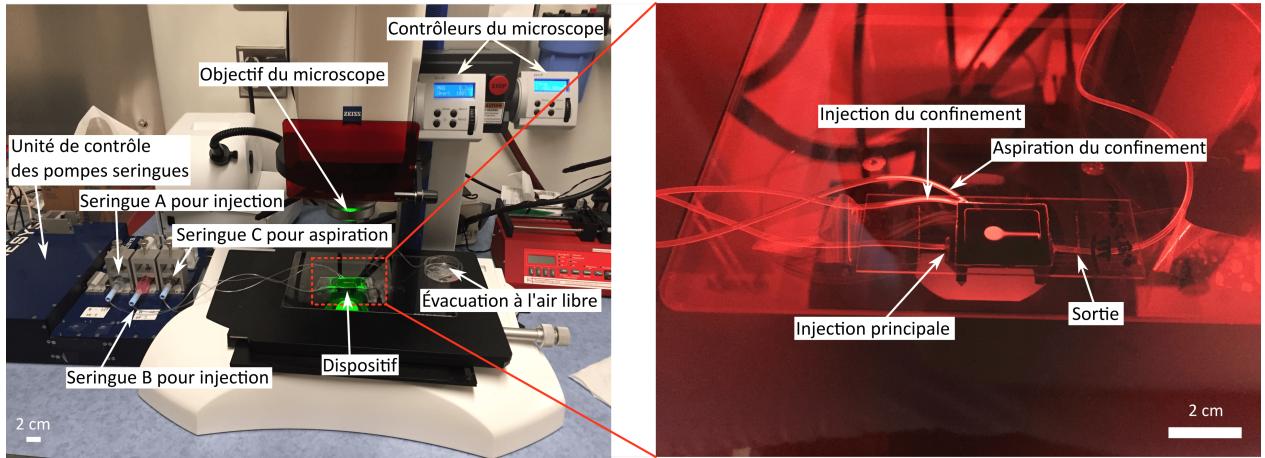


Figure 5.1 Photographies annotées du montage expérimental.

5.2 Résultats sur l'écoulement

5.2.1 Résultats bruts

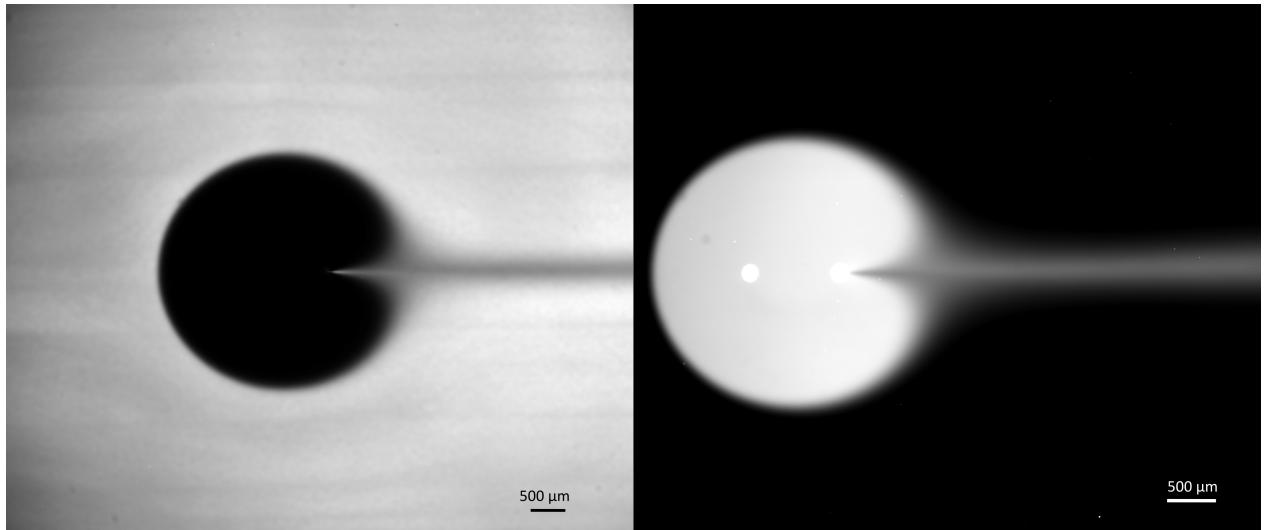


Figure 5.2 Images par fluorescence de confinements obtenus avec la version finale du dispositif. À gauche, le fluorophore est injecté autour du confinement. À droite, le fluorophore est injecté dans le confinement lui-même.

Contrairement aux corps de Rankine obtenus avec les premières versions du dispositif (FIG. 4.7), il semble que ceux obtenus avec le dernier design (FIG. 5.2) aient bien un α de 1. Cela a été vérifié par l'utilisation de traceurs (FIG. 5.3). Ils ont aussi une allure très semblable à ce que la théorie et les simulations indiquaient tant par le contour du corps que par le sillage

diffusif. Pour une meilleure visualisation du camouflage, des images en couleurs sont données à la figure 5.4.

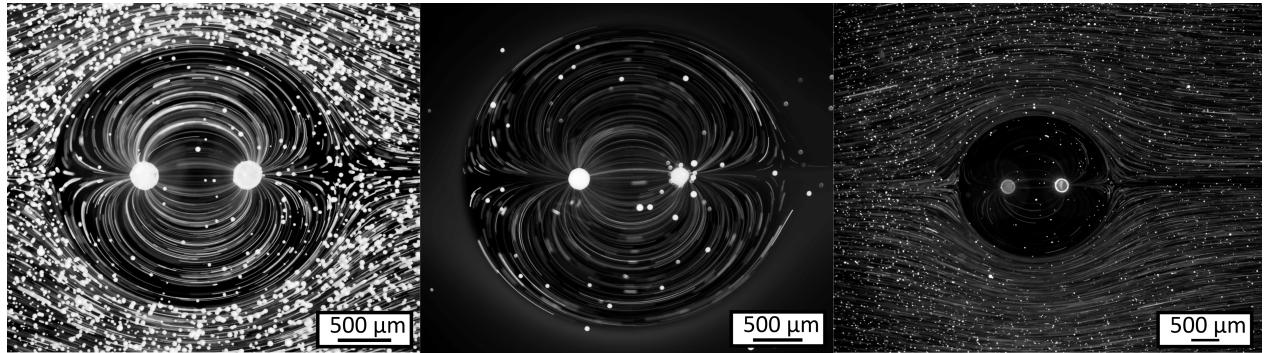


Figure 5.3 Visualisation des lignes de courant en dedans et en dehors du confinement (gauche), seulement en dedans (milieu), et seulement en dehors (droite). Les images sont obtenues en imageant des traceurs fluorescents avec un long temps d'exposition (2s).

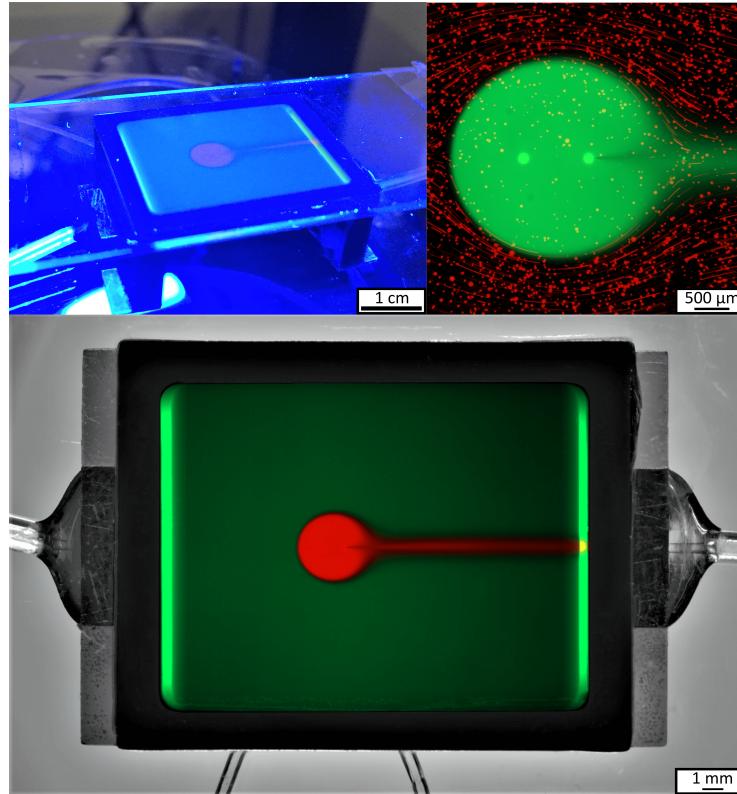


Figure 5.4 Images prises en utilisant simultanément deux fluorophores différents. En haut à gauche, photographie du dispositif en fonctionnement. En haut à droite, image du camouflage (en vert) et de son écoulement environnant (en rouge). En bas, images combinées prises au microscope en fluorescence verte et rouge.

5.2.2 Contrôle du corps de Rankine

Les modèles et simulations présentées précédemment indiquaient qu'il était possible de contrôler la forme du confinement en modulant le ratio des débits $\frac{Q}{Q_{inj}}$. J'ai cherché à confirmer cela expérimentalement, en établissant les relations liant ce ratio avec les petits et grands axes du corps de Rankine.

Protocole pour le contrôle

Pour cela, le dispositif était préparé et placé dans le montage présenté plus haut (FIG. 5.1). Je commençais par activer le camouflage à $\frac{Q}{Q_{inj}} = 1$. Des billes fluorescentes étaient injectées dans le camouflage directement, et de la fluorescéine était injectée à l'extérieur du confinement. Après m'être assuré qu'il n'y avait ni bulles ni débris perturbant la forme du corps de Rankine, je changeais Q sur le logiciel des pompes seringues pour arriver à la nouvelle valeur de $\frac{Q}{Q_{inj}}$ désirée. Je vérifiais grâce aux traceurs que $\alpha = 1$ (FIG. 5.3), pour éviter les cas de surinjection et suraspiration présentés en annexe C (FIG. C.3). Si $Q_{inj} \neq Q_{asp}$ (à cause de bulles, débris ou imperfections de fabrication), de légers ajustements des valeurs des débits étaient faits. Je prenais alors une image en fluorescence du corps de Rankine. Des exemples de confinements obtenus ainsi avec différentes valeurs de $\frac{Q}{Q_{inj}}$ sont présentés à la figure 5.5.

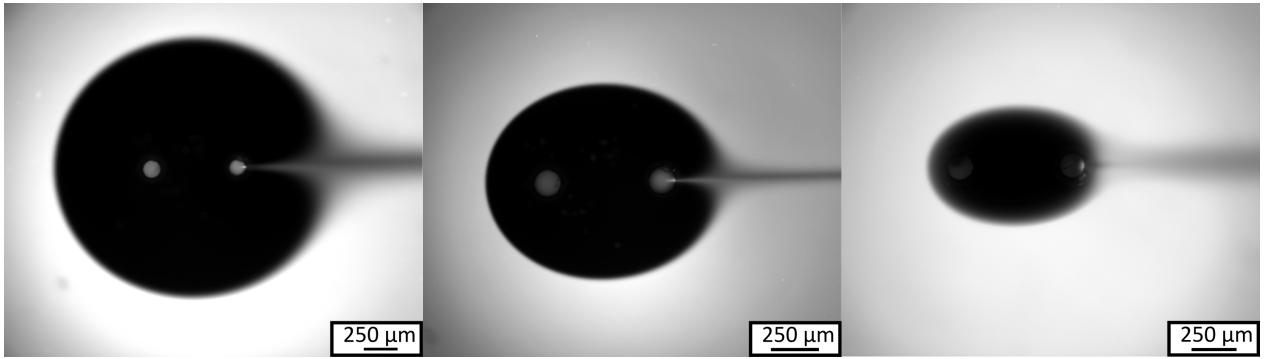


Figure 5.5 Exemples d'allures de confinements pour différents ratio des débits. De gauche à droite : $\frac{Q}{Q_{inj}} = 1$, $\frac{Q}{Q_{inj}} = 2.5$, $\frac{Q}{Q_{inj}} = 7.5$.

Travaux numériques

Dans l'optique d'exploiter et comparer les images expérimentales obtenues, une partie non négligeable de mon projet a été consacrée à l'écriture de codes Matlab et à la réalisation de simulations COMSOL. J'explique succinctement ci-dessous en quoi ces codes et simulations ont consisté.

Traitement des images

Les images expérimentales étant obtenues par microscopie à fluorescence, l'entrée de mes programmes est une image 2D en niveaux de gris, constituée de pixels prenant une valeur entre 0 et 1.

J'avais deux possibilités pour obtenir la forme du confinement :

- Utiliser les images avec billes fluorescentes qui montrent les lignes de courant et sont donc une image directe de l'écoulement.
- Utiliser les images avec fluorescéine ou rhodamine qui montrent le profil de concentration du confinement, ne donnant qu'indirectement des informations sur l'écoulement.

Même si le premier choix pourrait sembler plus sensé, le traitement de ces images est complexe à automatiser car deux images d'un même corps de Rankine prises à des instants différents de Rankine peuvent différer sensiblement. Par exemple, de plus en plus de traceurs sont adsorbés à la surface du dispositif au fil du temps, où ils peuvent s'agglomérer en paquets et nuire au signal. De plus, les fluctuations expérimentales de l'écoulement étant très rapides, l'image est moins stable que si elle se base sur la carte de concentration, qui elle ne varie que lentement.

Par conséquent, j'ai opté pour la deuxième méthode car les images d'un même corps de Rankine se ressemblent beaucoup plus, rendant l'automatisation du traitement aisée. Il fallait alors trouver le lien entre la carte de concentration et le contour du confinement. Pour des hauts nombres de Péclet (ce qui était notre cas), il est simple : le contour mécanique du corps de Rankine et la ligne de concentration de niveau $\frac{1}{2}$ coïncident parfaitement.

En me basant sur cette loi, j'ai écrit un code permettant de trouver le contour de l'interface à partir de la carte de concentration. Son fonctionnement détaillé est présenté à l'annexe D. Grâce à ce code, j'ai pu quantifier la forme du camouflage en fonction du paramètre $\frac{Q}{Q_{inj}}$, le seul paramètre mécanique modulable car non-géométrique. En appliquant le code à des images similaires à celles présentées à la figure 5.5, j'ai obtenu des points expérimentaux décrivant les petits et grands axes du corps de Rankine en fonction de $\frac{Q}{Q_{inj}}$.

Simulations

Pour compléter les résultats théoriques et expérimentaux, j'ai effectué des simulations numériques faisant varier $\frac{Q}{Q_{inj}}$, comme à la figure 4.4 mais cette fois quantitativement. J'ai utilisé pour cela le modèle COMSOL 2D introduit au chapitre précédent. Pour traiter les corps de Rankine simulés, j'ai utilisé le même code que ci-dessus. Je l'ai légèrement modifié pour qu'il prenne en entrée un maillage d'éléments finis plutôt que des pixels régulièrement espacés.

Calculs numériques des modèles analytiques

Comme expliqué au premier chapitre, j'ai retenu le modèle 3.9, dont j'ai résolu l'équation du petit axe numériquement pour un très grand nombre de valeurs de $\frac{Q}{Q_{inj}}$. Pour le grand axe, j'ai simplement utilisé la formule analytique du modèle. En revanche, puisque les parois réelles adhèrent, par conservation de la masse la vitesse de l'écoulement incident au centre de la chambre est plus élevée que la vitesse moyenne Q/WG , à $3Q/2WG$. Or le corps de Rankine est justement placé au milieu de la chambre, et subit donc cet écoulement incident plus rapide. Par conséquent, on tient compte de cela pour obtenir un meilleur accord entre la théorie et l'expérience dans la figure 5.6.

Compilation des résultats

Le graphique 5.6 présente la compilation des résultats expérimentaux, théoriques et simulés des petits et grands axes du corps de Rankine en fonction de $\frac{Q}{Q_{inj}}$.

