

N° d'ordre : 42

ECOLE CENTRALE DE LILLE
UNIVERSITE DE VALENCIENNES ET DU HAINAUT CAMBRESIS

THESE

Présentée en vue
d'obtenir le grade de

DOCTEUR

en

Electronique

par

Olivier DUCLOUX

DOCTORAT DELIVRE CONJOINTEMENT PAR L'ECOLE CENTRALE DE LILLE
ET L'UNIVERSITE DE VALENCIENNES ET DU HAINAUT CAMBRESIS

Titre de la thèse :
**Microsystèmes Magnéto-mécaniques (MMMS)
pour le contrôle actif d'écoulements aérauliques.**

Soutenue le 20 décembre 2006 devant le jury d'examen :

<i>Président</i>	Mr Daniel JUVÉ	Professeur à l'Ecole Centrale de Lyon
<i>Rapporteur</i>	Mr Michel de LABACHELLERIE	Directeur de recherche CNRS
<i>Rapporteur</i>	Mr Jean Eduardo WESFREID	Directeur de recherche CNRS
<i>Examineur</i>	Mr Eric GARNIER	Chercheur ONERA
<i>Examineur</i>	Mr Azeddine KOURTA	Chargé de recherche CNRS
<i>Examineur</i>	Mr Alain MERLEN	Professeur à l'Université de Lille
<i>Directeur de Thèse</i>	Mr. Philippe PERNOD	Professeur à l'Ecole Centrale de Lille
<i>Directeur de Thèse</i>	Mr Vladimir PREOBRAZHENSKY	Professeur à l'Ecole Centrale de Lille, Directeur de recherche à l'Académie des Sciences de Russie.

Thèse préparée au sein du LEMAC (IEMN/LML)

*À mes parents,
À Céline et Elisabeth,*

*Une confrontation permanente entre
théorie et expérience est une condition
nécessaire à l'expression de la créativité.*

[Pierre Joliot]

Remerciements

Ce travail a été réalisé au sein du Laboratoire Européen associé en Magnéto-Acoustique non-linéaire de la Matière Condensée (LEMAC), laboratoire franco-russe, dans la partie française située à l'Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie (IEMN, CNRS/UMR 8520). Je remercie la région Nord-Pas-de-Calais et le CNRS pour m'avoir conjointement témoigné leur confiance en accordant les financements sans lesquels cette thèse n'aurait pas pu être poursuivie.

Je remercie vivement Mr Philippe PERNOD et Mr Vladimir PREOBRAZHENSKY, professeurs à l'Ecole Centrale de Lille, pour m'avoir accueilli dans leur équipe (LEMAC-IEMN), pour leur encadrement et pour la confiance qu'ils m'ont témoignée tout au long de ces trois années de travail.

Je tiens à remercier au même titre Mr Alain MERLEN (LEMAC-LML), également investi dans l'encadrement de ce travail, pour avoir permis la mise en place des moyens de caractérisation des microjets et pour les pertinentes discussions qui ont permis la réalisation de ce travail.

J'associe également à ces remerciements Mr Jean Eduardo WESFREID, directeur de recherche à l'ESPCI et Mr Michel de LABACHELLERIE, directeur de recherche au laboratoire FEMTO-ST, pour avoir accepté de rapporter ce travail, ainsi que les membres du jury Mr Daniel JUVE, professeur à l'Ecole Centrale de Lyon et Mr Azzedine KOURTA, chargé de recherche à l'IMFT.

Mes remerciements vont également au Dr Eric GARNIER et Mr Marc PRUVOST de l'ONERA pour leur compétence et leur investissement dans ce projet, notamment au niveau de la caractérisation à grande échelle de l'effet des microvalves sur les écoulements décollés. Côté matériau, je souhaite remercier vivement Mr Jean-Yves DAUPHIN, responsable de l'équipe matériaux de l'Ecole Centrale de Lille, pour m'avoir permis de profiter de son incroyable panel de compétences.

Je tiens également à exprimer ma reconnaissance à Loic LAM pour m'avoir permis de profiter de son savoir-faire, de sa disponibilité et de sa grande gentillesse.

Je tiens à remercier tout particulièrement Mr Yves DEBLOCK, Mr Abdelkrim TALBI, Mr Romain VIARD et Melle Leticia GIMENO pour leur soutien de tous les instants et leur participation à la mise en place des moyens de caractérisation fluide. Un grand merci à Nicolas TIERCELIN et Mr Stève MASSON pour avoir permis le dépôt de films minces opérationnels dans un laps de temps si court.

Merci aussi à l'ensemble du personnel de salle blanche III-V et Silicium de l'IEMN pour leurs conseils et leur disponibilité.

Un grand merci à mes collègues du LEMAC et de l'Ecole Centrale de Lille pour avoir fait de ce travail de thèse un enrichissement quotidien.

Je tiens enfin à remercier l'ensemble de mes amis musiciens du Conservatoire et de l'école Centrale de Lille, qui m'ont permis de m'évader régulièrement durant ces trois années par la pratique de l'instrument.

Table des Matières

Partie 1	1
Généralités sur les écoulements aérauliques, Introduction aux problèmes de décollement, Construction d'un cahier des charges type.	
<hr/>	
1. GENERALITES – INTRODUCTION A L’AERODYNAMIQUE	2
1.1. INTRODUCTION	2
1.2. DESCRIPTION LAGRANGIENNE. DESCRIPTION EULERIENNE DU MOUVEMENT	2
1.3. LIGNES DE COURANT ET TRAJECTOIRE	3
1.4. EQUATION DE CONSERVATION DE LA MASSE	4
1.5. NOTION DE VISCOSITE	5
1.6. DYNAMIQUE DU FLUIDE	5
1.7. ECOULEMENTS LAMINAIRE ET TURBULENT	6
1.8. CONCEPT DE COUCHE LIMITE	8
2. ENJEUX INDUSTRIELS	12
2.1. PRINCIPES DE BASE SUR LE FONCTIONNEMENT D’UN AVION	12
2.2. INTRODUCTION AUX PROBLEMES DE CONTROLE D’ECOULEMENT	17
3. SOLUTIONS POUR LE CONTROLE D’ECOULEMENT	19
3.1. MODIFICATIONS GEOMETRIQUES	19
3.2. CONTROLE DE COUCHE LIMITE	20
3.2.1. <i>Solutions passives</i>	21
3.2.2. <i>Solutions actives : Actionnement fondé sur l’utilisation de microsystèmes</i>	22
3.3. CONTROLE DE DECOLLEMENT	26
3.3.1. <i>Dispositifs de contrôle passif</i>	26
3.3.2. <i>Dispositifs de contrôle actif</i>	27
3.3.3. <i>Dimensionnement des actionneurs dans le cas des applications aéronautiques</i>	33
3.3.4. <i>Micro-actionneurs pour la formation de jets pulsés</i>	34
4. CONCLUSION	44

Partie 2	49
Moyens de caractérisation, Eléments microfluidiques pour la prévision de performances	
<hr/>	
1. INTRODUCTION	50
2. MESURE DE VITESSE.....	50
2.1. ANEMOMETRIE DOPPLER LASER (LDA)	50
2.2. ANEMOMETRIE PAR IMAGERIE DE PARTICULES (PIV)	51
2.3. DEBITMETRIE	52
2.4. TUBE DE PITOT	52
2.5. ANEMOMETRIE PAR FIL CHAUD	53
2.6. PARTICULES ET MICROSYSTEMES.....	55
2.7. CHOIX D'UN SYSTEME D'ANEMOMETRIE POUR LA CARACTERISATION DE MICROJETS	55
3. METHODES DE VISUALISATION DIRECTE.....	56
3.1. PLANS LASER.....	56
3.2. OMBROSCOPIE (OU SHADOWGRAPH) ET STRIOSCOPIE (OU SCHLIEREN).....	57
4. MISE EN PLACE EXPERIMENTALE DES MOYENS DE CARACTERISATION DE MICROJET	58
4.1. ANEMOMETRIE A FIL CHAUD.....	59
4.2. OMBROSCOPIE	61
4.3. CONCLUSION	63
5. ECOULEMENTS AERIENS DANS LES MICRO-CANAUX.....	63
5.1. NOMBRE DE REYNOLDS	63
5.2. NOTION DE CHARGE ET DE PERTE DE CHARGE.....	64
5.3. REALISATION DE MICRO-CANAUX.....	66
5.4. PRINCIPE DE LA MESURE	67
5.5. ANEMOMETRIE – RESULTATS	67
5.6. VISUALISATION DES MICROJETS PAR OMBROSCOPIE	68
6. CONCLUSION	69

1. MICROVALVE A MEMBRANE SOUPLE	72
1.1. ARCHITECTURE GLOBALE DE LA MICROVALVE	72
1.2. CHOIX DES MATERIAUX	73
1.3. DIMENSIONNEMENT	80
2. ETUDE ANALYTIQUE DE L’ACTIONNEUR- FONCTIONNEMENT EN STATIQUE.....	83
2.1. HYPOTHESES ET DENOMINATION DES VARIABLES CARACTERISTIQUES	83
2.2. MODELE DE FONCTIONNEMENT EN STATIQUE	85
2.3. UTILISATION DE FEMLAB POUR LA PREDICTION DES PERFORMANCES DE LA MICROVALVE	91
2.4. UTILISATION DE STRAR CD POUR LA PREVISION DES PERFORMANCES DE LA MICROVALVE.....	97
3. METHODE D’ACTIONNEMENT.....	100
3.1. SPECIFICATIONS SUR L’ACTIONNEUR.....	100
3.2. COMPARATIF DES METHODES DISPONIBLES.....	102
3.3. CONCLUSION	104
4. DIMENSIONNEMENT DE L’ACTIONNEUR ELECTROMAGNETIQUE	105
4.1. LIMITES DE FONCTIONNEMENT EN DYNAMIQUE	110
4.2. AUTO-OSCILLATION	111
4.3. AUTO-OSCILLATION FORCEE PAR COUPLAGE MAGNETIQUE	119
5. CONCLUSIONS.....	124

Procédé de fabrication, caractérisation et utilisation des microvalves à membrane souple pour le contrôle actif de décollement

1. PROCÉDE DE FABRICATION	128
1.1. METHODES DE GRAVURE	129
1.2. METHODES D'ASSEMBLAGE	134
1.3. ALIGNEMENT	137
1.4. SEPARATION DES BARRETTES.....	138
1.5. CONNECTIONS FLUIDES ET ACTIONNEMENT	138
2. CARACTERISATION DE LA MICROVALVE EN STATIQUE (SANS ACTIONNEMENT).....	139
2.1. ETUDE DU DEPLACEMENT DE LA MEMBRANE EN STATIQUE.....	139
2.2. ANALYSE DE LA GEOMETRIE DU JET EN SORTIE DE VALVE ET PRESSION ADMISSIBLE.....	141
2.3. MESURE DE LA VITESSE D'EJECTION - PERTE DE CHARGE DANS LA STRUCTURE	142
2.4. AMELIORATION PAR UTILISATION D'UNE PLAQUETTE DE GUIDAGE.....	144
2.5. SIMULATION DE L'ECOLEMENT DANS LA MICROVALVE ET SA PLAQUETTE DE GUIDAGE, INFLUENCE DE LA GEOMETRIE DES ENTREES / SORTIES.	145
3. FONCTIONNEMENT EN MODE QUASI-STATIQUE.....	147
3.1. ACTIONNEURS CHOISIS	147
3.2. CARACTERISATION DES MICROJETS EN MODE DYNAMIQUE	148
4. FONCTIONNEMENT EN MODE AUTO-OSCILLANT	150
4.1. CARACTERISATION TEMPORELLE DE LA VITESSE DE SORTIE	150
5. CONCLUSION – SITUATION PAR RAPPORT AUX ACTIONNEURS EXISTANTS	152
6. VALIDATION EXPERIMENTALE DU PRINCIPE DE RECOLLEMENT DE COUCHE LIMITE	153
6.1. PACKAGING DE L'ACTIONNEUR.....	154
6.2. PREMIERS RESULTATS.....	156
6.3. EXPERIENCE MISE EN PLACE A L'ONERA LILLE	156
6.4. EXPERIENCE MISE EN PLACE AU LML LILLE.....	158
7. CONCLUSION	160

Partie 5 **161**
Microvalves à poutre vibrante actionnées par films magnétostrictifs pour le
contrôle actif de couche limite.