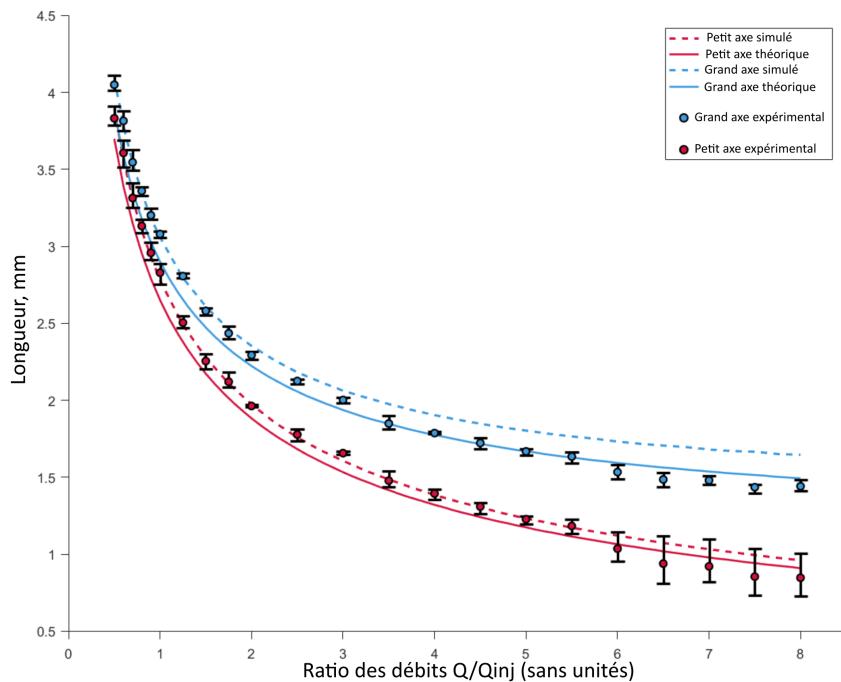


Figure 5.6 Petits et grands axes du camouflage en fonction de $\frac{Q}{Q_{inj}}$. Les barres d'erreur désignent les valeurs minimales et maximales mesurées.

5.2.3 Abandon de l'étude de la pression

Initialement, j'avais prévu d'obtenir expérimentalement la chute de pression supplémentaire générée par l'obstacle pour la comparer avec la théorie. Je souhaitais faire des mesures du champ de vitesses avec de la vélocimétrie par images de particules (PIV), puis en déduire la pression dans le système avec une des méthodes numériques présentées dans [111]. Cependant, d'après les résultats numériques sur la chute de pression obtenus précédemment (FIG. 3.3), on aurait eu au plus une différence de pression de 15% pour des ratios de blocages très hauts, qui étaient difficiles à atteindre expérimentalement. Si l'on rajoutait à cela le bruit expérimental de la PIV et l'erreur numérique induite par la déduction de pression à partir de la vitesse, il était très probable que ces expériences n'aboutissent pas. Par conséquent, j'ai choisi de ne pas les effectuer et d'utiliser ce temps pour produire d'autres résultats sur le transport.

5.3 Résultats sur le transport

Une fois l'écoulement investigué, je me suis intéressé au transport au sein de celui-ci. Mes objectifs expérimentaux étaient guidés par des propriétés connues du transport d'espèces en cellule de Hele-Shaw, ainsi que des intuitions personnelles et des résultats théoriques d'É. Boulais :

1. Fournir des données expérimentales appuyant le modèle analytique développé par É. Boulais [103].
2. Démontrer le contrôle que l'on peut avoir sur le gradient et le sillage diffusif, et son indépendance avec le contrôle mécanique.
3. Relier les pertes diffusives du système avec le nombre de Péclet par une loi d'échelle.
4. Quantifier le nombre de Sherwood et trouver sa relation avec le nombre de Péclet.
5. Démontrer la possibilité de filtrer des espèces avec le camouflage.
6. Investiguer les aspects temporels du camouflage. Notamment, savoir à quelle vitesse il est possible de l'activer/désactiver, mais aussi étudier sa rapidité à changer de forme.
7. Démontrer la possibilité de protéger une surface efficacement de l'adsorption d'un parasite.

5.3.1 Comparaison avec un modèle théorique

On utilise la solution présentée au premier chapitre, qui servira à obtenir les courbes théoriques :

$$c(\phi, \psi) = \begin{cases} 0.5 \left(1 - \operatorname{erf} \left(\operatorname{Im} \sqrt{Pe(\bar{\Phi})} \right) \right) & \psi < 0 \\ 0.5 \left(1 + \operatorname{erf} \left(\operatorname{Im} \sqrt{Pe(\bar{\Phi})} \right) \right) & \psi \geq 0 \end{cases} \quad (5.1)$$

Pour les points expérimentaux, j'ai écrit un code semblable à celui présenté plus haut. À partir d'une image expérimentale, il donne l'allure du gradient de concentration selon les directions désirées. Combiné à un code rédigé par É. Boulais pour tracer les courbes théoriques, cela m'a permis de produire les résultats présentés à la figure 5.7.

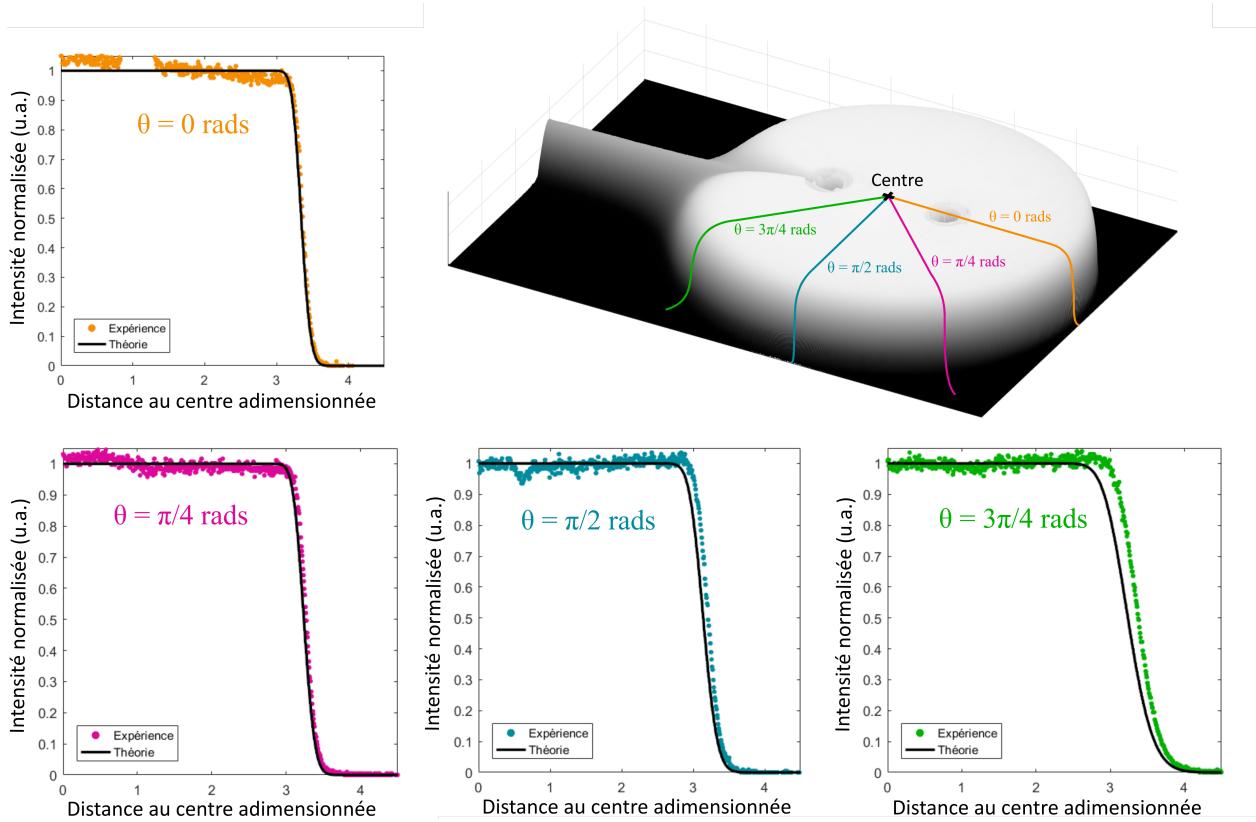


Figure 5.7 Comparaison du modèle de transport avec l'expérience. En abscisses, la distance au centre adimensionnée par $d/2$, et en ordonnées la concentration normalisée.

Alors que la solution théorique n'est supposément valide que proche du point de stagnation amont, elle donne en pratique des résultats très satisfaisants dans un secteur bien plus large, allant jusqu'à $3\pi/4$. On constate que le modèle et l'expérience sont en bon accord, et donc valident le travail d'Étienne Boulais.

5.3.2 Contrôle des gradients et du sillage diffusif

Les simulations et la théorie prévoient qu'il est possible de contrôler la longueur du gradient à l'interface et la largeur du sillage diffusif en modifiant le nombre de Péclet du système. Le nombre de Péclet n'étant pas fonction de paramètres géométriques seulement, il est modifiable. On peut modifier la diffusivité D (en changeant d'espèce), ou la force des débits Q et Q_{inj} . Puisqu'il n'est pas commode de changer d'espèce chimique pour chaque point expérimental, j'ai effectué les expériences en agissant sur les débits : j'ai fait varier Q et Q_{inj} en maintenant $Q = Q_{inj}$. Des exemples de résultats expérimentaux bruts sont donnés à la figure 5.8.

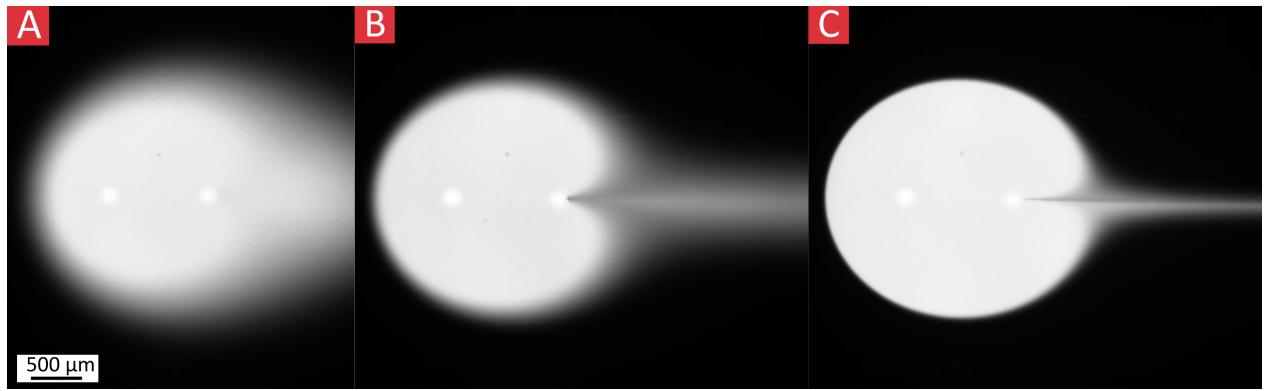


Figure 5.8 Exemples du même dispositif à différents nombres de Péclet global. $Pé_A = 26$, $Pé_B = 260$, $Pé_C = 2600$. La barre d'échelle est commune à tous les panneaux.

J'ai également cherché à montrer que ce contrôle diffusif pouvait être fait indépendamment du contrôle mécanique du corps de Rankine. Pour cela, il faut un nombre de Péclet tenant compte de la forme du corps, ce qui n'est pas le cas du nombre de Péclet global (éq. 3.26). C'est ici que le nombre de Péclet local (éq. 3.27) introduit au premier chapitre prend son importance. En effet, un même nombre de Péclet local \bar{Pe} indique une longueur de diffusion égale au point de stagnation amont, en prenant en compte la position de ce point de stagnation (et donc la forme du système). Grâce à cela, j'ai pu réaliser la mosaïque (FIG. 5.9) en manipulant astucieusement les débits. Le long d'une ligne, le nombre de Péclet local est le même et la forme mécanique du corps varie. Malgré le changement de forme, on observe des gradients et des sillages diffusifs de longueurs similaires. Le long d'une colonne, la forme mécanique du corps est constante et seules les longueurs diffusives changent. Cela prouve l'indépendance du contrôle mécanique et diffusif du corps de Rankine.

Remarque : Le cas (*) n'a pas exactement un nombre de Péclet de 612 mais de 358, car une difficulté expérimentale s'est présentée. Avec les débits prévus initialement, la seringue

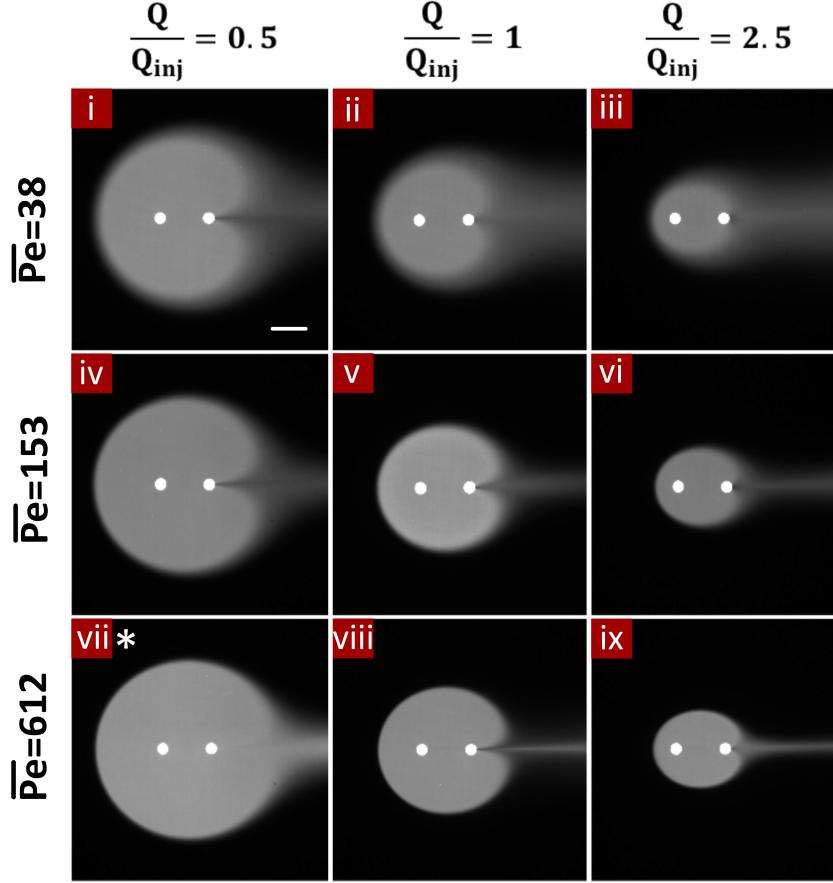


Figure 5.9 Contrôle indépendant de l'écoulement et du transport dans le système. La barre d'échelle correspond à 1 mm et est commune à tous les panneaux

d'aspiration devait aspirer trop fort et cela a rendu préférable l'aspiration d'air plutôt que de fluide, modifiant Q_{asp} . J'ai dû réduire tous les débits du système pour garder $Q_{inj} = Q_{asp}$. Cependant, même si ce panneau n'a pas le même Péclet que les autres de sa ligne, il reste intéressant car la différence avec les autres lignes reste tangible.

J'ai ensuite étudié la relation entre les pertes diffusives et le nombre de Péclet. Le but ici est juste de trouver la loi d'échelle et non pas une expression de quantification précise. Pour cela, j'ai utilisé des images à différents nombres de Péclet telles que celles de la figure 5.8 et écrit un code Matlab dont le fonctionnement est résumé dans l'annexe D. J'ai alors obtenu les pertes relatives du système par diffusion en fonction du nombre de Péclet pour 4 séries d'expériences indépendantes, que je présente à la figure 5.10. La droite respectant le critère des moindres carrés a pour pente -0.48 (coefficient de Pearson associé r vérifiant $r^2 = 0.98$), i.e. des pertes évoluant comme $Pe^{-0.48}$. Cela est cohérent avec la théorie qui prévoit des pertes diffusives en $1/\sqrt{Pe}$ [101].

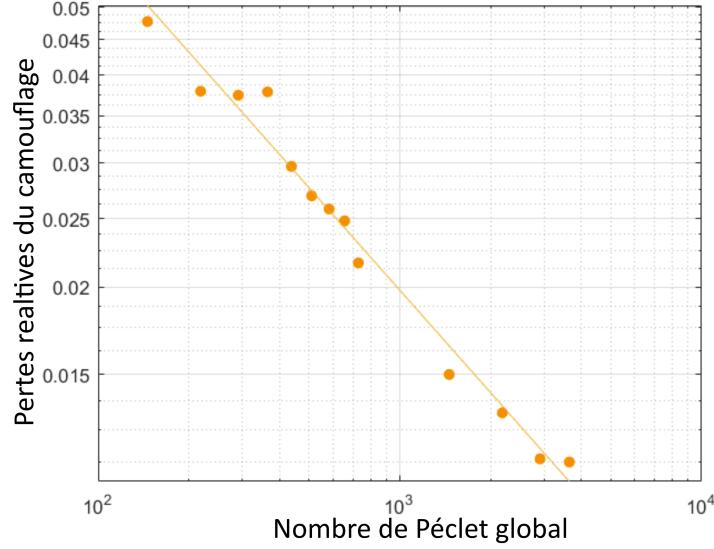


Figure 5.10 Pertes relatives expérimentales en fonction du nombre de Péclet, échelle log-log. Les points correspondent aux valeurs expérimentales, et la droite à la régression linéaire.

5.3.3 Relation entre les nombres de Sherwood et de Péclet

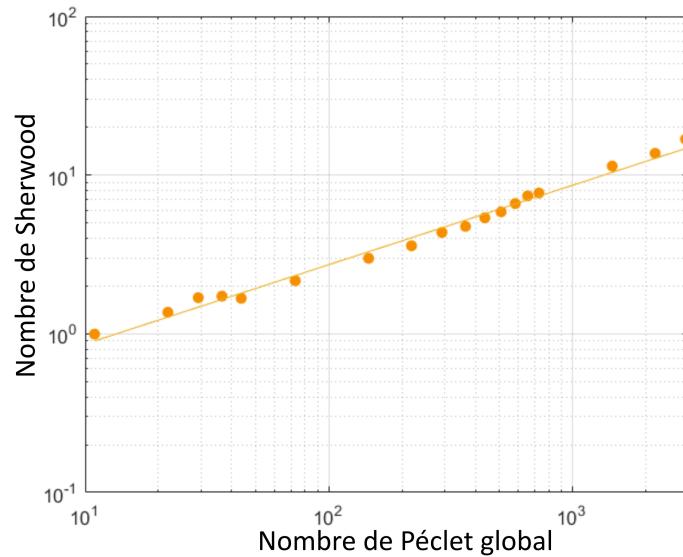


Figure 5.11 Nombre de Sherwood en fonction du nombre de Péclet, échelle log-log. Les points correspondent aux valeurs expérimentales et la droite à la régression linéaire.

Certains articles tels que [112] proposent une méthode d'estimation numérique du nombre de Sherwood local $Sh_{loc} = -\frac{\partial c}{\partial n}$ à l'interface, où c est la concentration adimensionnée et n la

normale unitaire adimensionnée pointant vers l'extérieur. Il suffit ensuite de l'intégrer Sh_{loc} le long du contour pour obtenir le Sherwood global Sh . D'après le chapitre 3, dans notre cas Sh ne dépend que de Pe , ce dernier étant connu. Toujours avec des images du type de la figure 5.8, j'ai rédigé un autre code Matlab calculant le nombre de Sherwood global du système pour différents nombres de Péclet. Cela produit le résultat présenté à la figure 5.11. En échelle logarithmique, on observe une droite de pente 0.50 avec un r^2 de 0.99, ce qui correspond à la loi théorique prédisant une évolution du Sherwood comme \sqrt{Pe} [101].

5.3.4 Filtrage d'espèces

Comme expliqué succinctement dans la section 3.4.1, Étienne Boulais a montré que le camouflage étudié est un équivalent conforme du filtre en H (résultat non publié à ce jour). Cette conformité est résumée schématiquement à la figure 5.12.

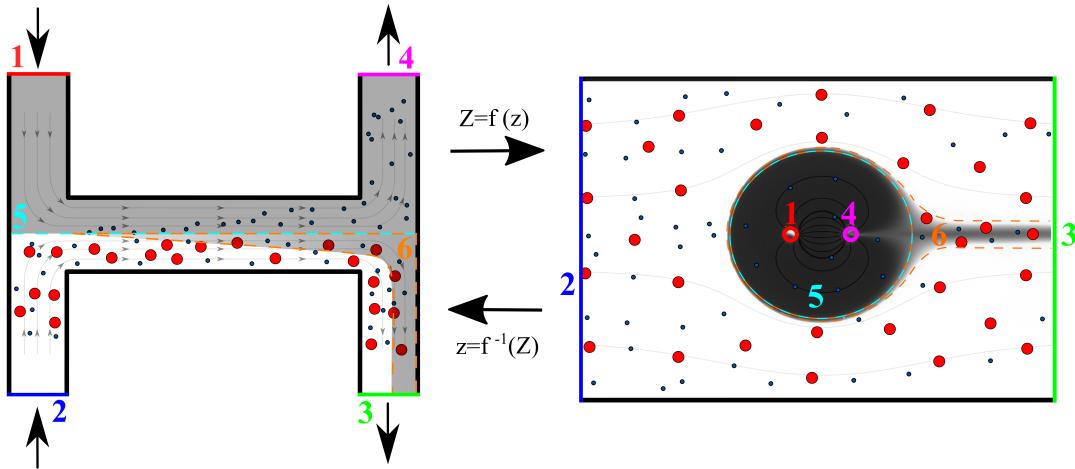


Figure 5.12 Schéma d'équivalence entre un filtre en H et le camouflage microfluidique. 1 : Injection de la solution ne contenant pas d'espèces chimiques. 2 : Injection de l'échantillon contenant une espèce peu diffusive (rouge) et très diffusive (bleue). 3 : Sortie où l'espèce bleue est diluée, et où l'espèce rouge garde la même concentration. 4 : Sortie où l'on extrait de l'espèce bleue non mélangée à la rouge. 5 : Interface entre les solutions. 6 : Zone où un mélange pourrait se faire si la solution injectée en 1 contenait elle aussi une espèce.

Par conséquent, il est attendu que le camouflage microfluidique soit l'équivalent en géométrie ouverte du filtre en H, et donc qu'il puisse filtrer des espèces. Lorsqu'une solution est présente dans l'écoulement incident, elle est transportée vers le camouflage. Si l'espèce est très diffusive (bas nombre de Péclet, en bleu dans la figure 5.12), elle va pouvoir rentrer dans le camouflage par diffusion, et sera alors extraite par l'aspiration du corps de Rankine 4, c'est-à-dire filtrée. Cette espèce sera donc moins concentrée en aval au niveau de la sortie 3. À l'inverse, une

espèce peu diffusive (haut nombre de Péclet, en rouge dans la figure 5.12) passera autour du camouflage en suivant les lignes de courant extérieures, et aura donc la même concentration en aval (pas d'extraction).

Ces points n'ont pas pu être vérifiés directement par l'expérience en raison d'une inadéquation de moyens expérimentaux : je ne disposais que de deux fluorophores dont les spectres d'absorption et d'émission s'entrecoupaient, empêchant d'avoir des images quantitatives dans les zones où les deux espèces sont mélangées. Cela bloque justement l'évaluation directe du filtrage, qui demande à ce que les fluorophores soient initialement mélangés.

Cependant, j'ai trouvé une méthode indirecte pour prouver le filtrage. En effet, d'après la théorie, la seule variation introduite par un changement d'espèce est un changement de diffusivité, qui équivaut à un changement du nombre de Péclet. Augmenter D revient simplement à diminuer Q_{inj} d'après la formule 3.26, pourvu que le contour mécanique du corps reste le même.

Par conséquent, deux images de corps de Rankine prises dans un même dispositif, avec le même Q/Q_{inj} mais des Q_{inj} différents montrent exactement ce qu'on observerait si on changeait l'espèce chimique en circulation. Si on considère la figure 5.8, l'image de droite correspond à la carte de concentration obtenue avec une espèce chimique "fictive" qui serait 10 fois moins diffusive que celle de l'image du milieu. J'ai donc effectué le ratio de l'image du milieu avec l'image de droite, produisant la figure 5.13.

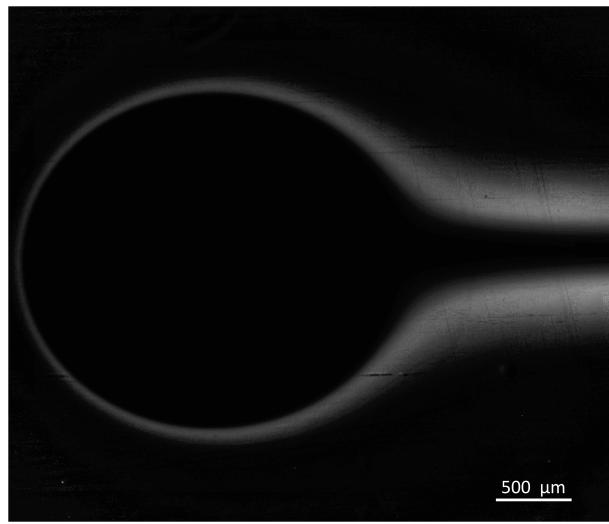


Figure 5.13 Ratio entre l'image du milieu et l'image de droite de la figure 5.8. Plus un pixel est blanc, plus l'espèce diffusive domine sur celle qui l'est moins. Le noir représente un ratio de 1, i.e. des concentrations égales.

On s'aperçoit qu'il y a bien une séparation diffusive dans tout le pourtour du corps de Ran-

kine, et les zones de séparation les plus intenses se trouvent dans le sillage, où l'espèce diffusive est 32 fois plus concentrée que l'espèce fictive. Par conséquent, deux espèces initialement mélangées sont séparées passivement par diffusion, ce qui correspond bien au procédé du filtre en H.

Grâce à leur forme circulaire compacte, on peut agencer plusieurs camouflages dans un même canal pour augmenter l'efficacité du filtrage. Dans la figure 5.14, des simulations suggèrent la possibilité de séparer des composants utiles du sang (comme les globules rouges) de ses déchets (comme l'acide urique) en utilisant une matrice de camouflages en quinconce. Si un échantillon de sang entier arrive sur les camouflages chargé de concentrations égales de globules rouges et d'acide urique, il aura en sortie une concentration d'acide urique deux fois inférieure à celle en globules rouges. Cela laisse penser que les camouflages microfluidiques pourraient être utilisés comme des filtres ouverts à fin de dialyse, puisque les camouflages extraient plus l'acide urique de l'écoulement que les globules rouges.

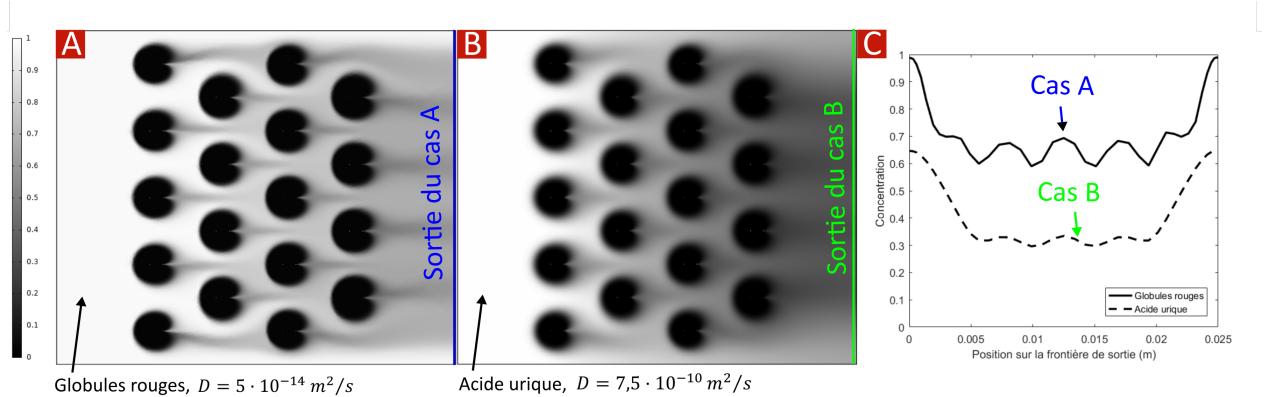


Figure 5.14 Simulations de dialyse sanguine utilisant plusieurs camouflages. (A) : comportement des camouflages (solution neutre, noire) avec des globules rouges (fluide blanc). La concentration en globules rouges le long de la sortie (ligne bleue) est représentée par la courbe pleine du panneau C. (B) : comportement des camouflages (solution neutre, noire) avec de l'acide urique (fluide blanc). La concentration en acide urique le long de la sortie (ligne verte) est représentée par la courbe en pointillés du panneau C.

5.4 Aspects temporels

Contrairement aux méthodes de camouflages thermodynamiques basées sur des métamatériaux comme [15] ou [68], ce camouflage microfluidique n'est pas "gravé" dans le système en usinant la chambre d'écoulement mais repose sur l'invariance conforme des équations des écoulements potentiels et de convection-diffusion temporelle. Par conséquent, le système peut

être modifié en temps réel, rendant le camouflage très flexible. Plusieurs régimes transitoires me semblaient intéressants à étudier.

Tout d'abord, l'activation du camouflage à partir de la configuration de référence, i.e. la création du corps de Rankine lorsque seulement un écoulement incident est présent. L'opération inverse aussi : "éteindre" le camouflage pour revenir à un simple écoulement incident. Par ailleurs, il me paraissait important d'investiguer la réorganisation du camouflage lorsque le paramètre Q/Q_{inj} variait brutalement, et quelles en étaient les conséquences en aval. Enfin, j'ai voulu expérimenter la capacité du système à protéger une surface pendant de longues périodes de temps. J'ai étudié tous ces phénomènes expérimentalement, et les résultats sont présentés dans les figures 5.15, 5.16 et 5.16.

5.4.1 Établissement du camouflage

Il y a plusieurs phénomènes intervenant dans l'établissement du confinement, comme illustré à la figure 5.15, courbe bleue. À $t = 0s$, il n'y a qu'un écoulement uniforme de la gauche vers la droite, aucune des ouvertures n'est active. À $t > 0s$, l'injection et l'aspiration se mettent en marche et le corps de Rankine se forme progressivement. Tout d'abord, une allure de goutte est produite à partir de l'injection, qui s'élargit progressivement jusqu'à passer derrière l'aspiration, donnant une forme de nénuphar au confinement. Jusqu'à cet instant, ce sont les effets convectifs qui sont impliqués, caractérisés par l'échelle de temps $\frac{Q}{WG} \text{ grand axe} + \pi \text{ demi grand axe} = 47s$.

Cela est très proche de l'expérience, où le camouflage a mis environ 45 s pour prendre sa forme de nénuphar pré-diffusion. Ensuite, les phénomènes diffusifs prennent la relève, pour remplir la zone sectionnée du nénuphar proche du point de stagnation aval, qui a une largeur de l'ordre de la taille de l'ouverture. Le temps associé est de $\frac{(a/2)^2}{D} = 39s$. Cela correspond également bien à l'expérience, où la zone noire a mis une trentaine de secondes pour être couverte par diffusion. Au total, le théorie prévoit un établissement en 86 s, contre 75 s pour l'expérience.

5.4.2 Interruption du camouflage

L'interruption du camouflage est représentée par la courbe rouge à la figure 5.15. Elle consiste, à partir d'un camouflage actif, à aspirer simultanément par les deux ouvertures, puis de les éteindre une fois le corps de Rankine aspiré, pour garder seulement un écoulement incident uniforme. Contrairement à l'établissement, elle ne demande que des phénomènes convectifs. On peut estimer sa durée : $\frac{\pi(\text{demi grand axe})^2 G}{Q} = 5s$.