1. INTRODUCTION	164
1.1. PHENOMENE DE MAGNETOSTRICTION	164
1.2. ACTIONNEMENT	165
2. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DE LA MICROVALVE ACTIONNEE PAR FILMS MAGNETOSTRICTIFS.....	171
2.1. ARCHITECTURE DE LA MICROVALVE.....	171
2.2. DIMENSIONNEMENT	172
2.3. PROCEDE DE FABRICATION	174
3. MICROPOUTRES MAGNETOSTRICTIVES ACTIONNEES IN SITU PAR MICROBOBINES	176
3.1. PRINCIPE D' ACTIONNEMENT	176
3.2. CHAMP MAGNETIQUE ET DIMENSIONNEMENT DES MICROBOBINES.....	177
4. REALISATION D'UN DEMONSTRATEUR A L'ECHELLE MEMS	179
4.1. PROCEDES DE FABRICATION.....	179
4.2. PROCEDE N°1.....	180
4.3. PROCEDE N°2.....	186
5. CARACTERISATION.....	189
5.1. DEFLEXION EN STATIQUE.....	189
5.2. FREQUENCE DE RESONANCE	190
6. CONCLUSION	194

Conclusion générale **197**

Annexes **201**

Introduction

Dans un marché en mondialisation constante où le déplacement long courrier prend une importance grandissante chaque jour, le secteur de l'aéronautique connaît une forte croissance dans un contexte extrêmement concurrentiel à l'échelle internationale. Motivés par les pressions économiques et gouvernementales, les constructeurs d'avions doivent constamment promettre plus de sécurité, plus de rentabilité, moins de consommation, plus de confort, à l'intérieur comme à l'extérieur des engins. Dans ces conditions, le secteur traditionnel de la construction et de la vente d'avions se transforme peu à peu en secteur d'innovation, chaque avancée technologique constituant un avantage notable sur le concurrent. Les leviers principaux d'amélioration concernent le choix et le développement de nouveaux matériaux pour la réduction de la masse embarquée d'une part, et le contrôle de l'écoulement aérodynamique autour de la carlingue d'autre part.

A une échelle cent mille fois plus petite, le monde des microsystèmes électromécaniques connaît lui aussi une mutation : introduits sur les marchés par les grands fabricants de composants électroniques, il subit actuellement une demande constamment accrue sur des domaines de plus en plus diversifiés, en particulier dans les domaines de la microfluidique et de la biologie (accéléromètres pour coussins gonflables, laboratoires sur puce, capteurs embarqués de pression et de température ...).

De récents développements sur les technologies de fabrication, de caractérisation et d'actionnement de micro-actionneurs de type microvalve montrent que les technologies MEMS commencent à être suffisamment matures pour apporter des solutions aux problèmes strictement aéronautiques tels que le contrôle actif de décollement et le contrôle de couche limite. En effet, il a été montré par étude numérique et expérimentale à l'aide d'actionneurs macroscopiques qu'il est possible de contrôler le décollement d'un fluide depuis une surface solide en perturbant l'écoulement à proximité de la surface en amont du décollement. De nombreuses méthodes de perturbation sont actuellement à l'étude (vortex générateurs mécaniques, propagation d'ondes de surface, etc...) parmi lesquelles l'utilisation de vortex générateurs fluides promet des performances intéressantes. Le principe de l'actionnement consiste à souffler de petites quantités d'air (microjets) à travers des trous de taille

submillimétrique, situés en amont du décollement. Ces microjets, soufflés à une vitesse et à une fréquence adéquates, induisent un recollement sur les écoulements décollés situés en aval.

Deux types de soufflage sont traditionnellement utilisés : l'actionnement par jet pulsé consiste uniquement en un soufflage de fluide, alors que l'actionnement par jet synthétique est constitué d'une période de soufflage suivie par une période d'aspiration. Cette différence a priori subtile a des conséquences importantes sur le design des actionneurs et sur leurs performances. On utilisera ainsi les vortex générateurs fluides à jets synthétiques pour des applications basse vitesse et haute fréquence, et les microjets pulsés pour des applications plus haute vitesse (>100 m/s) ; et basse fréquence (<2 kHz).

Le travail de recherche présenté dans cette thèse a été effectué dans le cadre du projet européen inter-laboratoires INTERREG IIIa N°198, du GDR CNRS 2502, et également en collaboration avec l'ONERA et de nombreux partenaires industriels (projet européen ADVACT, alliant les acteurs européens majeurs dans le domaine de la construction de turboréacteurs, DASSAULT SYSTEMS, et MBDA). Afin de pouvoir proposer à terme des solutions susceptibles de satisfaire les besoins de ces différents partenaires, le travail a été préférentiellement orienté vers la fabrication de microvalves pour la pulsation de microjets à travers des trous de taille millimétrique ou inférieure.

Dans le domaine de la fabrication de jets pulsés, l'ensemble des solutions existantes étant constitué d'injecteurs de taille macroscopique, l'apport des microsystèmes est indéniable du point de vue de l'intégrabilité des systèmes sur maquette et ailes réelles, mais aussi car ils permettent un contrôle indépendant de chaque microjet. Dans l'optique d'un contrôle actif localisé (comprenant une boucle de rétroaction couplant les actionneurs à des capteurs de variables locales), l'orientation des recherches vers des solutions de type microsystème semble inévitable. Enfin, ces technologies permettent de bénéficier des réductions de coûts permises par les techniques d'usinage collectif issues de la microélectronique.

C'est donc à l'intersection des besoins de l'industrie aéronautique et des possibilités des micro-actionneurs qu'a été réalisée la présente thèse, intitulée « Microsystèmes Magnéto-Mécaniques (MMMS) pour le contrôle d'écoulements aérauliques » et divisée en cinq parties distinctes :

Dans une première partie, on présentera des généralités sur les écoulements aérauliques, de manière à introduire les problématiques de contrôle actif de décollement. Les différentes solutions de contrôle seront ensuite présentées, de manière à aboutir à la définition d'un cahier des charges fixant des objectifs types à atteindre.

Un second chapitre présentera les moyens de mesure mis en place pour la caractérisation de microjets dans des sections de taille millimétrique (anémométrie à fil chaud, ombroscopie et strioscopie), puis la mise au point d'un modèle simple de perte de charge des écoulements étudiés.

Dans une troisième partie, on présentera le principe de fonctionnement et le dimensionnement d'une microvalve à membrane souple répondant au cahier des charges type fixé en première partie. On développera ensuite une étude théorique du fonctionnement en statique et en dynamique de ce système débouchant sur la mise en lumière d'un levier d'actionnement original fondé sur l'induction d'une instabilité dans un système mécanique couplé de type fluide-structure (auto-oscillation). Trois types d'actionnement seront isolés et étudiés dans cette partie : actionnement électromagnétique, auto-oscillation et auto-oscillation forcée.

Une quatrième partie développera les étapes d'optimisation du procédé de fabrication de la microvalve, ainsi que la mesure des performances des systèmes fabriqués. On décrira également dans cette partie les techniques de packaging mises en place pour l'insertion des barrettes de microvalves en soufflerie.

Une cinquième et dernière partie concernera la mise au point d'une microvalve à actionnement magnétostrictif intégré. Dans cette partie, on développera le principe, le dimensionnement et l'optimisation des moyens d'actionnement spécifiques mis en œuvre (films magnétostrictifs nanostructurés actionnés in situ par un couple de microbobines), la réalisation et la caractérisation des dispositifs fabriqués.

Partie 1

Généralités sur les écoulements aérauliques, Introduction aux problèmes de décollement, Construction d'un cahier des charges type.

Introduction

Le contrôle des écoulements autour des véhicules propulsés à vitesse importante est un sujet crucial pour le développement des moyens de transport de demain. En effet, l'amélioration des performances aérodynamiques, par le contrôle des écoulements au proche voisinage des parois, permet des gains importants sur de nombreux problèmes clés tels que la réduction du bruit émis, la consommation en carburant, les distances d'atterrissage et de décollage.... Après une introduction générale sur les écoulements aérauliques, on développera le concept de décollement de couche limite, puis les différents mécanismes permettant son contrôle. On tentera enfin de dresser un cahier des charges type de l'actionneur à fabriquer pour permettre un tel contrôle.

1. Généralités – Introduction à l'aérodynamique

1.1. Introduction

On désigne par fluide un milieu aisément déformable sous l'action des forces s'appliquant sur celui-ci. Les fluides incluent, par opposition au solide, les liquides et les gaz. Du point de vue de la physique, les fluides désignent des milieux discontinus constitués de molécules ou d'atomes en mouvement relatif continu. Contrairement au solide, les interactions inter atomiques y sont faibles (chocs pour les gaz, interactions de VanDerWaals pour les liquides), permettant une caractéristique importante des fluides : l'écoulement. Du point de vue de la mécanique des fluides, on les considérera d'ailleurs comme des milieux continus doués de mobilité.

Les variations d'intensité et de nature des interactions ayant lieu à l'échelle atomique dans le milieu fluide ont des conséquences macroscopiques importantes sur l'écoulement de ce dernier. Le mécanicien des fluides, considérant le milieu comme un ensemble, utilisera donc des variables globales (pression, température, vitesse) et intrinsèques (viscosité, masse volumique...) pour la description des problèmes mettant en jeu des fluides.

Les principes théoriques de la mécanique des fluides présentés dans cette partie s'appuient sur les ouvrages [1], [2].

1.2. Description lagrangienne. Description eulérienne du mouvement

Les équations de la mécanique des fluides sont fondées sur une double description des particules fluides, rendant compte de la co-existence des points de vue macroscopique et microscopique des propriétés du fluide. Isolons par la pensée un petit volume en mouvement, qu'on appellera « particule fluide ».

Description lagrangienne

La description lagrangienne consiste à observer la modification des propriétés d'une particule fluide lorsqu'on suit son mouvement. Soit x_{p0i} , $i=1..3$ les coordonnées de la particule P au temps $t=t_0$ dans le

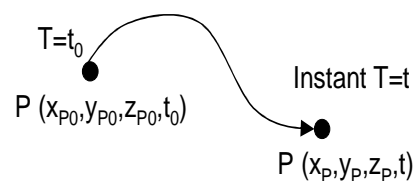


Fig. 1. 1. description lagrangienne du mouvement d'une particule fluide.

repère orthonormé \bar{x}_i , $i=1..3$. On note $x_p(t, x_{p_0})$ la position de la particule P au temps t. La vitesse particulaire et l'accélération de P sont alors données par l'équation (cf.Fig. 1. 1) :

$$v_p = \frac{\partial x_p(t, x_{p_0})}{\partial t} \text{ et } a_p = \frac{\partial^2 x_p(t, x_{p_0})}{\partial t^2} \quad (1.1)$$

Description eulérienne

La méthode d'Euler consiste à connaître la vitesse des particules au cours du temps t en un point M déterminé par ses coordonnées x_M . Elle est plus employée que la méthode de Lagrange, la connaissance du champ des vitesses étant suffisante pour la description du fluide en mouvement.

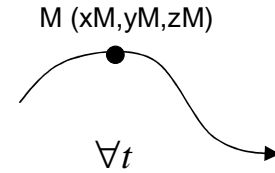


Fig. 1. 2. description eulérienne du mouvement d'une particule fluide.

La notion de vitesse instantanée du fluide est alors différente, puisque le repère d'observation n'est plus dépendant du temps.

Soit la quantité $G(x_i, t)$ caractéristique d'une particule fluide.

On a alors : $dG = G(x_i + dx_i, t + dt) - G(x_i, t)$

$$dG_l = G_l(x_i + dx_i, t + dt) - G_l(x_i, t)$$

$$dG_l = \left[\frac{\partial G_l(x_i, t)}{\partial x_i} \right] dx_i + \left[\frac{\partial G_l(x_i, t)}{\partial t} \right] dt = \left[v_i \frac{\partial G_l(x_i, t)}{\partial x_i} + \frac{\partial G_l(x_i, t)}{\partial t} \right] dt \quad (1.2)$$

$$\text{Et : } dG_e = \frac{dG_e(x_M, t)}{dt} \quad (1.3)$$

$$\text{D'où, par identification : } \frac{DG}{Dt} = \frac{dG_e(x_M, t)}{dt} = v_i \frac{\partial G_l(x_i, t)}{\partial x_i} + \frac{\partial G_l(x_i, t)}{\partial t} \quad (1.4)$$

$$\text{Ou encore : } \frac{DG}{Dt} = \frac{\partial G}{\partial t} + \vec{v} \cdot \overrightarrow{\text{grad}}(G) \quad (1.5)$$

Le premier terme de la dérivée particulaire est appelée *dérivée locale*, quant à la deuxième, il s'agit de la *dérivée convective*.

1.3. Lignes de courant et trajectoire

La trajectoire d'une particule fluide est le lieu des points M occupés par la particule P au cours de son mouvement, à partir des conditions initiales : (t_0, x_{i_0}, v_{i_0}) .

Elle est donnée par l'équation :

$$\frac{dx_i}{v_i} = dt \quad (1.6)$$

On appelle **ligne de courant** une courbe dont la direction tangente en chacun de ses points est la direction du vecteur vitesse à un temps t fixé. L'équation d'une ligne de courant se calcule par intégration des équations :

$$\frac{dv}{dx} = \frac{dv}{dy} = \frac{dv}{dz} \quad (1.7)$$

Un **tube de courant** est un ensemble de lignes de courant s'appuyant sur un contour fermé. On appelle **ligne d'émission** une courbe constituée par l'ensemble des points atteints à un instant donné par des particules passées antérieurement en un même point.

L'écoulement est dit stationnaire ou permanent si les composantes de vitesse ne dépendent pas du temps. Dans le cas stationnaire, les lignes de courant et les trajectoires sont confondues.

1.4. Equation de conservation de la masse

Soit une partie d'un fluide de masse volumique ρ délimitée par une surface fermée S_f et de volume V (Cf. Fig. 1. 3).

La masse m_f de ce volume fermé est : $m_f = \iiint_V \rho(M, t) dV$

La masse sortante est : $m_s = \oiint_{S_f} \rho(M, t) \vec{v}(M, t) \cdot \vec{dS}$

La conservation de la masse s'écrit alors :

$$\frac{dm_f}{dt} = \iiint_V \left[\operatorname{div}(\rho \vec{v}(M, t)) + \frac{\partial \rho(M, t)}{\partial t} \right] dV \quad (1.8)$$

En l'absence de puits ou de sources de masse, l'équation de conservation de la masse se traduit :

$$\operatorname{div}(\rho \vec{v}) + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (1.9)$$

Deux cas sont alors à considérer :

- **Dans le cas d'un fluide incompressible** (ρ constant), la conservation de la masse se traduit : $\operatorname{div}(\vec{v}) = 0$. On parle alors d'**écoulement isovolume**.

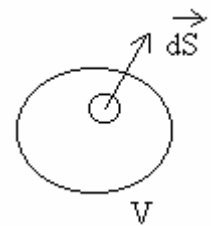


Fig. 1. 3. orientation du vecteur dS .

- Dans le cas d'un écoulement stationnaire, $\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$ on obtient alors :

$$\rho \operatorname{div}(\vec{v}) + \vec{v} \cdot \overrightarrow{\operatorname{grad}}(\rho) = 0 \quad (1.10)$$

1.5. Notion de viscosité

On désigne par fluide newtonien l'ensemble des fluides pour lesquels on suppose que les composantes du tenseur des contraintes de viscosité τ_{ij} dépendent linéairement des valeurs instantanées des déformations. Pour des raisons de symétrie, on est alors amené à écrire :

$$\tau_{ij} = 2\mu \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) + \eta \delta_{ij} \frac{\partial v_k}{\partial x_k} \quad (1.11)$$

Avec μ la viscosité de cisaillement et η la viscosité de dilatation.

Le domaine de variation de la viscosité de cisaillement est très large puisqu'il s'étend de presque 0 pour l'hélium II à l'infini pour un solide parfaitement rigide. Il est d'ailleurs possible d'explicitier la viscosité à l'aide de la théorie cinétique des gaz, par la relation :

$$\mu = \rho c l \quad (1.12)$$

Avec ρ la masse volumique du gaz, c la vitesse moyenne des molécules du gaz et l le libre parcours moyen de ces molécules.

Le coefficient $\eta \delta_{ij} \frac{\partial v_k}{\partial x_k}$ représente quant à lui les contraintes générées par les variations de volume par compression. Dans le cas des fluides incompressibles, donc à divergence de vitesse nulle, la relation (1.11) devient :

$$\tau_{ij} = 2\mu \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) \quad (1.13)$$

1.6. Dynamique du fluide

L'application du principe fondamental de la dynamique sur un petit volume de fluide considéré visqueux, newtonien et incompressible, donne l'équation de Navier-Stokes :

$$dm \frac{D\vec{V}}{Dt} = \rho dv \frac{D\vec{V}}{Dt} = -\overrightarrow{grad}(P)dv + \rho \vec{g}dv + \mu \Delta \vec{V}dv \quad (1.14)$$

Le terme $\overrightarrow{grad}(P)dv$ représente l'effet de la pression motrice.

La terme $\rho \vec{g}dv$ représente les effets de pesanteur. On les négligera dans le cas des gaz.

Enfin, le terme $\mu \Delta \vec{V}dv$ représente les effets visqueux.

La version locale de cette équation est, en utilisant la dérivée particulaire :

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \vec{V} \cdot \overrightarrow{grad}(\vec{V}) = -\frac{1}{\rho} \overrightarrow{grad}(P) + \vec{g} + \frac{\mu}{\rho} \Delta \vec{V} \quad (1.15)$$

L'équation de Navier-Stokes se décline suivant les propriétés du fluide à étudier. Ainsi, dans le cas des fluides non visqueux, on obtient l'équation d'Euler :

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \vec{V} \cdot \overrightarrow{grad}(\vec{V}) = -\frac{1}{\rho} \overrightarrow{grad}(P) + \vec{g} \quad (1.16)$$

Et dans le cas d'un écoulement permanent :

$$\vec{V} \cdot \overrightarrow{grad}(\vec{V}) = \frac{1}{2} \overrightarrow{grad}(V^2) + \overrightarrow{rot}(\vec{V}) \wedge \vec{V} = -\frac{1}{\rho} \overrightarrow{grad}(P) + \vec{g} \quad (1.17)$$

1.7. **Écoulements laminaire et turbulent**

L'introduction de marqueurs (fumée dans le cas des gaz, colorant pour les liquides), permet d'observer des différences importantes dans le comportement des écoulements des fluides. Dans certains écoulements, les particules marquées diffusent très lentement c'est à dire s'écartent peu les unes des autres, les différentes couches (lamelles) glissent les unes par rapport aux autres sans se mélanger : l'écoulement est dit **laminaire**. Au contraire dans d'autres écoulements les particules marquées s'éloignent très rapidement de manière " aléatoire, irrégulière, dans toutes les directions " les unes des autres, on ne retrouve plus de trace de marquage significative très près de l'endroit où le marqueur a été introduit : l'écoulement est dit **turbulent**.

Dans le cas d'un écoulement laminaire, les couches de fluide s'entraînent collectivement sans se mélanger par friction visqueuse, sans se mélanger. A l'opposé, les écoulements turbulents

sont le siège de mélange entre les couches rapides et les couches lentes, par tourbillonnement. Le fluide n'étant pas assez visqueux, les effets d'inertie prévalent.

Même si une partie des variables caractéristiques varie fortement en régime turbulent, il est possible d'analyser ces écoulements en considérant les variables comme la somme d'une donnée constante et d'une donnée fluctuante.

Par exemple : $u = \bar{u} + u^*$,

avec : \bar{u} la vitesse moyenne et u^* sa partie fluctuante.

Nombre de Reynolds :

Il caractérise l'importance des effets visqueux par rapport aux effets d'inertie du fluide en mouvement. Calculons le rapport entre les deux quantités et normalisons les grandeurs :

$$\text{En posant : } \begin{cases} V_+ = \frac{V}{U} \\ x_+ = \frac{x}{D} \\ t_+ = \frac{x_+}{V_+} = \frac{U}{D} t \end{cases}, \text{ on obtient : } \frac{\text{inertie}}{\text{viscosité}} = \frac{\rho \frac{dV}{dt}}{\mu \Delta V} = \frac{\rho U D}{\mu} \frac{dV_+}{\Delta x_+} \approx \frac{\rho U D}{\mu} \quad (1.18)$$

Avec U et D respectivement une vitesse et une longueur caractéristiques de l'écoulement. On pose alors :

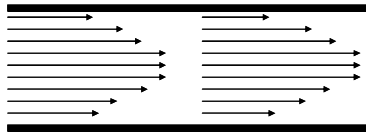

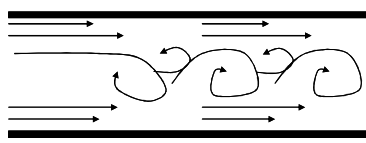



$$\text{Re} = \frac{\rho V L}{\mu} = \frac{V L}{\nu} \quad (1.19)$$

Avec :

- V la vitesse moyenne de l'écoulement
- μ la viscosité cinématique du fluide
- L une longueur caractéristique
- ρ la masse volumique
- ν la viscosité cinématique

Une loi empirique fondée sur les observations de Reynolds permet de prévoir le comportement d'un écoulement par le calcul de son nombre de Reynolds caractéristique. Les études empiriques donnent les résultats suivants :

Tableau 1. 1. Caractéristiques des écoulements visqueux en fonction du nombre de Reynolds .

Nombre de Reynolds	Type d'écoulement	Écoulement d'un fluide visqueux dans une conduite	Visualisation de l'écoulement (traceurs colorés, [3]).
$Re < 2000$	Laminaire		
$2000 < Re < 6000$	Transitionnel		
$Re > 6000$	Turbulent		

On peut noter l'apparition d'instabilités pour des écoulements dont le nombre de Reynolds est intermédiaire entre les domaines laminaire et turbulent (cf. Tableau 1. 1).

1.8. Concept de couche limite

Si on peut considérer le fluide s'écoulant loin de parois solides comme parfait, il n'en est rien à leur proximité. En effet, les effets visqueux ayant lieu dans les fluides newtoniens forcent le mécanicien à considérer le non glissement du fluide au niveau de son interaction avec une surface solide. Une conséquence directe est l'existence d'une couche de fluide intermédiaire caractérisée par un gradient de vitesse très important, faisant le lien entre l'écoulement loin de la paroi et l'écoulement retardé à proximité des surfaces solides. L'existence de cette couche limite, introduite par Prandtl en 1904 est longtemps restée inconnue des physiciens, faute de moyens de mesure adaptés.