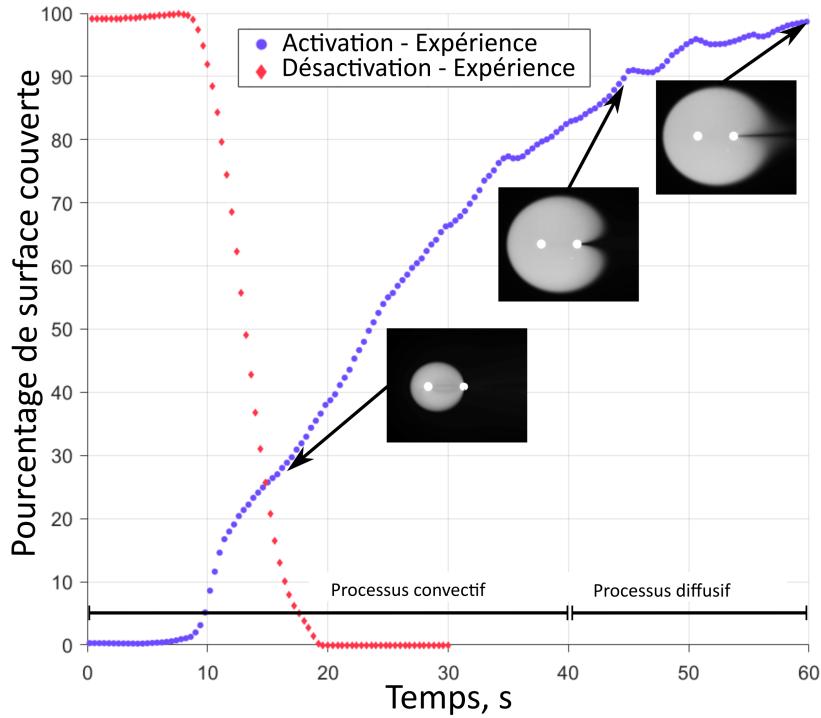


Figure 5.15 Cinétiques expérimentales de l'établissement et de l'interruption du confinement. Pour l'activation, l'axe des ordonnées correspond à la part de la surface "finale" (camouflage stationnaire à $t = +\infty$) couverte par le camouflage en cours d'établissement . Pour la désactivation, l'axe des ordonnées correspond à la part de la surface "initiale" (camouflage stationnaire à $t < 0s$) couverte par le camouflage en cours d'interruption.

Le temps expérimental est quant à lui de 10 s. La différence entre l'ordre théorique et l'expérience s'explique facilement. En effet, il y a moins de fluide à aspirer du côté aval que du côté amont en raison du sillage diffusif qui est dilué, donc en pratique l'aspiration amont a besoin d'aspirer plus de fluide que l'autre, ralentissant l'opération.

5.4.3 Variation brutale de la forme du confinement

Les quatre panneaux de la figure 5.16 illustrent ce qu'il se passe lorsqu'à partir d'un confinement en régime permanent avec un certain ratio de débits Q/Q_{inj} à $t \leq 0s$, on augmente ce ratio Q/Q_{inj} brutalement à $t > 0s$ (typiquement de 1 à 1.5 ici). Le dispositif connaît alors une "mue" de son ancienne forme pour évoluer vers la nouvelle. Ce changement de forme, prenant une quinzaine de secondes pour atteindre son nouveau régime permanent (à comparer à $\frac{\pi \text{demi grand axe}}{\frac{(3)^2 Q}{W_G}} = 16s$ théoriquement), est assuré par les effets convectifs. Elle produit une impulsion de réactif en aval qui prend la forme d'une somme de deux gaussiennes de même

maximum et écartement, ayant des centres symétriques par rapport à l'axe vertical.

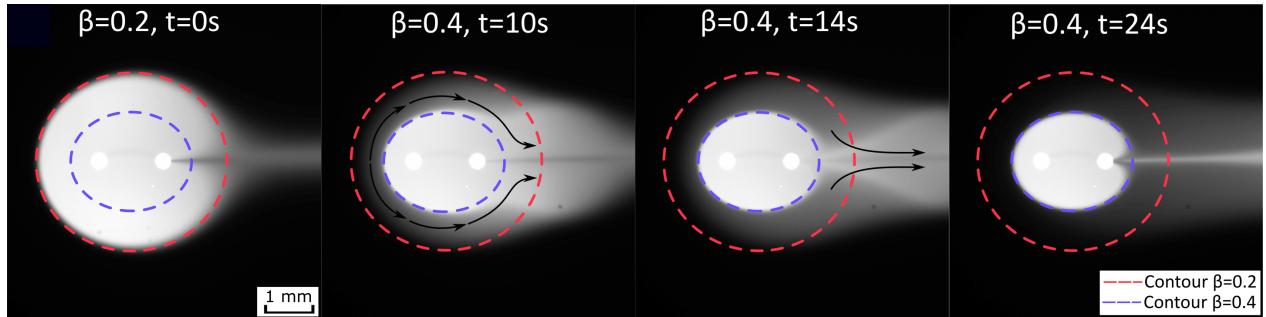


Figure 5.16 Réponse expérimentale du camouflage lorsque Q/Q_{inj} est brutalement augmenté de 1 à 2.

5.4.4 Protection de surface

Comme montré FIG. 5.17A, une surface peut bien être protégée de l'adsorption de billes pendant de longues périodes de temps, ici 38 minutes (cela aurait pu théoriquement durer tant qu'il y avait du liquide dans les seringues, i.e. 3h). Cette expérience prouve également la stabilité temporelle du système, car lorsque l'on change volontairement la forme du camouflage, on obtient un gradient d'adsorption (FIG. 5.17B). Or on n'observe pas de tel phénomène sur le panneau A, signifiant que le corps de Rankine est resté très stable au cours de l'expérience.

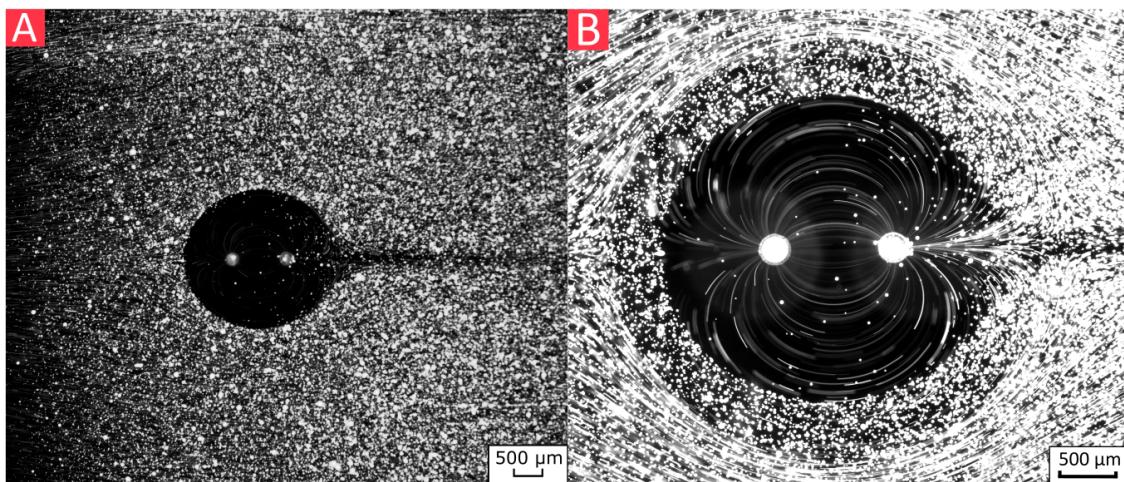


Figure 5.17 (A) Image expérimentale d'une surface protégée d'un flux incident de billes fluorescentes pendant 38 minutes. Les points lumineux correspondent à des billes adsorbées.(B) Résultat obtenu lorsque l'on fait fonctionner le dispositif pendant quelques minutes à $Q/Q_{inj} = 1$ puis que l'on passe à $Q/Q_{inj} = 1/2$ pour autant de temps. On observe que la zone protégée pendant la moitié du temps (en bordure) a connu moins d'adsorption que la zone extérieure non protégée, mais plus que la surface intérieure protégée en tout temps.

CHAPITRE 6 DISCUSSION GÉNÉRALE

6.1 Protection et traitement de surfaces sensibles

6.1.1 Pour les biocapteurs

Comme cela a été prouvé dans le chapitre précédent (FIG. 5.17A), le camouflage est bien capable de protéger une surface d'espèces "parasites" pendant des temps longs (38 minutes dans l'expérience de ce mémoire, mais il n'y a pas de limite théorique). Cette propriété pourrait être appliquée à n'importe quel biocapteur intégré en microfluidique afin de limiter l'adsorption non-spécifique s'y produisant.

Ce mémoire a également montré que cette protection était modulable. On dispose d'un grand contrôle sur le camouflage microfluidique grâce à deux paramètres indépendants : le ratio des débits $\frac{Q}{Q_{inj}}$ et le nombre de Péclet Pe (FIG. 5.9). En changeant $\frac{Q}{Q_{inj}}$, on peut choisir quelle est la taille de la zone protégée, et en variant Pe , on peut régler à quel point le corps de Rankine est filtrant (de hauts nombres de Péclet garantissant un meilleur isolement). Ceci pourrait être utile aux expériences impliquant une matrice de biocapteurs, où un seul grand camouflage couvrirait plusieurs capteurs adjacents pour réaliser plusieurs vagues de mesure en découvrant d'abord les unités les plus au bord, puis celles au centre. Cette adaptabilité constitue une grande avancée par rapport aux camouflages thermodynamiques classiques (basés sur des métamatériaux), puisqu'ici on peut ajuster le camouflage en temps réel, et même l'allumer ou l'éteindre.

Tous les changements en question sont rapides (FIG. 5.15, 5.16), s'effectuant en moins d'une minute. Le processus le plus long est l'établissement du confinement, qui est considéré fini lorsque le temps convectif est atteint, ce qui dans notre cas prenait 47s. Dans la pratique, ce temps pourrait être réduit en augmentant les débits ou en diminuant d , pour le faire passer sous la barre des 10 secondes par exemple. À ce moment-là, les modifications du camouflage seraient suffisamment rapides par rapport aux mesures par SPR (où les régimes transitoires sont habituellement de l'ordre d'une ou deux minutes) pour adapter en direct la protection apportée au capteur pendant l'expérience.

Tant la théorie de l'écoulement potentiel que celle du transport d'espèces permettent d'anticiper le comportement du système (FIG. 5.6, FIG. 5.7), ouvrant la voie à l'écriture de protocoles de prises de mesures automatiques. On s'aperçoit que le modèle théorique sous-estime légèrement la taille du confinement pour des valeurs de $\frac{Q}{Q_{inj}}$ faibles, alors qu'elle la surestime pour des valeurs plus élevées. La sous-estimation provient vraisemblablement de l'écart réel entre

les plaques ($500 \mu m$) qui génère un léger évasement du corps de Rankine (FIG. 4.1). Quant à la surestimation, elle est sûrement attribuable à l'influence non négligeable des ouvertures lorsque $\frac{Q}{Q_{inj}}$ devient grand, qui finit par prendre le pas sur le premier effet. Ces écarts restent en tous cas assez faibles lorsque l'on tient compte des barres d'erreurs. Pour ce qui est de la carte de concentration théorique, elle est très proche des valeurs expérimentales une fois la taille réelle des ouvertures prise en compte dans le code. Surprenamment, c'est aussi le cas pour la plupart de la moitié aval du camouflage, où le modèle est pourtant censé être moins valide. Cela fait de nos modèles théoriques des outils fiables pour prévoir la couverture du biocapteur.

Par ailleurs, la capacité du camouflage à agir très localement laisse envisager d'autres applications. On pourrait l'utiliser pour injecter localement une solution régénérant une surface de capture spécifique pour la préparer à de nouvelles opérations, sans pour autant régénérer les surfaces voisines en cours de mesures. Cela demanderait d'utiliser un système à valve, qui existe sur de nombreuses pompes seringues, et se ferait donc assez facilement.

6.1.2 Autres surfaces

Le camouflage microfluidique ne fonctionnerait pas seulement avec des biocapteurs, mais aussi avec n'importe quelle surface sensible. Notamment, on pourrait protéger ou exposer un tapis cellulaire ou un tissu d'un stimulus, qu'il soit chimique ou thermique. Dans le chapitre théorique, on a validé la compatibilité du camouflage avec ces surfaces en évaluant les contraintes de cisaillement maximales dans le dispositif, qui étaient largement inférieures à $1 Pa$.

Des surfaces sensibles différentes mènent à considérer des applications également différentes. Par exemple, si l'environnement était riche en glucose ou en oxygène, on pourrait confiner un tapis cellulaire ou un tissu dans un corps de Rankine qui n'en contient que peu afin d'étudier les effets d'une famine de glucose ou de l'hypoxie. Comme dans les vrais tissus, ces manques seraient de plus en plus intenses vers le centre selon un gradient radial, puisqu'au bord du corps il y aurait un peu de diffusion permettant d'alimenter les cellules périphériques.

La modulation de la forme du corps pourrait aussi servir à la réalisation de gradients d'exposition chimique en changeant progressivement $\frac{Q}{Q_{inj}}$ au cours du temps (FIG. 5.17B). En effet, cela permettrait d'exposer plus ou moins longtemps des zones concentriques à un stimulus, ou alors d'utiliser un anneau extérieur de la surface comme "goûteur" pour vérifier rapidement la présence d'une espèce avant de découvrir toute la surface. On pourrait également imaginer que le camouflage serve de "tampon" de température, par exemple si l'écoulement incident est trop chaud pour la viabilité cellulaire, l'injection d'un fluide plus froid dans le corps de

Rankine permettrait de maintenir la température désirée dans une certaine zone. Cependant, un inconvénient du camouflage thermique est qu'il bloque aussi les espèces chimiques car elles diffusent moins.

On peut également envisager des cas où la surface sensible ne serait pas dans le camouflage mais en aval de celui-ci. On pourrait alors l'utiliser comme un "perfuseur" en modulant la taille de la queue diffusive (grâce au nombre de Péclet), apportant plus ou moins une espèce chimique donnée par diffusion. On sait aussi grâce aux résultats de la figure 5.16 que l'on pourrait envoyer une impulsion de réactif sur la surface en aval en augmentant brutalement $\frac{Q}{Q_{inj}}$ à partir d'une configuration donnée.

6.2 Filtrage en géométrie ouverte

D'après les résultats présentés dans la figure 5.13, et en accord avec l'équivalence conforme théorique entre le filtre en H et le camouflage, il est possible de filtrer des espèces en fonction de leur diffusivité. À ma connaissance, aucun filtre de ce type n'a été proposé en microfluidique ouverte.

Le camouflage et le filtre en H ont beaucoup de points communs puisqu'ils sont conformément analogues. Par exemple, les pertes diffusives évoluant en $1/\sqrt{Pe}$ (FIG. 5.10) et le nombre de Sherwood proportionnel à \sqrt{Pe} (FIG. 5.11) sont également des lois du filtre en H, et plus généralement des échanges ayant lieu à une interface glissante à faibles nombres de Reynolds et hauts nombres de Péclet (ce qui est notre cas) [101]. Les deux sont des filtres diffusifs, non dilutifs, ajustables en variant les débits, et aucun des deux ne peut effectuer une filtration efficace à 100% (on peut cependant s'en rapprocher asymptotiquement en disposant plus de filtres en série).

Justement, la compacité de ce filtre ouvert permet d'en agencer plusieurs instances dans un canal, par exemple en quinconce, pour filtrer sur toute la largeur de la chambre. Les simulations ont montré que cette configuration peut en théorie séparer le sang de certains de ses déchets (FIG. 5.14).

Pour ce qui est de leurs différences, il est attendu que le camouflage génère beaucoup moins de chute de pression que le filtre en H. En effet, l'injection du second fluide dans le camouflage y est moins contraignante puisqu'il est réaspiré. Ce bilan de masse nul permet également d'agencer de nombreux camouflages dans un canal en perturbant minimalement l'écoulement en aval, contrairement à des filtres en H à plusieurs étages qui génèrent des perturbations de résistances hydrauliques (et donc d'écoulement). Néanmoins, le camouflage a un inconvénient par rapport au filtre en H puisqu'il est plus difficile à fabriquer. En effet, là où le filtre en H

ne demande que deux entrées, le camouflage nécessite en plus une aspiration, ainsi que des canaux intérieurs parfois compliqués à fabriquer et propices aux bulles.

6.3 Contribution à la physique

Comme la théorie le prédisait, le camouflage en vitesse est "parfait" (FIG. 5.3), puisque grâce au bilan de masse nul du corps de Rankine, les lignes de courant se recombinent derrière l'obstacle fluidique identiquement à leur configuration en amont.

Le camouflage en pression n'a quant à lui pas pu être vérifié expérimentalement. Cependant, les simulations et la théorie laissent entendre que l'on pourrait rendre la perturbation arbitrairement faible en éloignant les murs latéraux du camouflage (relation d'ordre deux). Typiquement, si l'expérience est en accord avec la théorie, on s'attend à une perturbation en pression inférieure à 1% si l'obstacle ne couvre pas plus de 15% de la largeur totale de la chambre. En outre, comme mentionné plus haut, les lois d'échelles du nombre de Sherwood et des pertes diffusives indiquent une interface glissante [101]. Les fluides glissant l'un sur l'autre, on se trouve bien dans un cas "de moindre perturbation" de pression, limitant la génération d'une résistance hydraulique supplémentaire (FIG. 3.3).