Dans le cas d'un écoulement autour d'un obstacle solide, la couche limite se développe à partir d'un point d'arrêt A. Au voisinage de ce point, l'écoulement dans la couche limite est d'abord laminaire, puis devient turbulent. (Cf. Fig. 1. 4)

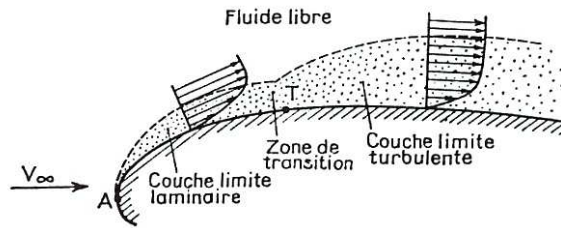


Fig. 1. 4 . Développement d'une couche limite le long d'une paroi solide [1].

Notations (cf. Fig. 1. 5)

On considérera par la suite un écoulement bidimensionnel dans le plan (x,y) contournant un obstacle dont la courbure est comprise dans le plan de l'écoulement.

Soit M un point situé dans la couche limite, soient :

x la distance le long de la paroi séparant M d'un point d'arrêt A fixe

y la distance à la paroi sur la normale à la paroi

u et v les composantes de la vitesse au point M, respectivement

suivant les directions x et y .

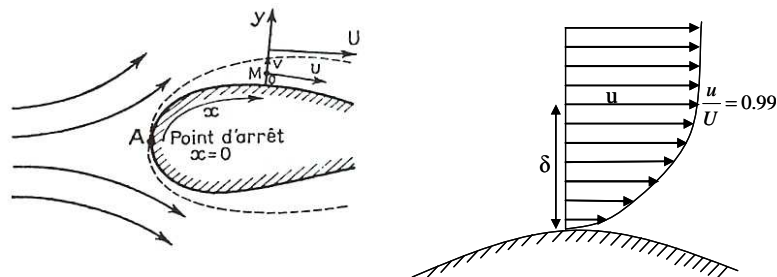


Fig. 1. 5. notations utilisées pour l'étude de la couche limite [1].

On notera U la vitesse du fluide loin de la paroi. Comme la couche limite est très mince, u est presque parallèle à la paroi et est décrite comme une fonction du temps et de la coordonnée curviligne x uniquement.

Épaisseur de couche limite

Quand on s'éloigne de la paroi, la vitesse u se rapproche de manière asymptotique de celle qui règne dans le fluide libre. On appelle épaisseur de couche limite la distance $\delta(x)$ au-delà de laquelle $u > 0.99 U$.

Les autres paramètres liés à l'épaisseur de la couche limite sont les suivants :

- la contrainte tangentielle à la paroi :

$$\tau_0 = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0} \quad (1.20)$$

- le coefficient de frottement local et global:

$$C_f = \frac{\tau_0}{\frac{1}{2} \rho U^2} \quad \text{et} \quad C_F = \frac{1}{S} \int C_f dS \quad (1.21)$$

L'ensemble de ces relations est vrai dans le cas de la couche limite turbulente, en utilisant la vitesse moyenne \bar{u} .

Equations de la couche limite

Une analyse dimensionnelle des équations de Navier-Stokes écrites pour l'écoulement dans la couche limite permet d'aboutir à l'équation suivante :

$$\frac{\delta}{x} \propto \frac{1}{\sqrt{\text{Re}_x}}, \quad \text{avec} \quad \text{Re}_x = \frac{Ux}{\nu} \quad (1.22)$$

L'épaisseur de la couche limite est donc une fonction parabolique de l'abscisse curviligne. De plus, on constate que cette épaisseur augmente avec la viscosité du fluide et diminue avec sa vitesse libre.

L'équation (1.22) explique aussi le phénomène de transition de couche limite, puisque tout au long de la surface de la paroi, Re_x augmente avec l'abscisse curviligne. Les effets visqueux disparaissent donc progressivement le long de la paroi au profit des effets inertiels, provoquant le passage du fluide en mode de turbulence.

Condition de compatibilité et décollement

L'écriture des équations de Navier-Stokes au niveau de la paroi solide donne ($y=0, u=v=0$):

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (1.23)$$

$$\text{D'où : } \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = \frac{1}{\mu} \frac{\partial P}{\partial x} = -\frac{U}{\nu} \frac{dU}{dx} \quad (1.24)$$

La présence d'un gradient de pression adverse $\frac{dP}{dx} > 0$ provoque une diminution de la

quantité $\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_{y=0}$, jusqu'à son annulation et son retournement. Dans un tel cas, on a apparition

d'un courant de retour. On dit alors que la couche limite « se sépare » ou « décolle ». La

prévision du point de décollement dépend bien sûr d'une analyse préalable du problème visant à prévoir le signe de $\frac{dP}{dx}$.

Si le décollement de la couche limite permet de diminuer localement la contrainte tangentielle à la paroi, il est aussi accompagné par une augmentation brutale de l'épaisseur de la couche limite et l'apparition de structures tourbillonnaires en amont du décollement (cf. Fig. 1. 6).

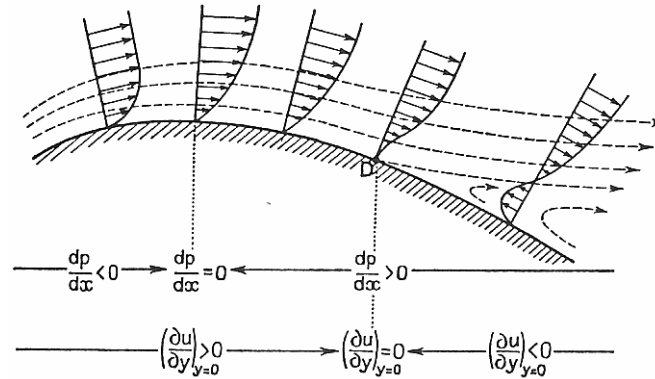


Fig. 1. 6. Evolution du profil des vitesses dans la couche limite [1].

Le phénomène de décollement est une problématique importante dans des domaines comme l'aéronautique (il intervient alors au niveau de l'extrados des ailes d'avion par exemple, cf. Fig. 1. 7), mais aussi dans la construction automobile (décollement au niveau de la lunette arrière).

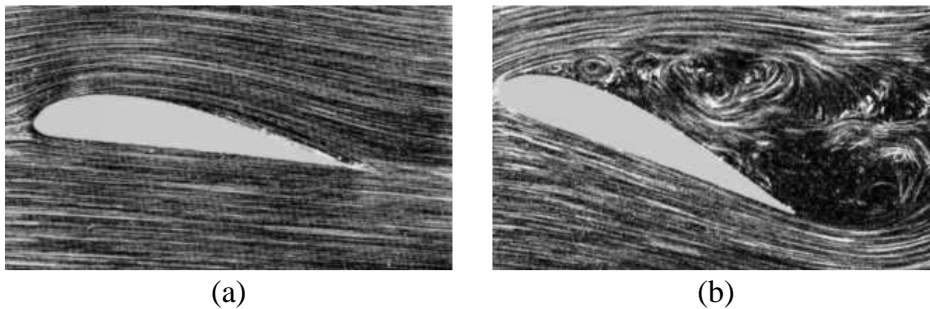


Fig. 1. 7. Ecoulement autour d'un profil d'aile dans le cas non décollé (a) et décollé (b). Les structures tourbillonnaires présentes dans le cas (b) peuvent entraîner la chute de l'appareil (décrochage), [1].

2. Enjeux industriels

2.1. Principes de base sur le fonctionnement d'un avion

L'exemple de l'avion est une bonne introduction aux problématiques de décollement, car tous les types de contrôle d'écoulement y ont une importance primordiale. Notons toutefois que les concepts explicités ci-dessous sont aussi valables pour tous les solides en mouvement dans les fluides (automobiles, aubes de compresseur, pales d'éolienne, etc...).

Repère de Fresnet (cf. Fig. 1.8)

Considérons la trajectoire \mathcal{T} d'une particule fluide. Dans le cas d'un écoulement bidimensionnel. Il est possible de construire un repère de Fresnet en utilisant le vecteur directeur \vec{t} et la normale \vec{n} à cette trajectoire. Le point d'étude M est alors défini par son abscisse curviligne s et le temps t. L'expression de l'équation d'Euler dans ce repère est la suivante :

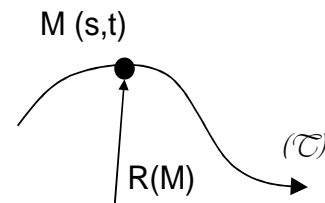


Fig. 1. 8. Repère de Fresnet.

$$\vec{a}(M,t) = \left[\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial \left(\frac{V^2}{2} \right)}{\partial s} \right] \vec{t}(s,t) + \frac{V^2}{R} \vec{n}(s,t) = -\frac{1}{\rho} \overrightarrow{grad}(P) + \overrightarrow{fm} \quad (1.25)$$

avec R le rayon de courbure de la trajectoire \mathcal{T} au point M.

Dans le cas d'une trajectoire très courbe, la circulation de cette équation suivant la normale $\vec{n}(s,t)$ donne alors :

$$dP \approx -\rho \frac{V^2}{R} dl, \text{ avec } dl \text{ le petit déplacement correspondant.} \quad (1.26)$$

Il en résulte que la pression diminue lorsqu'on se rapproche du centre de courbure d'une trajectoire très courbée. Il est donc possible de générer les forces en déviant de manière intelligente des écoulements. Ce principe constitue la base de la portance, originaire du phénomène de sustentation pour les avions.

Géométrie des ailes d'avion (Cf. Fig. 1.9)

La voilure est l'un des éléments composant la cellule d'un avion. Son profil assure la sustentation de l'appareil en générant une force appelée portance. On appellera intrados la partie inférieure de l'aile, et extrados sa partie supérieure. Les bords avant et arrière de l'aile sont nommés « bord d'attaque » et le « bord de fuite ». La droite joignant ces deux extrémités est la « corde ».

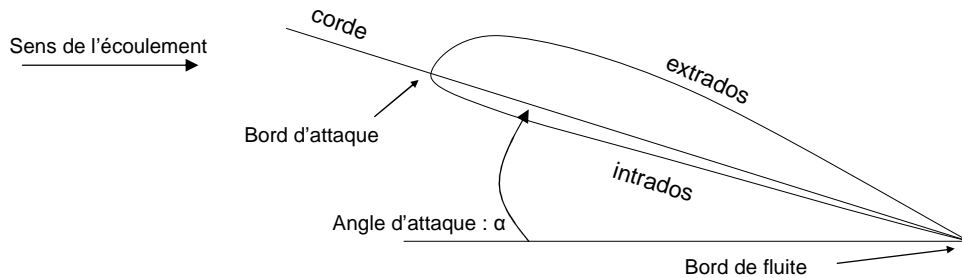


Fig. 1. 9. Nomenclature des constituants d'une aile d'avion.

L'aile supporte des dispositifs permettant le pilotage de l'avion : becs et volets hypersustentateurs, ailerons ou élévons, aérofreins. Elle peut aussi servir de point d'attache pour les ensembles de propulsion, le train d'atterrissage et certains emports militaires. Elle contient des caissons servant de réservoirs de carburant. Elle peut aussi loger le train d'atterrissage.

Portance et traînée :

Les forces générées sur une aile d'avion sont :

La portance **P**, perpendiculaire à la direction de l'écoulement

La traînée **T**, parallèle à la direction de l'écoulement

La figure 1.10 montre la distribution spatiale des trajectoires autour d'une aile d'avion placée dans un écoulement. Pour un déplacement de A à Ae, situé sur l'extrados, la pression diminue car on se dirige vers le centre de courbure des trajectoires des particules fluides. En revanche, pour un déplacement de Ae à Ai, la pression augmente.

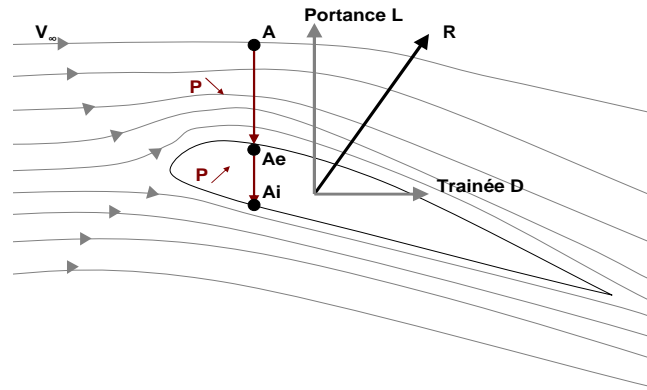


Fig. 1. 10. Origine de la portance et de la traînée.

On a donc : $P_{A_e} < P_{atm} < P_{A_i}$

La dépression présente sur l'extrados, accompagnée d'une accélération de l'écoulement, provoque l'apparition d'une force de sustentation, permettant le vol de l'engin. De plus, quand l'angle d'attaque augmente, une surpression apparaît sur l'intrados, contribuant elle aussi au vol de l'appareil.

La portance L et la traînée D sont associées à deux nombres sans dimension :

$$C_L = \frac{L}{\frac{1}{2} \rho V_\infty^2 S} \text{ et } C_D = \frac{D}{\frac{1}{2} \rho V_\infty^2 S} \quad (1.27)$$

Etude de la traînée :

La résultante D de traînée est principalement dûe à trois phénomènes :

- **La traînée de frottement**, due à la présence des contraintes tangentielles à la paroi apparaissant dans la couche limite. Ce terme est prépondérant dans le cas d'une couche limite adhérente. La traînée de frottement concerne toutes les parties de l'avion. Sa grandeur augmente avec :
 - la surface totale du revêtement de l'avion
 - la turbulence dans la couche limite
 - la rugosité des parois et la vitesse du vent relatif

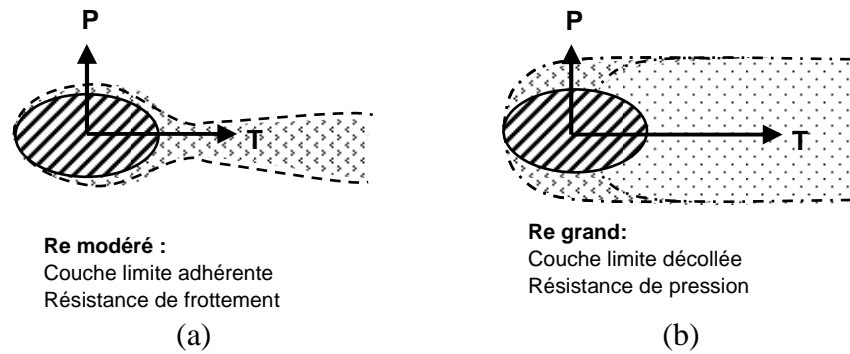


Fig. 1. 11. Formes de la résistance en fonction du type de couche limite.

- **La résistance de pression**, due à la distribution de pression autour de l'objet présent dans l'écoulement. Ce terme est prépondérant dans le cas d'une couche limite décollée, puisqu'une dépression importante apparaît alors en aval de l'objet.
- **La traînée induite, ou traînée de sillage** : l'air en surpression aux extrémités des ailes tend à s'écouler de l'intrados vers l'extrados en contournant les bouts d'ailes et en créant deux tourbillons appelés tourbillons marginaux. Lorsque ces filets d'air s'entrecroisent le long du bord de fuite, ils produisent une nappe de petits tourbillons appelés "tourbillons élémentaires" (cf. Fig. 1. 12) qui rejoignent les tourbillons marginaux à l'arrière de l'avion. Les tourbillons marginaux constituent la turbulence de sillage, particulièrement importante derrière les gros porteurs. Le fait qu'elle augmente avec le poids de l'avion et avec une diminution de la vitesse explique le danger qu'il y a, pour un avion léger, d'atterrir ou de décoller dans le sillage d'un gros porteur.

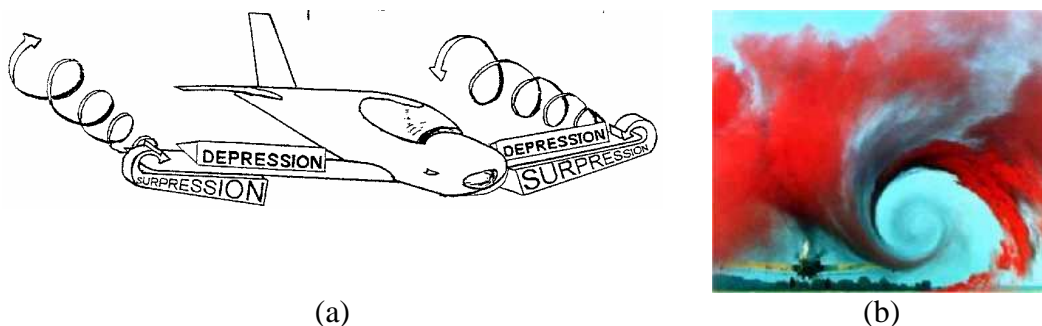


Fig. 1. 12. Principe de formation (a) et visualisation (b) des tourbillons marginaux présents dans le sillage d'un avion [3].

Etude de la portance

Comme nous l'avons vu plus haut, la portance est directement liée à la courbure des lignes de courant induite par l'inclinaison de l'aile par rapport à l'incidence de fluide. Elle augmentera donc fortement avec l'angle d'attaque. Il s'agit de la situation typique de la phase d'atterrissage durant laquelle le pilote a besoin de suffisamment de portance à vitesse réduite. Une grande incidence est donc nécessaire (cf. fig. 1.13).

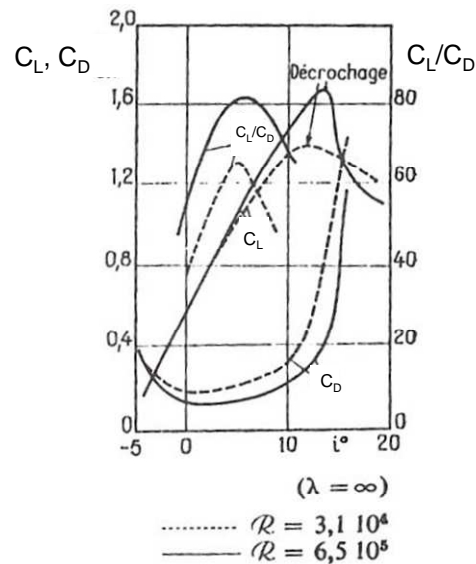


Fig. 1.13. Variation du coefficient de portance et du coefficient de traînée en fonction de l'angle d'incidence.

En revanche, les angles d'attaque importants induisent une chute graduelle de pression le long de l'aile, et sont donc propices au décollement de couche limite. Cette situation est dangereuse car la transition étant généralement brutale, l'avion perd brusquement une partie importante de sa portance. On parle alors de **décrochage**. Ces situations critiques sont généralement dévastatrices si l'avion part en piqué, c'est-à-dire s'il plonge vers le sol.

Les problèmes de contrôle actif de décollement constituent donc un enjeu majeur pour les aviateurs, car les gains en portance comme en réduction de traînée sont non négligeables. Il est important de noter que le décollement de couche limite touche aussi quotidiennement les automobilistes, qui subissent une traînée importante du fait de la présence d'un bulbe de décollement en aval du coffre de leur voiture. Intéressés par des éventuels gains en consommation et en réduction de bruit, les constructeurs automobiles cherchent aussi à l'heure actuelle des solutions au problème du décollement. L'ensemble du domaine applicatif

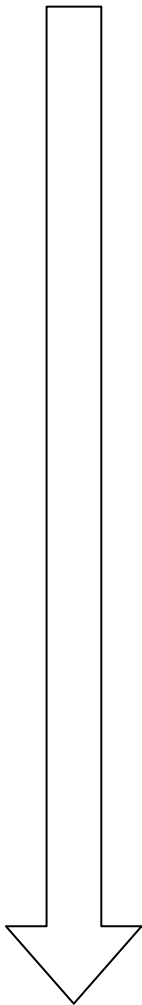
est en fait très large : optimisation de l'écoulement autour des pales d'éolienne, amélioration des écoulements dans les turbomachines ...

2.2. Introduction aux problèmes de contrôle d'écoulement

Après une introduction générale sur les systèmes couramment utilisés, nous verrons avec plus de précision les technologies MEMS récemment proposées pour le contrôle actif d'écoulement. L'ensemble de ces technologies vise un but commun : l'augmentation de la portance dans les phases d'atterrissage et de décollage, et la réduction de la traînée en vol de croisière.

Les leviers d'actionnement disponibles pour le contrôle d'écoulement sont les suivants :

**Echelle
macro (1-10)**



- **Modifier la géométrie de l'aile à grande échelle** ou de l'objet en mouvement en fonction des caractéristiques de l'écoulement qui l'entoure (déformations macroscopiques de courbure d'aile ou de la longueur de corde). Par exemple, si une courbure des ailes est intéressante au décollage et à l'atterrissage (portance élevée et vitesse réduite), on préfère une faible courbure en vol de croisière (portance moins élevée mais traînée faible).
- **Agir sur les tourbillons** présents autour du solide
 - Par la création de tourbillons inverses à des endroits choisis, pour une réduction, voir une annihilation totale des effets tourbillonnaires créés par les singularités de géométrie.
- Agir **directement** sur le décollement (**contrôle de décollement**)
 - Par l'injection de quantité de mouvement directement dans la couche limite décollée (promotion du mélange entre la couche limite décollée et l'écoulement libre, accélération de la couche limite par l'intermédiaire de micro-jets).
 - En provoquant la transition de l'écoulement de laminaire à turbulent à un endroit voulu (couche limite turbulente moins sensible au décollement que la couche limite laminaire).
 - Par la formation/suppression ou l'amplification/atténuation de structures tourbillonnaires en amont du décollement.

**Echelle
Micro (10⁻³)**

- Agir sur la couche limite pour réduire le frottement local (**contrôle de couche limite**) par la modification locale des propriétés de la paroi solide. En effet, l'insertion active ou passive de rugosités permet la formation/suppression ou l'amplification/atténuation de structures tourbillonnaires inhérentes à la couche limite.

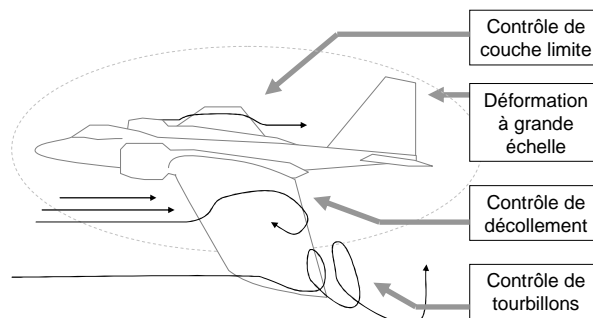


Fig. 1. 14. Problématiques liées au contrôle d'écoulement dans le cas du vol d'un avion.

Dans le cas de l'aile d'avion, les solutions de contrôle sont aussi adaptées aux différents modes de fonctionnement de l'avion au cours d'un vol:

Tableau 1. 2. principaux modes de fonctionnement d'un avion lors d'un vol.