L'efficacité du camouflage chimique provient de la grande différence entre les temps convectifs et diffusifs globaux dans le corps de Rankine. En effet, là où le temps pour établir l'enveloppe convective du camouflage est de 47s, un processus entièrement diffusif prendrait quant à lui environ 3h pour couvrir la même zone. Le facteur 212 entre ces temps est le garant de la protection : le fluide "n'ayant pas le temps" de procéder à des échanges diffusifs à l'interface, et puisqu'il n'y a pas de mélange par convection ici (régime stationnaire, pas de turbulence), les espèces chimiques à l'intérieur et à l'extérieur du corps de Rankine peuvent rester isolées, pourvu qu'elles ne soient pas trop diffusives. Le camouflage chimique comporte toutefois une légère imperfection qui consiste en un sillage diffusif. Néanmoins, on a montré expérimentalement (FIG. 5.8) et numériquement (FIG. 4.5) que cette imperfection pouvait être rendue arbitrairement faible en augmentant le nombre de Péclet du système. La possibilité de camoufler une surface d'une espèce parasite a bien été prouvée à la figure 5.17.

L'autre grand intérêt du camouflage microfluidique est donc physique, puisqu'il s'inscrit dans la lignée des camouflages physiques, qui est un domaine récent connaissant un fort engouement. À ma connaissance, un tel camouflage d'écoulement et de transport n'a jamais été réalisé. Il apporte donc une perspective intéressante sur la possibilité de camoufler des grandeurs physiques sans métamatériaux, en se plaçant dans des situations où les équations régissant le système assurent elles-mêmes ce camouflage. L'avantage principal de cette méthode est

sa reconfigurabilité temporelle, qui donne au dispositif un grand potentiel de généralisation, puisqu'il peut s'adapter à presque n'importe quelle situation.

CHAPITRE 7 CONCLUSION ET RECOMMANDATIONS

7.1 Résumé des travaux

J'ai présenté dans ce mémoire les différentes étapes ayant permis l'imagination, la conception et la réalisation expérimentale d'un dispositif de camouflage microfluidique. L'intérêt d'un tel dispositif dans les milieux de la recherche et de l'industrie a été justifié grâce à une revue de littérature, permettant également de prouver l'originalité du projet. Un cadre théorique a été fourni pour décrire les conditions de fonctionnement du camouflage microfluidique, et a produit des prédictions précises du comportement du système, tant pour l'écoulement que le transport d'espèces. La fabrication de l'appareil a été réalisée avec succès par impression 3D, s'inscrivant dans une optique de démocratisation des technologies microfluidiques en utilisant des procédés simples. Les tests de ce dispositif ont prouvé que sous certaines conditions, le camouflage obtenu était efficace pour dissimuler un obstacle fluide dans un écoulement en termes de champ de vitesses et de concentration. Bien que le camouflage en pression n'ait pas pu être vérifié expérimentalement, les résultats numériques et théoriques augurent sa validité. Par ailleurs, il a été démontré que les deux principales composantes du camouflage, soit les dimensions de la zone d'exclusion et la diffusion à l'interface, pouvaient être contrôlées indépendamment en ajustant les différents débits dans le système. L'aptitude du camouflage à filtrer des espèces en géométrie ouverte a également été prouvée. Enfin, la possibilité de contrôler temporellement le dispositif ainsi que sa capacité à protéger une surface de particules ayant des affinités avec elle ont été testées et confirmées.

7.2 Recommandations

Certains points de ce travail pourraient faire l'objet d'investigations plus poussées, dont un futur étudiant du laboratoire pourrait se charger. Tout d'abord, il serait intéressant d'essayer le dispositif *in situ* avec de vrais biocapteurs en action, afin de confirmer ce qu'indiquent les travaux présentés dans ce mémoire. Pour cela, plutôt que d'utiliser des SPR classiques qui demanderaient de revoir la géométrie du système, on pourrait utiliser une forme de SPR développée par le laboratoire FABULAS de Polytechnique Montréal, où la feuille d'or est directement jointe à une lame de verre gravée. En collant cette lame de verre au corps principal plutôt qu'une lame de verre classique, on pourrait directement étudier la protection SPR sans avoir à modifier le dispositif en aucune sorte.

De plus, l'étude de plusieurs camouflages placés dans un même canal pourrait produire des

résultats très intéressants pour la réalisation de filtres compacts en microfluidique ouverte, en plus de faire un pas vers le multiplexage de cette technologie. Il est possible que des diffusivités de coupure existent pour le filtre, et que l'on puisse déterminer des critères donnant les paramètres optimaux pour séparer deux espèces données. Il est également tout à fait envisageable d'utiliser plus que deux ouvertures pour produire des corps de Rankine plus complexes pouvant camoufler une surface de n'importe quelle forme. Cependant, ces études viendraient avec des défis expérimentaux à surmonter, comme la miniaturisation du camouflage afin d'en intégrer un plus grand nombre dans le canal, ou la fabrication et la gestion d'un plus grand nombre d'ouvertures, qui pourraient demander de changer de méthode de fabrication.

Il serait aussi intéressant de disposer de modèles théoriques temporels, comme des lois caractérisant la taille des impulsions de réactifs que l'on peut envoyer en aval, ou la fréquence maximale des cycles d'établissement/coupure du confinement. Enfin, on pourrait essayer de trouver un moyen de mesurer la chute de pression générée par le corps de Rankine plus précisément que par PIV, pour valider les résultats numériques et théoriques sur le camouflage en pression. Par exemple, on utiliserait des pompes seringues à pressions imposées plutôt qu'à débits imposés. Lorsque le corps de Rankine est présent, il faut imposer une pression supplémentaire sur la seringue de l'écoulement incident pour conserver le même débit, qui correspond à la chute de pression générée par l'obstacle.

7.3 Ouverture

Par sa polyvalence, ce dispositif pourrait au long terme servir de "couteau suisse" pour la plupart des biocapteurs et surfaces biologiques, en les protégeant de manière polyvalente et robuste d'environnements chimiquement ou thermiquement hostiles mais les découvrant lorsqu'une action est nécessitée, ou encore en permettant des opérations très locales comme la régénération de la surface. Grâce au confinement chimique mais aussi mécanique, on pourrait effectuer des opérations locales sans perturber ni l'amont ni l'aval, éliminant ainsi l'interdépendance des capteurs. Le camouflage présenté dans ce mémoire pourrait donc agir comme un accélérateur de recherche, dans le sens où il rendrait plus efficaces et reproductibles les études immunologiques de tumeurs ou la détection de marqueurs précoce de maladies graves. Enfin, l'automatisation facile de ces dispositifs permettrait de libérer du personnel qualifié pour effectuer d'autres travaux, menant *in fine* à une découverte plus rapide de nouvelles techniques de soins.

RÉFÉRENCES

- [1] “Grand view research,” <https://www.grandviewresearch.com/industry-analysis/biosensors-market#:~:text=The%20global%20biosensors%20market%20size,7.9%25%20during%20the%20forecast%20period.>, consulte le 2020-05-30.
- [2] S. P. Mohanty et E. Kougianos, “Biosensors : a tutorial review,” *Ieee Potentials*, vol. 25, n°. 2, p. 35–40, 2006.
- [3] E.-H. Yoo et S.-Y. Lee, “Glucose biosensors : an overview of use in clinical practice,” *Sensors*, vol. 10, n°. 5, p. 4558–4576, 2010.
- [4] P. Mehrotra, “Biosensors and their applications—a review,” *Journal of oral biology and craniofacial research*, vol. 6, n°. 2, p. 153–159, 2016.
- [5] C. Rivet *et al.*, “Microfluidics for medical diagnostics and biosensors,” *Chemical Engineering Science*, vol. 66, n°. 7, p. 1490–1507, 2011.
- [6] S. Kumar *et al.*, “Microfluidic-integrated biosensors : Prospects for point-of-care diagnostics,” *Biotechnology journal*, vol. 8, n°. 11, p. 1267–1279, 2013.
- [7] L. C. Clark Jr et C. Lyons, “Electrode systems for continuous monitoring in cardiovascular surgery,” *Annals of the New York Academy of sciences*, vol. 102, n°. 1, p. 29–45, 1962.
- [8] C. M. Miyazaki, F. M. Shimizu et M. Ferreira, “Surface plasmon resonance (spr) for sensors and biosensors,” dans *Nanocharacterization Techniques*. Elsevier, 2017, p. 183–200.
- [9] S. Choi et J. Chae, “Methods of reducing non-specific adsorption in microfluidic biosensors,” *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 20, n°. 7, p. 075015, 2010.
- [10] J.-F. Masson *et al.*, “Reduction of nonspecific protein binding on surface plasmon resonance biosensors,” *Analytical and bioanalytical chemistry*, vol. 386, n°. 7-8, p. 1951–1959, 2006.
- [11] D. Juncker, H. Schmid et E. Delamarche, “Multipurpose microfluidic probe,” *Nature materials*, vol. 4, n°. 8, p. 622, 2005, <https://www.nature.com/articles/nmat1435>.
- [12] G. V. Kaigala, R. D. Lovchik et E. Delamarche, “Microfluidics in the “open space” for performing localized chemistry on biological interfaces,” *Angewandte Chemie International Edition*, vol. 51, n°. 45, p. 11 224–11 240, 2012.

- [13] U. Leonhardt, “Optical conformal mapping,” *science*, vol. 312, n°. 5781, p. 1777–1780, 2006.
- [14] S. . S. Pendry, “Controlling electromagnetic fields,” *Science*, vol. 312, n°. 5781, p. 1780–1782, 2006.
- [15] R. Schittny *et al.*, “Experiments on transformation thermodynamics : molding the flow of heat,” *Physical review letters*, vol. 110, n°. 19, p. 195901, 2013, <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.195901>.
- [16] S. Zhang *et al.*, “Cloaking of matter waves,” *Physical Review Letters*, vol. 100, n°. 12, p. 123002, 2008.
- [17] C. Lan *et al.*, “Electrostatic field invisibility cloak,” *Scientific reports*, vol. 5, p. 16416, 2015.
- [18] H. S. Hele-Shaw, “The flow of water,” 1898.
- [19] G. Grimberg, W. Pauls et U. Frisch, “Genesis of d’alembert’s paradox and analytical elaboration of the drag problem,” *Physica D : Nonlinear Phenomena*, vol. 237, n°. 14-17, p. 1878–1886, 2008.
- [20] L. Euler, “Neue grundsätze der artillerie,” 1745.
- [21] Q. Zhao *et al.*, “Electrically tunable negative permeability metamaterials based on nematic liquid crystals,” *Applied physics letters*, vol. 90, n°. 1, p. 011112, 2007.
- [22] R. Feynman, “There’s plenty of room at the bottom,” ser. Amercian Physical Society annual meeting. Pasadena, CA : California Institute of Technology, December, 29th 1959.
- [23] “Elveflow website,” <https://www.elveflow.com/microfluidic-reviews/general-microfluidics/a-general-overview-of-microfluidics/>, consulté le : 2020-06-21.
- [24] G. M. Whitesides, “The origins and the future of microfluidics,” *Nature*, vol. 442, n°. 7101, p. 368, 2006.
- [25] H. Bruus, *Theoretical microfluidics*. Oxford university press Oxford, 2008, vol. 18.
- [26] S. K. Dertinger *et al.*, “Generation of gradients having complex shapes using microfluidic networks,” *Analytical Chemistry*, vol. 73, n°. 6, p. 1240–1246, 2001.
- [27] S. Hudson *et al.*, “Microfluidic analog of the four-roll mill,” *Applied Physics Letters*, vol. 85, n°. 2, p. 335–337, 2004.
- [28] C.-Y. Lee *et al.*, “Microfluidic mixing : a review,” *International journal of molecular sciences*, vol. 12, n°. 5, p. 3263–3287, 2011.

- [29] P. Sajeesh et A. K. Sen, “Particle separation and sorting in microfluidic devices : a review,” *Microfluidics and nanofluidics*, vol. 17, n°. 1, p. 1–52, 2014.
- [30] P. S. Williams *et al.*, “Continuous split fractionation based on a diffusion mechanism,” *Industrial & engineering chemistry research*, vol. 31, n°. 9, p. 2172–2181, 1992.
- [31] J. P. Brody et P. Yager, “Low reynolds number micro-fluidic devices,” dans *Proc. of Solid-State Sensor and Actuator Workshop*, 1996, p. 105–108.
- [32] M. R. Holl *et al.*, “Optimal design of a microfabricated diffusion-based extraction device,” dans *Proceedings of 1996 ASME Meeting*, 1996, p. 212–17.
- [33] F. K. Balagaddé *et al.*, “Long-term monitoring of bacteria undergoing programmed population control in a microchemostat,” *Science*, vol. 309, n°. 5731, p. 137–140, 2005, <https://science.sciencemag.org/content/309/5731/137.abstract>.
- [34] I. factory STK, “Microfluidic_chip_ix-factory.jpg,” https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Microfluidic_Chip_iX-factory.jpg, consulté le 2020-07-01.
- [35] J. P. Brody *et al.*, “Biotechnology at low reynolds numbers,” *Biophysical journal*, vol. 71, n°. 6, p. 3430–3441, 1996.
- [36] T. J. Johnson, D. Ross et L. E. Locascio, “Rapid microfluidic mixing,” *Analytical chemistry*, vol. 74, n°. 1, p. 45–51, 2002.
- [37] T. Thorsen, S. J. Maerkl et S. R. Quake, “Microfluidic large-scale integration,” *Science*, vol. 298, n°. 5593, p. 580–584, 2002.
- [38] D. B. Weibel et G. M. Whitesides, “Applications of microfluidics in chemical biology,” *Current opinion in chemical biology*, vol. 10, n°. 6, p. 584–591, 2006.
- [39] S. K. Sia et G. M. Whitesides, “Microfluidic devices fabricated in poly (dimethylsiloxane) for biological studies,” *Electrophoresis*, vol. 24, n°. 21, p. 3563–3576, 2003.
- [40] B. Patra *et al.*, “On-chip combined radiotherapy and chemotherapy testing on soft-tissue sarcoma spheroids to study cell death using flow cytometry and clonogenic assay,” *Scientific reports*, vol. 9, n°. 1, p. 1–9, 2019.
- [41] X. Jiang *et al.*, “A miniaturized, parallel, serially diluted immunoassay for analyzing multiple antigens,” *Journal of the American Chemical Society*, vol. 125, n°. 18, p. 5294–5295, 2003.
- [42] C.-H. Hsu, C. Chen et A. Folch, ““microcanals” for micropipette access to single cells in microfluidic environments,” *Lab on a Chip*, vol. 4, n°. 5, p. 420–424, 2004.
- [43] A. Ainla *et al.*, “A multifunctional pipette,” *Lab on a Chip*, vol. 12, n°. 7, p. 1255–1261, 2012.

- [44] J. Gaddum, “Push-pull cannulae j phys~ ol (lond) 155,” 1961.
- [45] J. B. Knight *et al.*, “Hydrodynamic focusing on a silicon chip : mixing nanoliters in microseconds,” *Physical review letters*, vol. 80, n°. 17, p. 3863, 1998.
- [46] J. Darrozes, *Mécanique des fluides incompressibles*. ENSTA ParisTech, 1994.
- [47] K. V. Christ et K. T. Turner, “Design of hydrodynamically confined microfluidics : controlling flow envelope and pressure,” *Lab on a Chip*, vol. 11, n°. 8, p. 1491–1501, 2011.
- [48] M. Safavieh *et al.*, “Two-aperture microfluidic probes as flow dipoles : Theory and applications,” *Scientific reports*, vol. 5, p. 11943, 2015.
- [49] R. D. Lovchik *et al.*, “Micro-immunohistochemistry using a microfluidic probe,” *Lab on a Chip*, vol. 12, n°. 6, p. 1040–1043, 2012.
- [50] J. F. Cors, A. Stucki et G. V. Kaigala, “Hydrodynamic thermal confinement : creating thermo-chemical microenvironments on surfaces,” *Chemical Communications*, vol. 52, n°. 88, p. 13 035–13 038, 2016.
- [51] A. Queval *et al.*, “Chamber and microfluidic probe for microperfusion of organotypic brain slices,” *Lab on a Chip*, vol. 10, n°. 3, p. 326–334, 2010.
- [52] J. Autebert *et al.*, “Hierarchical hydrodynamic flow confinement : efficient use and retrieval of chemicals for microscale chemistry on surfaces,” *Langmuir*, vol. 30, n°. 12, p. 3640–3645, 2014.
- [53] M. A. Qasaimeh, T. Gervais et D. Juncker, “Microfluidic quadrupole and floating concentration gradient,” *Nature communications*, vol. 2, p. 464, 2011, <https://www.nature.com/articles/ncomms1471>.
- [54] D. P. Taylor et G. V. Kaigala, “Reconfigurable microfluidics : real-time shaping of virtual channels through hydrodynamic forces,” *Lab on a Chip*, 2020.
- [55] W. J. M. Rankine, “X. on plane water-lines in two dimensions,” *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, n°. 154, p. 369–391, 1864.
- [56] B. Huner et R. Hussey, “Cylinder drag at low reynolds number,” *The Physics of Fluids*, vol. 20, n°. 8, p. 1211–1218, 1977.
- [57] Kraaiennest, “Potential cylinder.svg,” https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Potential_cylinder.svg, consulte le 2020-07-01.
- [58] NASA, “Flowcyl.jpg,” <http://www.grc.nasa.gov/WWW/k-12/airplane/Images/flowcyl.jpg>, consulte le : 2020-07-01.
- [59] H. Chen, C. T. Chan et P. Sheng, “Transformation optics and metamaterials,” *Nature materials*, vol. 9, n°. 5, p. 387, 2010.