Mode de fonctionnement	Portance/traînée	Objectifs	Solution
Atterrissage Décollage	Portance importante Vitesse faible	Diminution du bruit Augmentation de l'incidence sans décrochage Diminution des distances d'atterrissage et de décollage	Contrôle de décollement (augmentation de C_z)
Vol de croisière	Traînée faible Vitesse importante	Diminution de la consommation en carburant Augmentation de la stabilité	Contrôle de couche limite (réduction de C_x)

3. Solutions pour le contrôle d'écoulement

3.1. Modifications géométriques

Utilisation de becs et volets à fente

De nombreuses solutions sont actuellement à l'œuvre sur les avions commerciaux pour gagner en portance tout en minimisant la traînée. Notons en particulier les dispositifs permettant l'allongement de l'aile, intéressants notamment à basse vitesse lors des phases d'atterrissage et de décollage. Ces dispositifs « hypersustentateurs », communément utilisés sur des avions légers ou des avions de transport long courrier, sont généralement constitués de pièces mécaniques en expansion, jouant sur la géométrie de l'aile pour en améliorer les caractéristiques aérodynamiques.

Notons en particulier deux types de volets :

- Les volets Krugers s'étendent au niveau du bord d'attaque. Ils permettent une augmentation de la surface ailaire tout en permettant un écoulement de l'intrados (en surpression) vers l'extrados (en dépression). L'injection d'air directement dans la couche limite permet d'en limiter le décollement.
- Les volets Fowlers fonctionnent sur le même principe, mais au niveau du bord de fuite (Cf. Fig. 1. 15).

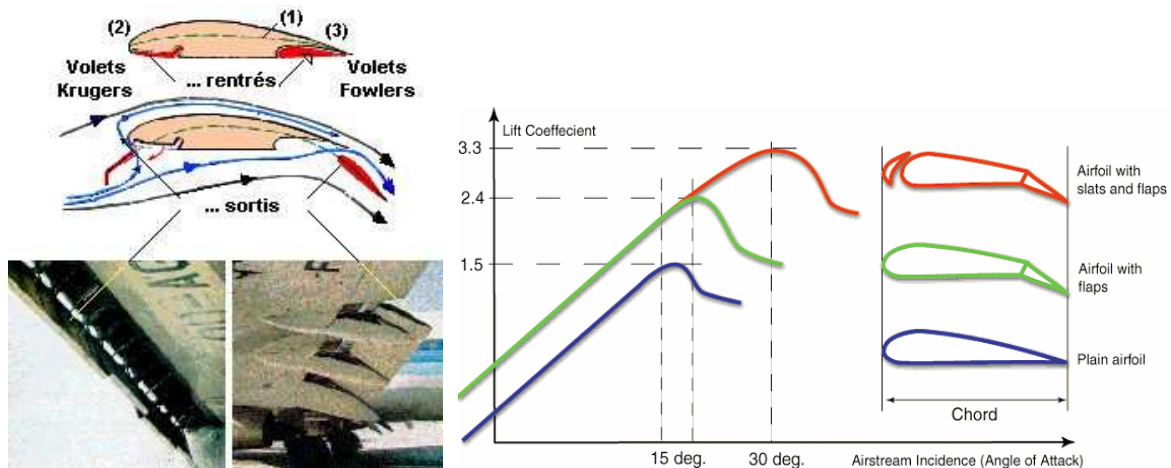


Fig. 1. 15. dispositifs hypersustentateurs actuellement à l'œuvre sur certains longs courriers, à droite.
Effet des volets sur le coefficient de portance, à gauche.

L'utilisation de dispositifs hypersustentateurs présente néanmoins des désavantages :

- Complexité des systèmes mécaniques
- Consommation énergétique élevée
- Coûts de maintenance élevés

Une partie importante de la recherche sur les dispositifs amenés à remplacer les actuels volets se tourne non plus vers une déformation de la géométrie de l'aile, mais vers une action directe sur l'écoulement de couche limite au proche voisinage de sa surface. Nous verrons dans le paragraphe suivant comment les microsystèmes mécaniques, en particulier, peuvent potentiellement permettre de répondre aux attentes des avionneurs sur ces problématiques.

3.2. Contrôle de couche limite

Le contrôle de couche limite s'attache à jouer directement sur les structures tourbillonnaires présentes dans la couche limite turbulente pour aboutir à une diminution du coefficient de frottement local.

La couche limite turbulente abrite en effet le développement de structures tourbillonnaires en forme de tube allongés dans le sens de l'écoulement (cf. Fig.1.15) (1cm de longueur, 1mm de largeur, 1ms de durée de vie), responsables d'une grosse partie de la traînée globale. De nombreux axes de recherche s'inspirent de la nature pour trouver des solutions à ce problème.

Les microsystèmes (MEMS) sont des systèmes comprenant un ou plusieurs éléments mécaniques, utilisant usuellement une source électrique en vue de réaliser une fonction de capteur et/ou d'actionneur. Si certains MEMS ont des dimensions très réduites (quelques dizaines de microns), les microsystèmes regroupent l'ensemble des actionneurs et les capteurs de petite taille par rapport à l'élément à contrôler, fabriqués par usinage collectif à partir des techniques issues de la microélectronique.

Intérêt des MEMS pour le contrôle actif de couche limite

Par leur constitution, les MEMS sont des actionneurs de surface. Si les premiers microsystèmes ont fait leur apparition il y a une vingtaine d'années, l'éventail des solutions est déjà très ouvert, permettant de s'adapter à de multiples cas de figure (vitesse, énergie, fréquence ...). Leurs principaux avantages sont :

- Un encombrement faible
- Un temps de réponse très court
- Un actionnement très localisé
- Une consommation faible
- L'usinage collectif (diminution importante des coûts de fabrication)
- L'intégration possible de la boucle de réaction comprenant des capteurs

3.2.1. Solutions passives

Les turbulateurs

Comme nous l'avons vu précédemment, la couche limite turbulente est moins sensible au décollement que son homologue laminaire. Les turbulateurs permettent le déclenchement de la transition laminaire-turbulent en un point voulu de la surface ailaire. Les turbulateurs mécaniques, petites bandes collées en zig zag à proximité du bord d'attaque, déclanchent la transition par effet de marche.

L'effet peau de requin

La structuration de surface présente au niveau de la peau du requin (cf. Fig. 1. 16) permet de limiter le mouvement des structures tourbillonnaires au voisinage de la surface. Les travaux de Kim et al. montrent qu'une structuration périodique d'une surface permet de limiter la traînée de la même façon, pour un écoulement aérien. Notons de plus la simplicité de micro-usinage de telles structures. La complexité des effets mis en jeu et la difficulté de simulation de tels effets laissent cette technologie au stade expérimental pour le moment. Par ailleurs, les gains en traînée, inférieurs à 6%, sont très sensibles au nombre de Reynolds [4]. La recherche de solutions actives est donc actuellement stimulée.

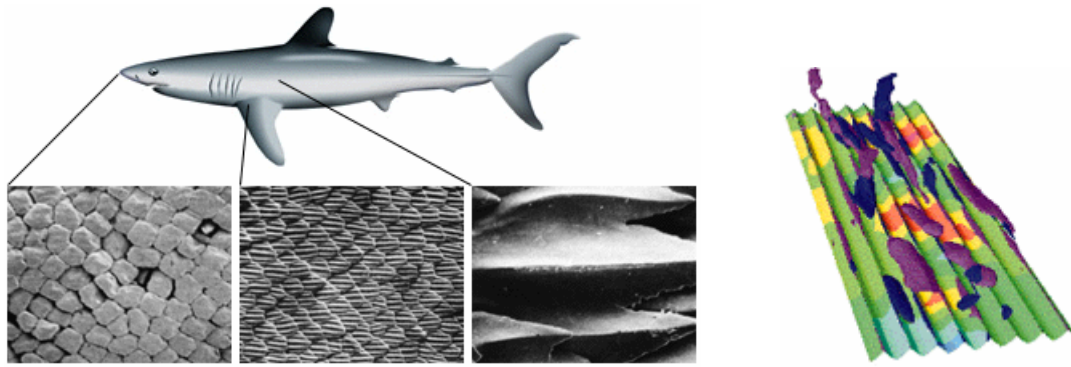


Fig. 1. 16. Structuration de surface sur la peau du requin, à droite. Simulation numérique des structures tourbillonnaires présentes dans la couche limite à proximité d'une surface micro-usinée (DNS), à gauche.

3.2.2. Solutions actives : Actionnement fondé sur l'utilisation de microsystèmes.

Les systèmes les plus aboutis pour le contrôle de couche limite sont certainement les propositions de Chih Ming Ho et al., combinant le développement en parallèle de capteurs et d'actionneurs pour un contrôle actif de la couche limite. Le principe d'actionnement consiste à éloigner les tourbillons de la paroi en utilisant des micro-volets par l'injection de quantité de mouvement dans la couche limite. L'action localisée des MEMS, combinée à l'information très locale des capteurs de frottement, permet une utilisation adaptative et des gains en traînée de l'ordre de 10% sur des plages étendues de Reynolds.

Un premier prototype d'actionneurs consiste en un micro-volet dont l'action consiste à renvoyer loin de la surface filets de fluide à haute vitesse [5] (Cf. Fig. 1. 17). Les dimensions caractéristiques du volet (4mm*4mm) correspondent aux dimensions des tourbillons à contrôler. Un actionnement électromagnétique a été choisi car il permet un déplacement important ($> 100 \mu\text{m}$). La structure consiste en une plaque rigide en silicium comprenant une microbobine, reliée au substrat par des cantilevers en polysilicium permettant un débattement angulaire important de la structure. Un noyau de NiFe électrolysé à la surface du volet concentre le champ magnétique créé par la microbobine, le déplacement étant réalisé par couplage avec un aimant permanent placé en face arrière.

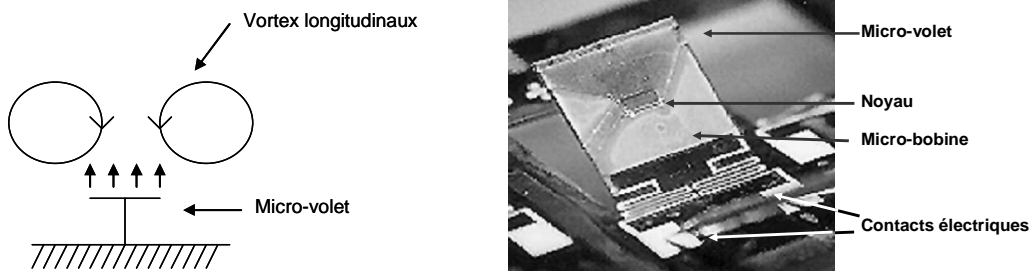


Fig. 1. 17. Effet des micro-volets sur les tourbillons contra-rotatifs de couche limite turbulente.

Les performances intéressantes obtenues pour des écoulements adaptés ont permis l'utilisation de ces systèmes pour la réalisation de gouvernes dans le cas d'ailes de type Delta (effet important des actionneurs positionnés au niveau du bord d'attaque sur les tourbillons marginaux prenant naissance à ces endroits). Cependant, la limitation de l'actionnement à la seule fréquence de résonance de la structure (13 kHz, 100 μ m) ne permet pas la flexibilité voulue pour une utilisation en contrôle actif. De plus, ces structures fragiles ne sont pas adaptés à des écoulements rapides (arrachement pour une vitesse à l'infini supérieure à quelques dizaines de mètres par seconde).