- [60] A. Alù et N. Engheta, “Achieving transparency with plasmonic and metamaterial coatings,” *Physical Review E*, vol. 72, n°. 1, p. 016623, 2005.
- [61] Q. He *et al.*, “Tunable/reconfigurable metasurfaces : physics and applications,” *Research*, vol. 2019, p. 1849272, 2019.
- [62] L. Bao et T. J. Cui, “Tunable, reconfigurable, and programmable metamaterials,” *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 62, n°. 1, p. 9–32, 2020.
- [63] R. Pratibha *et al.*, “Tunable optical metamaterial based on liquid crystal-gold nanosphere composite,” *Optics express*, vol. 17, n°. 22, p. 19 459–19 469, 2009.
- [64] S. A. Cummer et D. Schurig, “One path to acoustic cloaking,” *New Journal of Physics*, vol. 9, n°. 3, p. 45, 2007.
- [65] N. Stenger, M. Wilhelm et M. Wegener, “Experiments on elastic cloaking in thin plates,” *Physical review letters*, vol. 108, n°. 1, p. 014301, 2012.
- [66] S. Brûlé *et al.*, “Experiments on seismic metamaterials : molding surface waves,” *Physical review letters*, vol. 112, n°. 13, p. 133901, 2014.
- [67] Nalaf, “Metamaterial.jpg,” <https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Metamaterial.jpg>, consulté le : 2020-07-08.
- [68] J. Park, J. R. Youn et Y. S. Song, “Hydrodynamic metamaterial cloak for drag-free flow,” *Physical review letters*, vol. 123, n°. 7, p. 074502, 2019, <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.123.074502>.
- [69] Y. A. Urzhumov et D. R. Smith, “Fluid flow control with transformation media,” *Physical review letters*, vol. 107, n°. 7, p. 074501, 2011.
- [70] F. Paratore *et al.*, “Electroosmotic flow dipole : experimental observation and flow field patterning,” *Physical review letters*, vol. 122, n°. 22, p. 224502, 2019.
- [71] D. A. Stenger *et al.*, “Detection of physiologically active compounds using cell-based biosensors,” *TRENDS in Biotechnology*, vol. 19, n°. 8, p. 304–309, 2001, <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.014301>.
- [72] C. Divies *et al.*, “Remarques sur l’oxydation de l’éthanol par une électrode microbienne d’acetobacter xylinum,” 1975.
- [73] G. Rechnitz, “Biochemical electrodes uses tissues slice,” *Chem Eng News*, vol. 56, p. 16–21, 1978.
- [74] J.-M. Friedt *et al.*, “High-overtone bulk acoustic resonator (hbar) as passive sensor : Towards microwave wireless interrogation,” dans *2012 IEEE International Conference on Green Computing and Communications*. IEEE, 2012, p. 631–636.

- [75] RAVI, "What are biosensors? principle, working, types and applications," <https://www.electronicshub.org/types-of-biosensors/>, consulte le 2020-07-11.
- [76] R. Vargas-Bernal, E. Rodríguez-Miranda et G. Herrera-Pérez, "Evolution and expectations of enzymatic biosensors for pesticides, pesticides-advances in chemical and botanical pesticides," *InTechOpen., Ed. Soundararajan RP United Kingdom*, 2012.
- [77] S. Neethirajan *et al.*, "Biosensors for sustainable food engineering : challenges and perspectives," *Biosensors*, vol. 8, n°. 1, p. 23, 2018.
- [78] N. Komatsu *et al.*, "Development of an optimized backbone of fret biosensors for kinases and gtpases," *Molecular biology of the cell*, vol. 22, n°. 23, p. 4647–4656, 2011.
- [79] K. A. Giuliano et D. L. Taylor, "Fluorescent-protein biosensors : new tools for drug discovery," *Trends in biotechnology*, vol. 16, n°. 3, p. 135–140, 1998.
- [80] V. Scognamiglio *et al.*, "Biosensing technology for sustainable food safety," *TrAC Trends in Analytical Chemistry*, vol. 62, p. 1–10, 2014.
- [81] M. C. Morris, "Fluorescent biosensors—probing protein kinase function in cancer and drug discovery," *Biochimica et Biophysica Acta (BBA)-Proteins and Proteomics*, vol. 1834, n°. 7, p. 1387–1395, 2013.
- [82] M. Lee *et al.*, "A novel biosensor based on hafnium oxide : Application for early stage detection of human interleukin-10," *Sensors and Actuators B : Chemical*, vol. 175, p. 201–207, 2012.
- [83] R. F. Dutra et L. T. Kubota, "An spr immunosensor for human cardiac troponin t using specific binding avidin to biotin at carboxymethyldextran-modified gold chip," *Clinica Chimica Acta*, vol. 376, n°. 1-2, p. 114–120, 2007.
- [84] B.-K. Oh *et al.*, "Surface plasmon resonance immunosensor for the detection of salmonella typhimurium," *Biosensors and Bioelectronics*, vol. 19, n°. 11, p. 1497–1504, 2004.
- [85] G. J. Wegner *et al.*, "Real-time surface plasmon resonance imaging measurements for the multiplexed determination of protein adsorption/desorption kinetics and surface enzymatic reactions on peptide microarrays," *Analytical Chemistry*, vol. 76, n°. 19, p. 5677–5684, 2004.
- [86] S. Sabban, "Surface plasmon resonance (spr).jpg," [https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Surface_Plasmon_Resonance_\(SPR\).jpg](https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Surface_Plasmon_Resonance_(SPR).jpg), consulte le 2020-07-12.
- [87] R. P. Richter *et al.*, "Coupling spectroscopic ellipsometry and quartz crystal microbalance to study organic films at the solid-liquid interface," dans *Ellipsometry of functional organic surfaces and films*. Springer, 2014, p. 223–248, https://link.springer.com/chapter/10.1007/978-3-642-40128-2_11, consulte le 2020-07-12.

- [88] D. K. Soni, R. Ahmad et S. K. Dubey, “Biosensor for the detection of listeria monocytogenes : emerging trends,” *Critical reviews in microbiology*, vol. 44, n°. 5, p. 590–608, 2018.
- [89] P. Rodríguez-Franco *et al.*, “Effect of the transducer’s surface pre-treatment on spr aptasensor development,” *Sensors and Actuators B : Chemical*, vol. 191, p. 634–642, 2014.
- [90] J. Breault-Turcot et J.-F. Masson, “Microdialysis spr : diffusion-gated sensing in blood,” *Chemical science*, vol. 6, n°. 7, p. 4247–4254, 2015.
- [91] S. K. Vashist, “A method for regenerating gold surface for prolonged reuse of gold-coated surface plasmon resonance chip,” *Analytical biochemistry*, vol. 423, n°. 1, p. 23–25, 2012.
- [92] K. Andersson, M. Hämäläinen et M. Malmqvist, “Identification and optimization of regeneration conditions for affinity-based biosensor assays. a multivariate cocktail approach,” *Analytical chemistry*, vol. 71, n°. 13, p. 2475–2481, 1999.
- [93] M.-F. Gouzy, M. Keß et P. M. Krämer, “A spr-based immunosensor for the detection of isoproturon,” *Biosensors and Bioelectronics*, vol. 24, n°. 6, p. 1563–1568, 2009.
- [94] J. Chung *et al.*, “Additive assay for the repeated measurements of immunosensor without regeneration step,” *Sensors and Actuators B : Chemical*, vol. 114, n°. 2, p. 1007–1012, 2006.
- [95] P. Gondret *et al.*, “Viscous parallel flows in finite aspect ratio hele-shaw cell : Analytical and numerical results,” *Physics of Fluids*, vol. 9, n°. 6, p. 1841–1843, 1997.
- [96] J. Blake, “A note on the image system for a stokeslet in a no-slip boundary,” dans *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, vol. 70, n°. 2. Cambridge University Press, 1971, p. 303–310.
- [97] J. Blake et A. Chwang, “Fundamental singularities of viscous flow,” *Journal of Engineering Mathematics*, vol. 8, n°. 1, p. 23–29, 1974.
- [98] A. T. Chwang et T. Y.-T. Wu, “Hydromechanics of low-reynolds-number flow. part 2. singularity method for stokes flows,” *Journal of Fluid mechanics*, vol. 67, n°. 4, p. 787–815, 1975.
- [99] N. Liron et S. Mochon, “Stokes flow for a stokeslet between two parallel flat plates,” *Journal of Engineering Mathematics*, vol. 10, n°. 4, p. 287–303, 1976.
- [100] Y. Sun, C. S. Chen et J. Fu, “Forcing stem cells to behave : a biophysical perspective of the cellular microenvironment,” *Annual review of biophysics*, vol. 41, p. 519–542, 2012.

- [101] L. G. Leal, *Advanced transport phenomena : fluid mechanics and convective transport processes.* Cambridge University Press, 2007, vol. 7.
- [102] P.-A. Goyette *et al.*, “Microfluidic multipoles theory and applications,” *Nature communications*, vol. 10, n°. 1, p. 1–10, 2019.
- [103] E. Boulais et T. Gervais, “2d convection-diffusion in multipolar flows,” *arXiv preprint arXiv :2003.05818*, 2020.
- [104] J. Boussinesq, “Sur le pouvoir refroidissant d’un courant liquide ou gazeux,” 1902.
- [105] L. M. Cummings *et al.*, “Two-dimensional solidification and melting in potential flows,” *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 378, p. 1–18, 1999.
- [106] M. Z. Bazant, “Conformal mapping of some non-harmonic functions in transport theory,” *Proceedings of the Royal Society of London. Series A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, vol. 460, n°. 2045, p. 1433–1452, 2004.
- [107] J. Welty, G. L. Rorrer et D. G. Foster, *Fundamentals of momentum, heat, and mass transfer.* John Wiley & Sons, 2014.
- [108] A. Brimmo *et al.*, “3d printed microfluidic probes,” *Scientific reports*, vol. 8, n°. 1, p. 10995, 2018.
- [109] A. Grimes *et al.*, “Shrinky-dink microfluidics : rapid generation of deep and rounded patterns,” *Lab on a Chip*, vol. 8, n°. 1, p. 170–172, 2008.
- [110] M. F. Mora *et al.*, “Patterning and modeling three-dimensional microfluidic devices fabricated on a single sheet of paper,” *Analytical chemistry*, vol. 91, n°. 13, p. 8298–8303, 2019.
- [111] B. Van Oudheusden, “Piv-based pressure measurement,” *Measurement Science and Technology*, vol. 24, n°. 3, p. 032001, 2013.
- [112] S. Dhole, R. Chhabra et V. Eswaran, “Mass transfer from a spherical bubble rising in power-law fluids at intermediate reynolds numbers,” *International communications in heat and mass transfer*, vol. 34, n°. 8, p. 971–978, 2007.
- [113] N. Kotschin, L. Kiebel et N. Rose, “Theoretische hydrodynamik, vol. i,” 1954.
- [114] D. G. Crowdy, “Analytical solutions for uniform potential flow past multiple cylinders,” *European Journal of Mechanics-B/Fluids*, vol. 25, n°. 4, p. 459–470, 2006.
- [115] D. G. Crowdy, “Uniform flow past a periodic array of cylinders,” *European Journal of Mechanics-B/Fluids*, vol. 56, p. 120–129, 2016.

ANNEXE A RÉSULTATS THÉORIQUES SUPPLÉMENTAIRES

Dans cette annexe, le lecteur trouvera des résultats théoriques intermédiaires ainsi que des justifications plus détaillées des points théoriques abordés dans ce mémoire.

Négliger l'adhérence dans une cellule de Hele-Shaw

Pour vérifier la validité du modèle potentiel, il faut que l'écoulement soit irrotationnel, ce qui nécessite que l'adhérence des parois latérales puissent être négligée. Cela garantit aussi que l'écoulement incident puisse être supposé uniforme. Pour cela, il faut connaître la taille des couches limites latérales. J'ai considéré l'expression de l'écoulement dans une cellule de Hele-Shaw non obstruée donnée dans [95] et [35] (où exceptionnellement ici z ne désigne pas une affixe complexe mais la coordonnée de hauteur dans la chambre) :

$$u(y, z) = \frac{G^2 \Delta P}{8\mu} \left(1 - \left(\frac{2z}{G} \right)^2 + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \frac{32}{(2n-1)^3 \pi^3} \frac{\cosh((2n-1) \frac{\pi y}{G})}{\cosh((2n-1) \frac{\pi W}{2G})} \cos((2n-1) \frac{\pi z}{G}) \right) \quad (\text{A.1})$$

Grâce à la formule ci-dessus, on s'aperçoit que les couches limites latérales ont une largeur de l'ordre de la troisième dimension G [95]. Dans le cas où G n'est pas suffisamment négligeable devant W , le profil de vitesse prend une allure plus parabolique, sans zone uniforme au milieu. Quand G/W est assez petit, les couches limites latérales deviennent très minces et l'écoulement est quasi-uniforme au centre de la chambre, où le confinement est placé [35]. Dans notre cas, $G/W = 1/32$, donc la zone à 99% de la vitesse maximale occupe la grande majorité de la cellule. Par conséquent, on peut faire l'approximation que le corps de Rankine est bien soumis à un écoulement uniforme et irrotationnel.

Modèle d'écoulement dans un milieu fini

Les parois latérales n'ont pas seulement une influence sur le caractère rotationnel de l'écoulement, mais ont aussi tendance à "l'écraser", qui est un effet présent même avec un modèle non-adhérent.

Puisque nous sommes dans le cadre des équations de Stokes, à conditions aux limites fixées il existe une unique solution au problème. Les équations de Stokes étant linéaires, si l'on trouve une combinaison linéaire de solutions respectant les conditions aux limites désirées,

on a trouvé l'unique solution [46].

Dans cette sous-section je propose des modèles d'écoulements potentiels permettant de prendre en compte l'influence de murs latéraux pour le camouflage étudié. Je mentionne également quelques pistes pour prendre en compte l'adhérence. Elles n'ont pas pu être explorées en détail car elles feraient l'objet d'une autre thèse à part entière.

Cas circulaire avec des murs

On s'intéresse au cas où un cylindre solide sous condition de glissement est soumis à un écoulement incident dans un canal fini. Pour rendre compte des murs, l'idée est de les "construire" artificiellement en positionnant des singularités virtuelles en dehors du canal à modéliser [113]. Ces singularités virtuelles doivent annuler la composante de vitesse normale le long de la ligne désirée pour correspondre à un mur glissant. Pour rendre compte d'un mur adhérant il faut non seulement y annuler la vitesse normale, mais aussi la tangentielle, ce qui est autrement plus compliqué [96].

De manière générale, pour annuler le champ de vitesse tangentiel généré par une singularité le long d'une ligne, il suffit de placer une deuxième singularité qui est le symétrique de la première par rapport au mur.