Une seconde voie d'actionnement, également développée par l'équipe de Chih Minh Ho, consiste à gonfler des ballons de taille millimétrique en silicone [6] (Cf. Fig. 1. 18), sous l'effet d'une pression interne. Les efforts et les déplacements obtenus (>100mN, >1mm) sont malheureusement accompagnés d'une fréquence d'actionnement trop faible (<50 Hz).

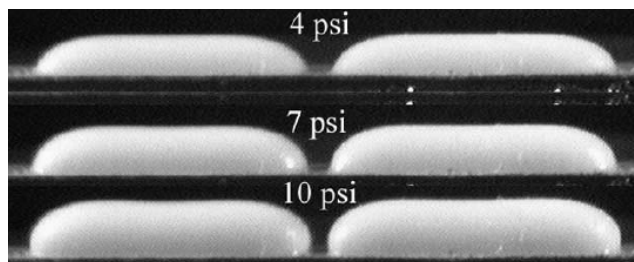


Fig. 1. 18. Microballons pour le contrôle actif de couche limite.

L'actionneur actuellement en développement pour les applications de contrôle actif de couche limite est constitué d'un micro-voilet en silicium actionné pneumatiquement par une membrane en silicone. L'intégration réussie de l'actionneur avec un ensemble de capteurs de

contrainte surfacique [7],[9] situés autant en amont qu'en aval font la réelle originalité de ce système. La figure 1.18 montre l'architecture générale.

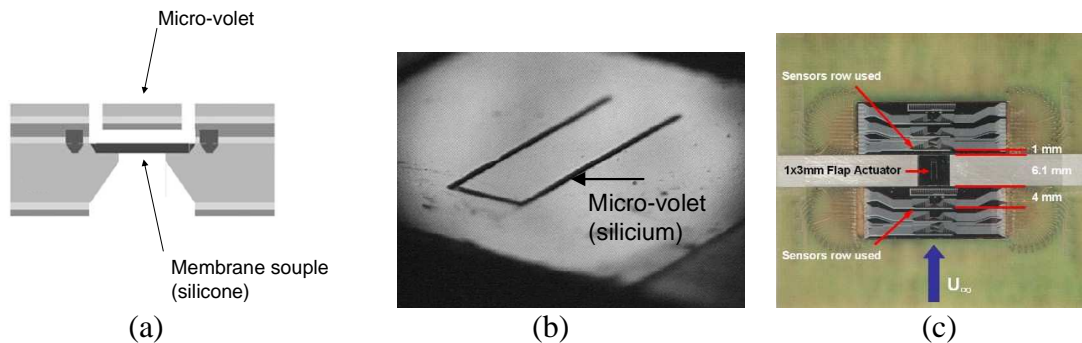


Fig. 1. 19. Architecture (a) et réalisation (b,c) de l'actionneur à micro-volets pour le contrôle actif de couche limite [8].

Les caractéristiques de ce nouvel actionneur semblent suffisantes pour les applications visées : force en bout de flap : 10 mN, temps de réponse : 10 ms, déplacement : 100 μm avec la possibilité de maintenir l'actionneur levé si nécessaire.

Un réseau de neurones est au cœur du fonctionnement de la boucle de rétroaction, permettant un contrôle actif, vu la complexité des phénomènes mis en jeu.

Comme l'ont montré Ho et al., des instabilités locales peuvent contrôler le développement de tourbillons importants, comme par exemple les tourbillons de bord d'attaque d'une aile delta. Un principe innovant de gouverne a ainsi été réalisé et testé [12].

Notons également les travaux réalisés par Kasagi et al. [10], [11], concernant le développement de micro-actionneurs pour le contrôle de couche limite. Les structures réalisées consistent en une plaque rigide en silicium (7mm x 1mm), comprenant une microbobine, suspendue en deux de ses côtés par deux poutres souples en polyimide (largeur 100 à 300 μm) (cf.). Le système mobile est actionné à la de résonance (500 Hz, premier mode de torsion), permettant une grande déflexion des plaques (12.5°, 90 μm), par couplage entre le champ généré par la microbobine et un aimant permanent situé sous la structure mobile.

L'originalité de ces travaux consiste en l'intégration importante des actionneurs, réalisés en matrice de 16 flaps avec des séries de capteurs à film chaud réalisés en amont et en aval des actionneurs. Les capteurs consistent alors en un dépôt de platine (épaisseur 1 μm) sur une membrane isolante en nitrure peu contraint (Si_xN_y).

Enfin, une électronique de commande est intégrée à la plaquette de manière à réaliser un contrôle actif (feedback) sur les écoulements dans la couche limite. Une réduction de traînée de l'ordre de 6% a été observée en soufflerie.

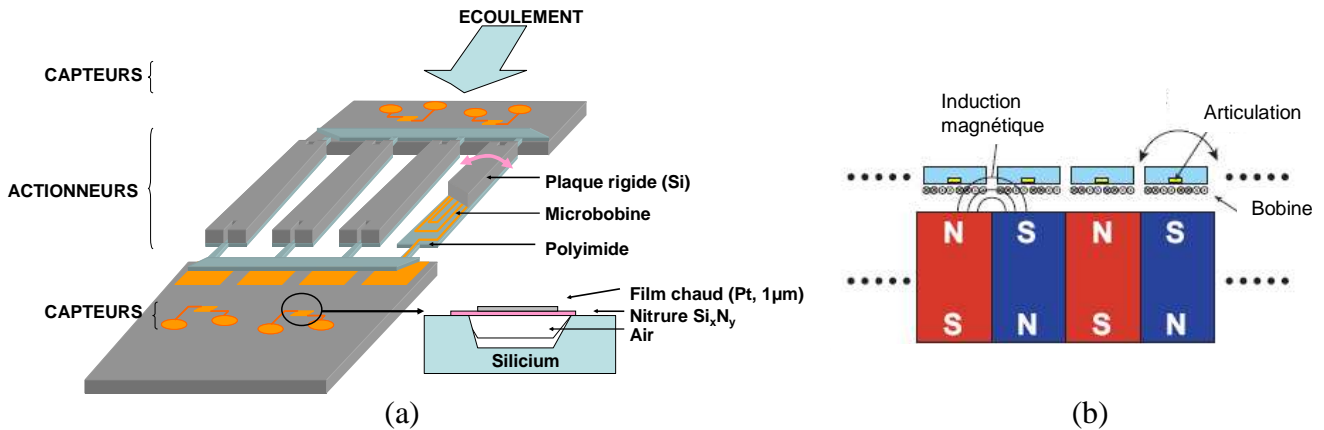


Fig. 1. 20. Architecture et dimensions de l'actionneur électromagnétique développé par Kasagi et al. [10]

Une technologie alternative à actionnement thermique a été mise en place par la même équipe [13]. Des plateaux sont alors levés en dehors du plan ou déplacés tangentiellment à la surface par dilatation thermique de films Cr/Au. Les déplacements importants obtenus (50 µm) sont malheureusement accompagnés d'un long temps de réponse.

De récentes technologies d'actionnement se tournent actuellement vers les interactions entre les ondes progressives de surface et des tourbillons de couche limite. Si certains se tournent vers un couplage passif (ondes de type Tollmien-Schlichting [14],[15] ou Flutter), un contrôle actif est envisageable car il demande :

- un actionnement très localisé
- un temps de réponse court
- un déplacement faible

Plusieurs technologies d'actionnement sont investiguées (pneumatique [16], pézoélectrique [18])

Cette technique de contrôle reste plus adaptée aux écoulements hydrodynamiques où les effets de viscosité sont importants. On trouve cependant des surfaces propices à un tel type de contrôle au niveau de la peau de certaines espèces de dauphins, capables de se déformer très localement.

Si les structures présentées ci-dessus permettent une réduction de la traînée, les inconvénients suivants en font de mauvais candidats pour une utilisation industrielle :

- La fragilité (la plupart des actionneurs de type micro-flap s'arrachent dans un écoulement de vitesse supérieure à 30 m/s)
- Le manque de fiabilité (peu d'attention est portée aux conditions réelles de vol des engins aéronautiques).
- Un poids embarqué important en comparaison à l'effet escompté : en effet, une couverture de la totalité de la surface des ailes est nécessaire pour escompter un effet important.
- Des coûts de maintenance importants du fait de la grande quantité d'actionneurs et de leur faible robustesse individuelle.

Pour répondre aux besoins des avionneurs, un effort important de recherche se focalise actuellement vers le contrôle de décollement car il demande un effet beaucoup plus localisé que le contrôle de couche limite, pour une utilisation plus ponctuelle dans le temps.

3.3. Contrôle de décollement

Le principe du contrôle actif de décollement consiste à empêcher ou réduire le décollement de la couche limite en modifiant localement les propriétés de la couche limite en amont du décollement. Comme nous allons le voir, si de nombreuses techniques sont actuellement à l'étude, la plus prometteuse consiste à souffler des microjets à une fréquence choisie, à travers des trous de taille submillimétrique situés en amont du décollement (**jets pulsés**).

3.3.1. Dispositifs de contrôle passif

Aspiration et soufflage de couche limite

Une méthode de contrôle, introduite par Prandtl en 1904 [19], consiste en une aspiration de la couche limite. Elle reste cependant relativement peu envisageable au niveau industriel en raison des problèmes d'empoussièrement liés à l'atmosphère sale en conditions réelles de vol (Cf.Fig. 1. 21).

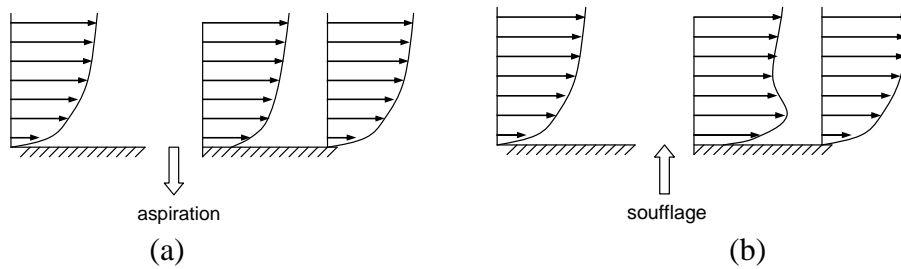


Fig. 1. 21. Principe du recollement de couche limite par aspiration (a) ou soufflage (b).

Le soufflage, quant à lui, permet de redynamiser la couche limite en compensant les pertes de vitesse occasionnées par le décollement.

Les vortex générateurs mécaniques (VGs)

Commercialisés sous forme de rubans à coller au niveau du bord d'attaque de l'aile (cf. Fig. 1. 22), les vortex générateurs mécaniques consistent en des couples des plaquettes métalliques disposées en biais par rapport à l'écoulement. Leur rôle est la création de tourbillons en aval des VGs, permettant la réinjection de quantité de mouvement dans la couche limite. Très utilisé sur des avions légers, ces systèmes présentent l'inconvénient de créer une traînée supplémentaire en vol de croisière.

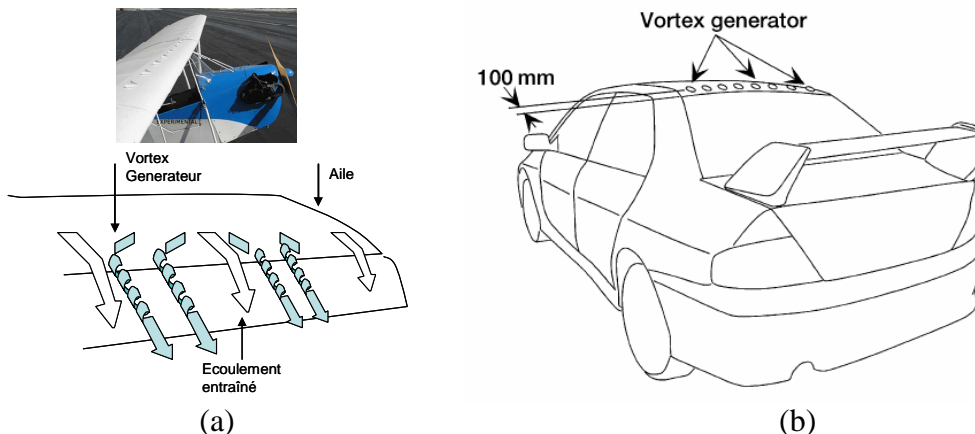


Fig. 1. 22. Emplacement des vortex générateurs mécaniques dans le cas des applications aéronautiques (a) et automobiles [17](b).