Lorsqu'il y a deux murs, le problème se complexifie sensiblement. Cependant, dans le cas particulier où la singularité étudiée est au milieu de ces deux murs le problème se simplifie par symétrie. La consigne générale est de répéter à l'infini le schéma de singularités verticalement avec une période spatiale de W (largeur du canal désiré). Cette superposition infinie donne une série qui peut parfois correspondre au développement d'une fonction connue, comme c'est le cas dans l'étude du camouflage microfluidique.

Le modèle d'écoulement potentiel pour un cylindre solide placé dans un canal fini est trouvable dans un manuel de mécanique des fluides d'ex-URSS [113] :

$$\Phi(z) = \frac{Q}{WG}z + \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \frac{Q_{inj}d}{2\pi G(z - ikW)} = \frac{Q}{WG}z + \frac{Q_{inj}d}{2GW} \coth\left(\frac{\pi z}{W}\right) \quad (\text{A.2})$$

Donnant la vitesse complexe :

$$w(z) = \Phi'(z) = \frac{Q}{WG} - \frac{\pi Q_{inj}d}{2GW^2 \sinh^2\left(\frac{\pi z}{W}\right)} \quad (\text{A.3})$$

Les points d'arrêts sont localisés en $y = 0$, $x = \pm \frac{W}{\pi} \operatorname{argsh} \left(\sqrt{\frac{d\pi}{2W \frac{Q}{Q_{inj}}}} \right)$.

Pour trouver le petit axe, l'étude de la ligne de niveau 0 donne comme équation à résoudre :
 $y = \frac{Q_{inj}d}{2Q} \coth\left(\frac{\pi y}{W}\right)$.

Remarque : Si l'on veut étudier l'écoulement potentiel autour de plusieurs cylindres au lieu d'un seul (et avec ou sans murs), on peut se référer aux travaux de D.G. Crowdy [114], [115].

Cependant, comme expliqué dans le chapitre théorique, on ne peut pas considérer que le camouflage est un disque. J'ai donc choisi de faire mon propre modèle, qui lui permet aux petits et grands axes du camouflage d'être différents.

Cas non circulaire avec des murs

En m'inspirant de la méthode précédente de Kotschin, j'ai développé un modèle tenant compte de la distance non nulle entre les ouvertures. En périodisant les singularités d'aspiration et d'injection on obtient :

$$\Phi(z) = \frac{Q}{WG}z + \frac{Q_{inj}}{2\pi G} \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \ln\left(z + \frac{d}{2} - ikW\right) - \frac{Q_{inj}}{2\pi G} \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \ln\left(z - \frac{d}{2} - ikW\right) \quad (\text{A.4})$$

Ou encore :

$$\Phi(z) = \frac{Q}{WG}z + \frac{Q_{inj}}{2\pi G} \ln\left(\frac{z + \frac{d}{2}}{z - \frac{d}{2}} \prod_{k \in \mathbb{N}^*} \frac{(z + \frac{d}{2})^2 + (kW)^2}{(z - \frac{d}{2})^2 + (kW)^2}\right) \quad (\text{A.5})$$

Cette expression n'évoque *a priori* aucune fonction usuelle, mais sa dérivée si. En effet, on reconnaît le développement de la fonction cotangente hyperbolique complexe :

$$\sum_{k \in \mathbb{Z}} \frac{1}{(z - ikW)^2 - (\frac{d}{2})^2} = -\frac{\pi}{dW} \left(\coth\left(\frac{\pi(d-2z)}{2W}\right) + \coth\left(\frac{\pi(d+2z)}{2W}\right) \right) \quad (\text{A.6})$$

D'où la vitesse complexe (que l'on peut intégrer au besoin pour obtenir une expression du potentiel complexe impliquant des fonctions usuelles au lieu de séries) :

$$w(z) = \frac{Q}{WG} + \frac{Q_{inj}}{2WG} \left(\coth\left(\frac{\pi(d-2z)}{2W}\right) + \coth\left(\frac{\pi(d+2z)}{2W}\right) \right) \quad (\text{A.7})$$

Les points d'arrêt vérifient : $\frac{Q}{Q_{inj}} + \frac{1}{2} \left(\coth\left(\frac{\pi(d-2x)}{2W}\right) + \coth\left(\frac{\pi(d+2x)}{2W}\right) \right) = 0$

La fonction de courant associée au potentiel est :

$$\psi(z) = \frac{Q}{WG}y + \frac{Q_{inj}}{2\pi G} \arg \left(-\sinh \left(\frac{\pi(d+2z)}{2W} \right) \operatorname{csch} \left(\frac{\pi(d-2z)}{2W} \right) \right) \quad (\text{A.8})$$

où csch est la fonction cosécante hyperbolique, et \arg la fonction d'argument complexe.

Après calculs, on trouve que la valeur y du petit axe vérifie :

$$\frac{Q}{WG}y + \frac{Q_{inj}}{2\pi G} \arctan \left(\frac{1}{2} \frac{\sin \left(\frac{2\pi y}{W} \right) \sinh \left(\frac{\pi y}{W} \right)}{\cos^2 \left(\frac{\pi y}{W} \right) \sinh^2 \left(\frac{\pi d}{2W} \right) - \sin^2 \left(\frac{\pi y}{W} \right) \cosh^2 \left(\frac{\pi d}{2W} \right)} \right) = 0 \quad (\text{A.9})$$

Ce modèle permet bien de prendre l'influence des murs en compte : en aplatisant de plus en plus le camouflage au fur et à mesure que Q/Q_{inj} diminue, il empêche que le camouflage devienne plus large que le canal. Typiquement pour $Q/Q_{inj} \leq 0.01$, le petit axe du camouflage fait 1.7 cm, alors que le canal ne fait que 1.6 cm de large dans le cadre du modèle sans murs, ce qui est absurde. Le modèle prenant en compte les murs prévoit un petit axe de 1.4 cm, ce qui rentre dans le canal.

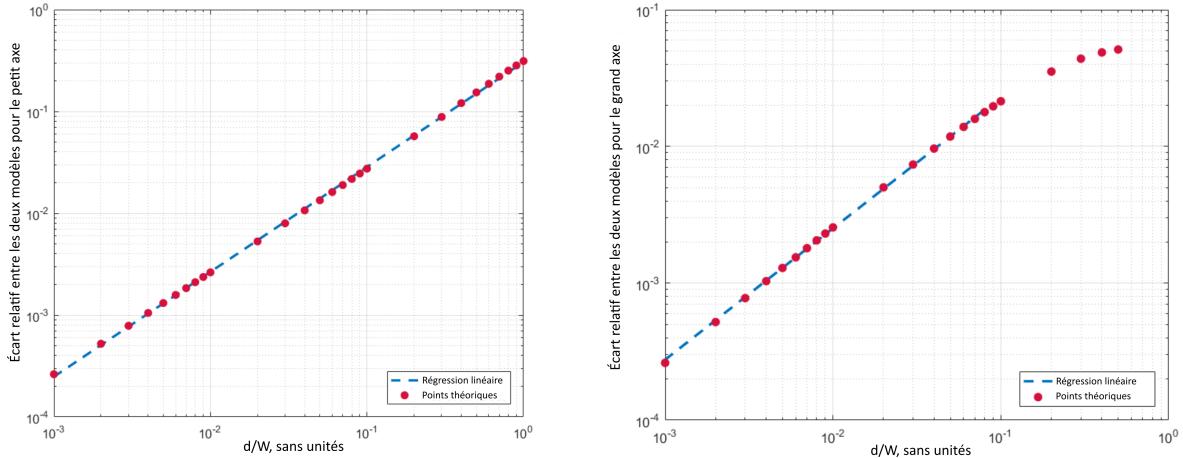


Figure A.1 Comparaison des modèles des petits (à gauche) et grands axes (à droite) avec et sans murs pour différentes valeurs du ratio d/W .

On constate grâce à la figure A.1 que dans toutes les expériences menées dans ce mémoire, l'influence des murs n'est pas importante pour le modèle théorique, n'engendrant que des erreurs entre 1 et 2 % sur les petits et grands axes.

Calcul de la chute de pression

Dans cette section, les calculs permettant d'obtenir un modèle de résistance hydraulique prenant en compte le corps de Rankine sont détaillés.

On part de l'expression :

$$R_H = \frac{12\mu}{G^3} R \int_0^\pi \frac{\sin(t)}{(W - 0.63G) - 2R \sin(t)} dt \quad (\text{A.10})$$

Pour simplifier les notations, on pose : $A = W - 0.63G$ et $B = 2R$. Dans notre cas, on a $W - 0.63G \gg 2R$, ce qui nous assure que l'intégrale posée est bien définie et que l'on pourra effectuer un développement limité de la solution.

$$\text{Or, on a } \int \frac{\sin(t)}{A - B \sin(t)} dt = \frac{-2A \arctan\left(\frac{B - A \tan(\frac{t}{2})}{\sqrt{A^2 - B^2}}\right)}{\sqrt{A^2 - B^2}} + t, \text{ d'où :}$$

$$R_H = \frac{12\mu}{G^3} \frac{2A}{B\sqrt{A^2 - B^2}} \left(\frac{\pi}{2} + \arctan\left(\frac{B}{\sqrt{A^2 - B^2}}\right) \right) - \frac{\pi}{B} \quad (\text{A.11})$$

Puisque $A \gg B$, on peut faire un développement limité. On montre ainsi qu'il n'y a pas de création de pression selon l'ordre 1 du ratio de blocage $\frac{R}{W - 0.63G}$, mais qu'il y a un terme quadratique :

$$\Delta p_{suppth} = \frac{12\mu\pi}{G^3} \left(\frac{R}{W - 0.63G} \right)^2 Q + o\left(\left(\frac{R}{W}\right)^2\right) \quad (\text{A.12})$$

Quant à lui, le cas où l'obstacle adhère génère une résistance de :

$$R_H = \frac{12\mu}{G^3} R \int_0^\pi \frac{\sin(t)}{(W - 1.26G) - 2R \sin(t)} dt \quad (\text{A.13})$$

La démarche calculatoire est alors exactement la même que ci-dessus.

ANNEXE B SIMULATIONS, MATÉRIEL ET MÉTHODES

Dans cette annexe, le lecteur trouvera les détails des méthodes utilisées pour simuler et fabriquer le dispositif, ainsi que certains des protocoles expérimentaux.

Pour les simulations

Modèle 3D

Voir figures B.1 et B.2.

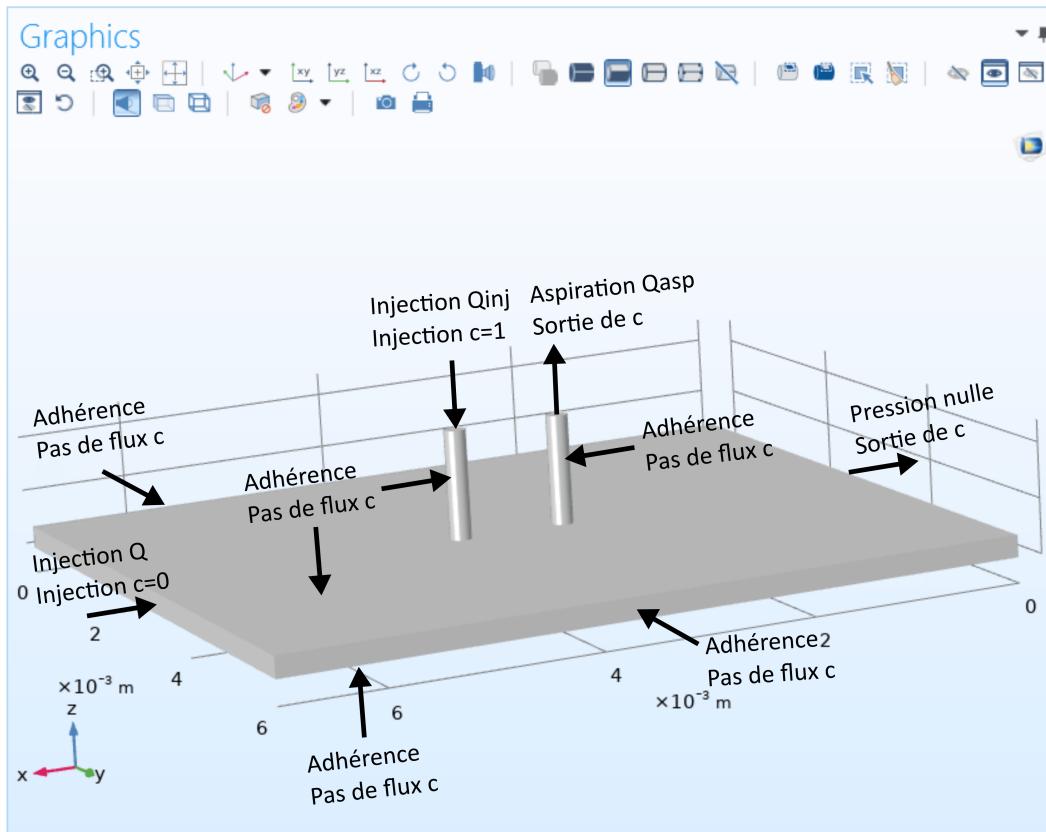


Figure B.1 Conditions aux limites imposées sur le modèle COMSOL. La première ligne fait référence à l'écoulement, la deuxième ligne au transport d'espèces, c désignant la concentration.

Name	Expression	Value
I	0.7E-2[m]	0.007 m
G	200E-6[m]	2E-4 m
a	200E-6 [m]	2E-4 m
d	1E-3[m]	0.001 m
Qinj	0.824E-9[m^3/s]	8.24E-10 m³/s
alpha	1.	1
Qasp	alpha*Qinj	8.24E-10 m³/s
W	0.6E-2[m]	0.006 m
eta	1.2E-3[Pa*s]	0.0012 Pa·s
rho	789[kg/m³]	789 kg/m³
Q	f*Qinj	8.24E-10 m³/s
D	4E-10[m²/s]	4E-10 m²/s
f	1	1

Figure B.2 Jeu de base des paramètres pour les simulations.

Passage en 2D

Pour un modèle 2D, on a : $\Phi_{2D} = U_\infty + C \ln \left(\frac{z+\frac{d}{2}}{z-\frac{d}{2}} \right)$, où U_∞ et C sont des constantes réelles.

Les points d'arrêt associés sont : $s_{2D} = \pm \sqrt{\frac{d^2}{4} + \frac{Cd}{U_\infty}}$

Alors qu'en 3D, les points d'arrêts sont : $s_{3D} = \pm \sqrt{\frac{Qd(2Q_{inj}W + \pi Qd)}{2Q\sqrt{\pi}}}$

Pour avoir $s_{2D} = s_{3D}$, il faut $C = \frac{U_\infty W Q_{inj}}{2\pi Q}$

Pour adapter sur COMSOL en 2D (notamment à cause du fait que les ouvertures sont découpées en 4 arcs de cercle et de la manière dont le modèle Hele-Shaw est codé), on pose comme conditions aux limites : $\frac{2Q}{3WG}$ pour l'injection principale et une injection de vitesse radiale de $\frac{Q_{inj}}{2G\pi a}$ sur chaque quart de cercle, a étant le diamètre de l'ouverture. Les modèles 2D et 3D sont alors théoriquement équivalents. Il est à noter que le modèle Hele-Shaw 2D a pour principal inconvénient de créer des ouvertures de résistance hydraulique infinie, changeant un peu la forme du camouflage dans certains cas. .

Protocoles

Impression 3D

Le protocole de fabrication était le suivant :

1. Dessin 3D du corps sur le logiciel Catia ou Fusion360
2. Conversion du fichier CAD en fichier stl
3. Paramétrage de l'impression 3D en fonction du stl
4. Impression par l'imprimante ASIGA Pico
5. Nettoyage du corps par bain dans une solution d'isopropanol pendant 3 minutes
6. Séchage par air comprimé et expulsion de la résine non polymérisée
7. Répétition des deux étapes précédentes
8. Bain dans un sonicateur avec de l'isopropanol pendant 5 minutes
9. Répétition de l'étape 6
10. Mise au four UV pendant 10 minutes
11. Bain d'éthanol au sonicateur pendant 10 minutes (si utilisé avec PDMS)
12. Répétition de l'étape 6 (si utilisé avec PDMS)

PDMS

Lorsque le moulage de PDMS était requis, j'ai suivi le protocole suivant :

1. Peser la quantité désirée de PDMS
2. Rajouter 1/10 de ce poids d'agent durcissant
3. Mélanger énergiquement pendant 3 minutes
4. Couler immédiatement dans le moule
5. Mettre le moule rempli au dessicteur pendant 30 minutes ou jusqu'à la disparition de toutes les bulles
6. Mettre le moule au four pendant au moins 2 heures
7. Le sortir et démouler au scalpel

Remplissage et débullage

Trois seringues étaient utilisées. La seringue A était remplie à pleine capacité d'éthanol non fluorescent. La seringue B était remplie à pleine capacité avec une solution fluorescente à base d'éthanol. La C était remplie à très faible capacité d'éthanol non fluorescent. Les bulles étaient évacuées des seringues mécaniquement.

On branche la seringue A sur l'injection latérale, la B sur l'injection du confinement, et la C sur l'aspiration du confinement. On pré-remplit le dispositif pour éviter que des bulles apparaissent en cours d'expérience. Pour cela, je remplissais d'abord la chambre avec l'injection

principale (seringue A), jusqu'au niveau des ouvertures. Ensuite, je poussais la seringue B jusqu'à ce que du liquide coule à travers l'injection centrale. Idem avec la seringue C reliée à l'aspiration. Une fois le fluide rendu au niveau des ouvertures, je finissais le remplissage par le biais de l'injection principale.

ANNEXE C RÉSULTATS EXPÉIMENTAUX SECONDAIRES

Dans cette annexe, le lecteur trouvera des résultats expérimentaux non essentiels à la compréhension du mémoire mais supportant certaines des affirmations qui y sont faites. Les figures ci-dessous ont été retirées du corps de texte principal pour en alléger la lecture.

Fonctionnement avec de l'eau

Bien que la plupart des expériences présentées dans ce mémoire aient été réalisées avec des solutions à base d'éthanol, le dispositif fonctionne aussi avec des solutions aqueuses (figures C.1 et C.4). Cela confirme que le dispositif est bien utilisable avec des solutions biologiques, et donc avec des biocapteurs.

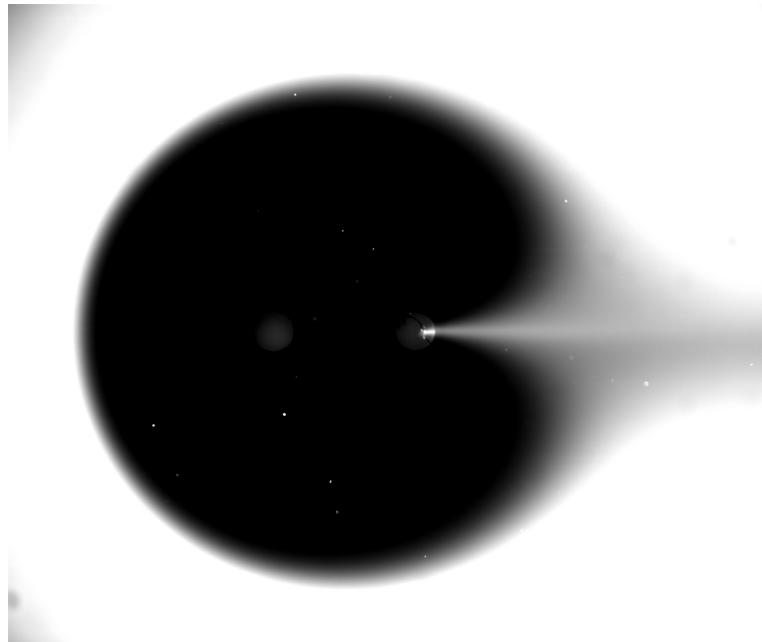


Figure C.1 Exemple d'un confinement obtenu avec de l'eau au lieu d'éthanol, prouvant que le dispositif fonctionne aussi avec les solutions aqueuses.

Dispositif avec murs influents

Le dispositif présenté à la figure C.2 a pour paramètres $d = 1mm$ et $W = 3.6mm$. Par conséquent, le confinement est aplati sur ses extrémités hautes et basses, car l'influence des murs se fait sentir.

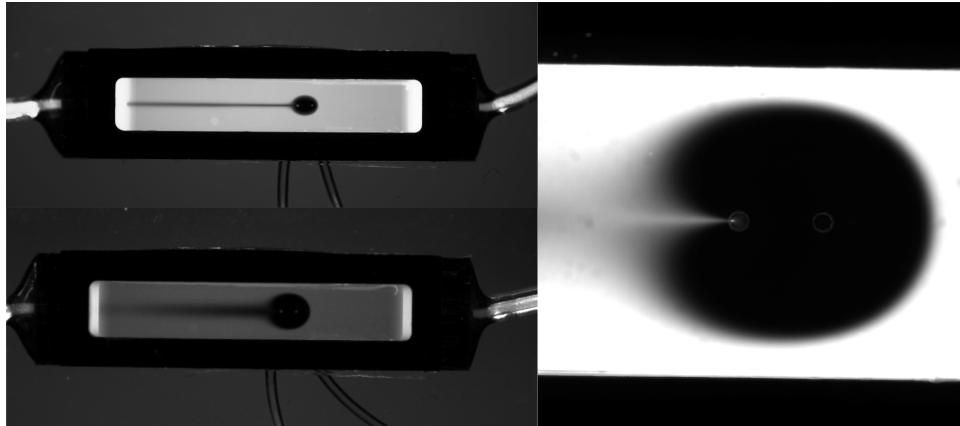


Figure C.2 Exemple d'un dispositif où l'influence des murs est non négligeable.

Exemples de sur-confinement et de sous-confinement

Illustration de ce qu'il se passe lorsque l'injection et l'aspiration du corps de Rankine ne sont pas équilibrées (FIG.C.3).

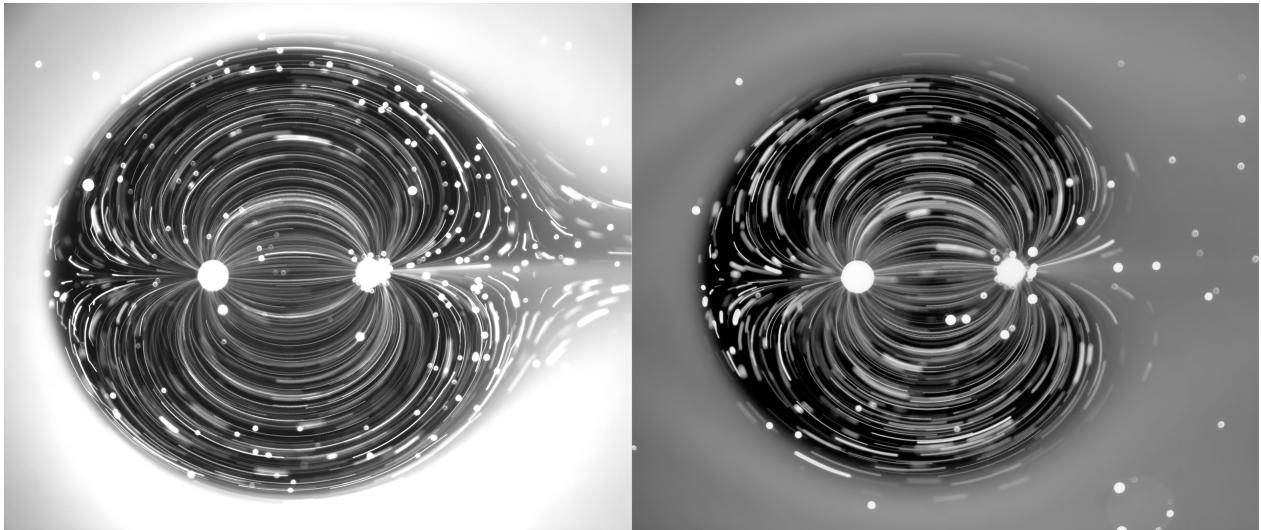


Figure C.3 Exemple de confinements ne respectant pas une neutralité de masse. À gauche, un cas sous-confiné ($\alpha < 1$), on voit des traceurs issus du confinement partir convectivement en aval. À droite, exemple de sur-confinement ($\alpha > 1$), du fluide environnant est aspiré.

Utilisation de dextran

Le dextran fluorescent est une espèce chimique intéressante car son rayon moléculaire est bien supérieur à ceux de la fluorescéine et de la rhodamine. Par conséquent, il diffuse beaucoup moins : son coefficient D est 60 fois inférieur à celui de la rhodamine ou de la fluorescéine, ce qui augmente le nombre de Péclet d'autant. Les dimensions des gradients évoluant avec \sqrt{Pe} , on s'attend à avoir des gradients $\sqrt{\frac{D_{fluo}}{D_{Dextran}}} = 7.7$ fois plus minces qu'une expérience ayant les mêmes paramètres mais usant de la fluorescéine, idem pour le sillage diffusif à l'aval. Le confinement diffuse alors très peu et le régime est très fortement convectif (FIG.C.4).

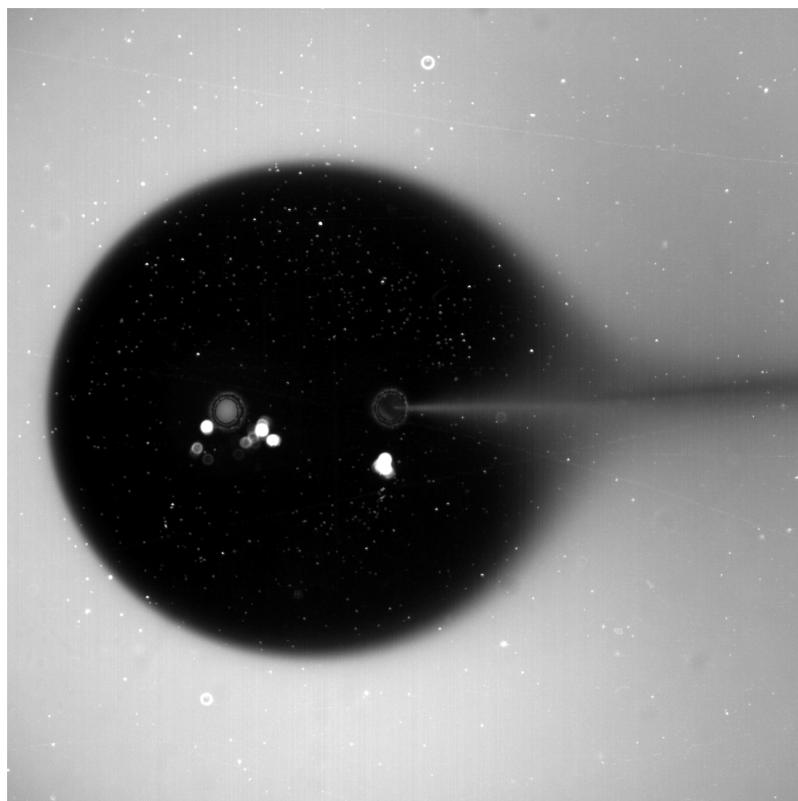


Figure C.4 Profil de concentration obtenu en utilisant du FITC-dextran 2MDa au lieu de fluorescéine ou de rhodamine B. Les solutions utilisées ici sont aqueuses (le dextran n'est pas soluble dans l'éthanol), prouvant que le dispositif fonctionne aussi avec d'autres liquides que l'éthanol.

ANNEXE D CODES DE TRAITEMENT D'IMAGES

Code pour la forme du corps de Rankine

Le code fonctionne de la manière suivante, schématisée à la figure D.1 :

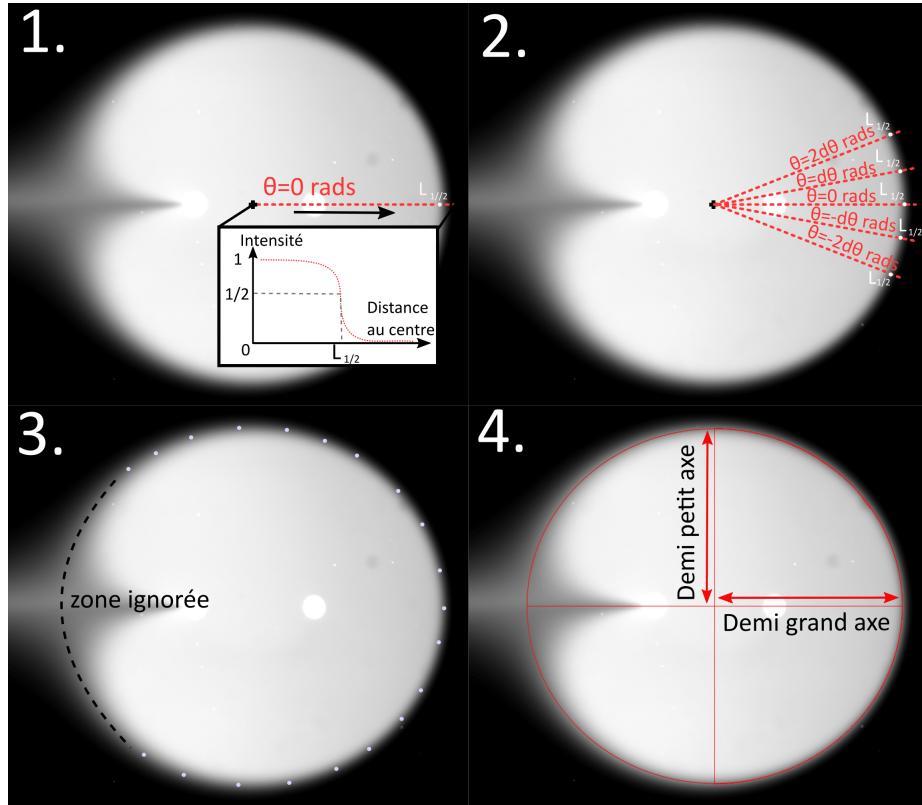


Figure D.1 Schéma de fonctionnement du code permettant l'obtention de la forme du corps de Rankine à partir de la carte de concentration expérimentales.

- Avant toute chose, l'utilisateur pointe manuellement les ouvertures sur l'image, ce qui permettra de connaître le centre du confinement (barycentre des ouvertures). Il pointe aussi un rectangle de ce qu'il pense représentatif de la valeur maximale de l'intensité. Typiquement, on pointe une courte bande entre les deux ouvertures. L'image est alors normalisée pour que cette bande corresponde au maximum.
- Étape 1 : le code parcourt la ligne d'angle nul par pas de $\sqrt{2}$ pixels (diagonale du carré) en partant du centre. Pour chacun de ces pas, il trouve le pixel le plus proche de la demi-droite théorique d'angle nul et enregistre sa valeur. Cela continue jusqu'à ce que la demi-droite ait dépassé le confinement. Ensuite, le code cherche le pixel

correspondant à la valeur d'intensité la plus proche de $\frac{1}{2}$ et ses coordonnées sont stockées.

- Étape 2 : On répète l'étape précédente le long d'une demi droite légèrement inclinée d'un angle $d\theta$, et idem pour le symétrique par rapport à l'axe horizontal (demi-droite inclinée de $-d\theta$)
- Étape 3 : On continue de couvrir différents angles du confinement par incrément de $\pm d\theta$. On s'arrête lorsque $|\theta| = \frac{2\pi}{3}$, car au-delà de cette valeur on se rapproche trop du point de stagnation aval, au voisinage duquel la correspondance entre la ligne $c = \frac{1}{2}$ et la frontière de confinement n'est plus vraie.
- Étape 4 : On fait une régression elliptique des points retenus par méthode des moindres carrés. Cette ellipse a un grand axe et un petit axe, qui nous donnent les dimensions du confinement ainsi qu'un modèle semi-analytique de sa forme. Il est à noter que cette ellipse n'est pas la même que celle du modèle elliptique présenté dans le chapitre théorique.

Code pour les pertes diffusives

Le but est de calculer le ratio entre la quantité d'espèce chimique sortant par diffusion et la quantité d'espèce injectée. Ce code commence par effectuer la même étape de pré-traitement que le précédent. Ensuite, grâce aux données connues de l'expérience, il calcule la quantité totale de fluorescence injectée pendant un temps donné dt , puis trouve la quantité de fluide perdue dans le sillage diffusif pendant dt . Cette dernière valeur est obtenue en sommant les intensités de fluorescence d'une bande tout à gauche de l'image (du côté du sillage) couvrant toute l'image verticalement et d'une largeur $v_{moy} \cdot dt$, où v_{moy} est la vitesse de l'écoulement incident au centre de la chambre. En faisant le ratio de ces deux valeurs, on obtient le pourcentage d'intensité de fluorescence (et donc d'espèce chimique) perdue par le camouflage à cause de la diffusion.