3.3.2. Dispositifs de contrôle actif

Contrôle actif de décollement par micro-soufflage (ou Vortex Générateurs Fluides)

Si les mécanismes précis d'interaction entre les microjets et le décollement de couche limite demeurent mal identifiés, de nombreuses études expérimentales s'attachent à vérifier la faisabilité et l'efficacité de cette technique de contrôle. Le principe de l'actionnement consiste

à souffler de petites quantités d'air à des endroits choisis, à travers des micro-orifices de diamètre sub-millimétrique distribués périodiquement sur des lignes, souvent en aval, non loin du front de décollement. Un mécanisme adapté permet une modulation importante de la vitesse de sortie à une fréquence souvent élevée, pour une efficacité accrue de l'actionnement (Cf. Fig. 1. 23).

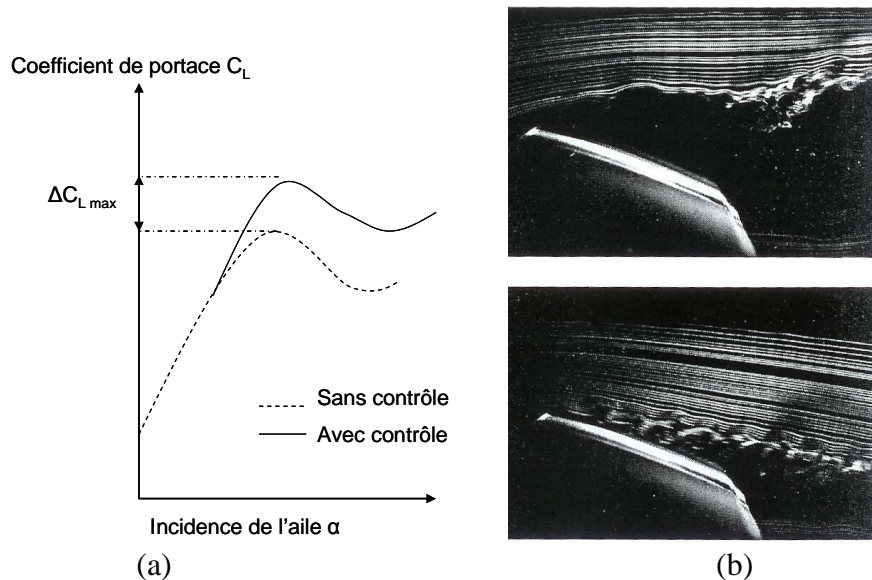


Fig. 1. 23. Gain en portance obtenu par microsufflage dans la couche limite (a) Visualisation par fumées de l'extrados d'un profil d'aile NACA 0015 avec (bas,b) et sans (haut,b) contrôle, $Re=40\ 000$ (b).

Les premiers travaux, introduits par Wallis et al. en 1952 [20] avec des jets continus, ont connu un essor récent avec les travaux de Mc Magnus et al [22], premier à montrer l'efficacité des jets pulsés pour le retardement du décollement, voir le recollement de la couche limite sur des géométries proches de celle des ailes d'avion (cf. Fig. 1. 24). Depuis, de nombreuses études paramétriques ont été menées, notamment par Gad-el-Hak et al. [23] et Wygnansky et al. [24]. Cette méthode de contrôle connaît actuellement un essor important au vu des résultats très intéressants obtenus en laboratoire :

- Gain en incidence avant décrochage
- Gain en portance

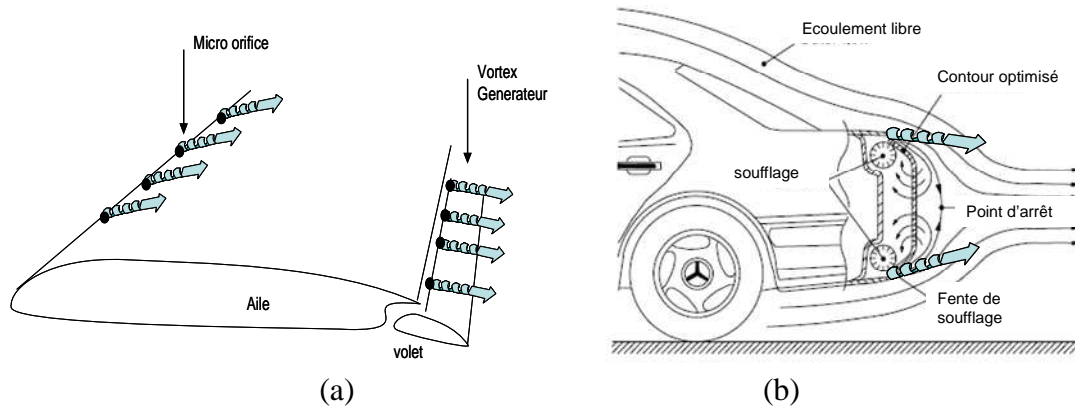


Fig. 1. 24. Positionnement des microactionneurs soufflants pour les applications aéronautiques (a) et automobiles [21] (b)

Dans le paragraphe suivant, nous nous attacherons aux études réalisées sur les microjets pour en déduire une série de critères caractéristiques.

Paramètres critiques pour le contrôle par microjets

L'interaction jet-couche limite est cependant beaucoup plus complexe qu'une simple compensation de la vitesse perdue au niveau du décollement, et motive depuis peu une recherche soutenue grâce aux progrès récents des techniques expérimentales (PIV, micro PIV, anémométrie à fil chaud) et numériques (simulations « directes » DNS ou LES).

De nombreuses études expérimentales s'attachent actuellement à l'étude des structures tourbillonnaires liées à la pénétration du jet dans la couche limite (Cf. Fig. 1. 25). Les travaux de Johari et al [25] et de Johnston et al. [26], mais aussi [27],[28],[29] ont montré une

pénétration importante du micro-jet à partir d'une vitesse relative $\frac{U_{jet}}{U_{\infty}} = 3$, accompagnée de

la formation de deux tourbillons contra-rotatifs en forme de cœur le long de la trajectoire de pénétration du micro-jet. Loin du trou d'éjection, le vortex marginal disparaît, donnant naissance à une structure tourbillonnaire simple.

Notons cependant que les caractéristiques et l'efficacité des jets éjectés sont très fortement liées aux conditions expérimentales (nombre de Reynolds de l'écoulement libre, géométrie des trous de sortie, vitesse relative, inclinaison des jets). Une étude paramétrique complète reste donc indispensable.

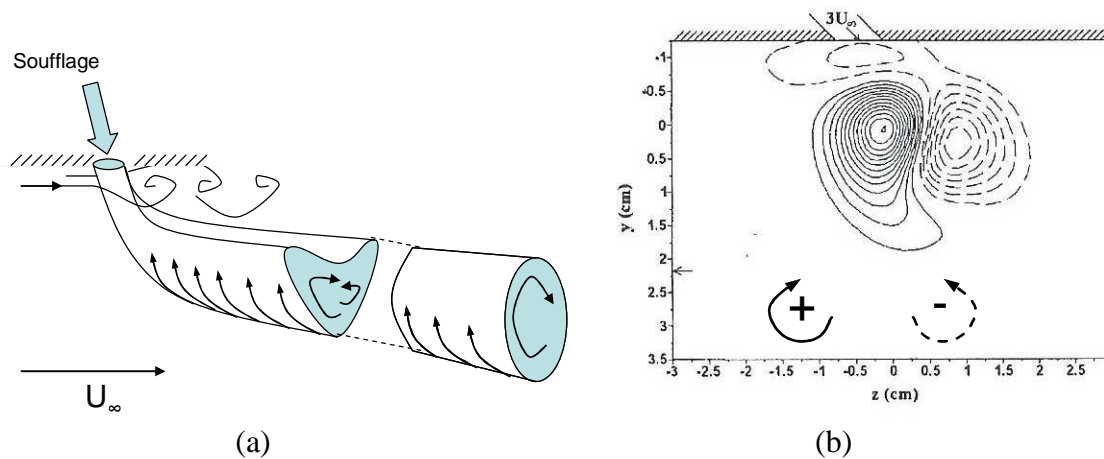


Fig. 1. 25. Pénétration d'un micro-jet dans un écoulement transverse et structures tourbillonnaires associées (a) vorticité instantanée du jet en coupe transversale à une distance de 0.7δ [25].(b).

Les travaux de Wu et al. [30], suivis de Johari et al. [31] ont montré qu'une modulation en amplitude à basse fréquence des microjets permet une pénétration quatre fois plus importante dans l'écoulement transverse. On parle alors de jets pulsés. La fréquence d'actionnement a une influence directe sur la forme des jets alors créés, puisqu'une fréquence trop importante induit un rapprochement des paires de tourbillons créés, qui se recombinent alors pour former des structures analogues au jet libre. A l'inverse, une fréquence trop faible empêche une bonne interaction des jets avec l'écoulement (cf. Fig. 1. 26).

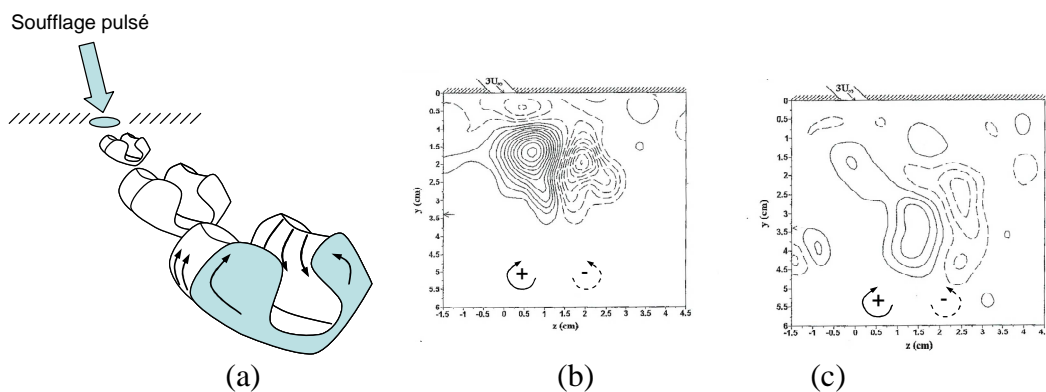


Fig. 1. 26. Architecture du jet pulsé (a) et mesure de la vorticité instantané dans un pulse (b) et ente deux pulses (c). Les recombinaisons entre pulses successifs deviennent prédominantes si la fréquence d'actionnement est trop importante [27].

Enfin, une inclinaison des jets permet de favoriser la formation de vortex transversaux sans casser le tube d'enroulement à la sortie des jets (Johnston et al., [32]). Si des valeurs précises ne ressortent pas encore de l'étude expérimentale, la communauté s'accorde sur une inclinaison de 45° par rapport à l'écoulement et inférieure à 45° par rapport au plan de la surface.

Cette première introduction permet d'isoler des paramètres caractéristiques des microjets utilisés pour le contrôle actif de décollement :

- **Vitesse relative** $Vr = \frac{U_{jet}}{U_{\infty}}$
- **Fréquence de pulsation** f_{act}
- **Géométrie et taille du trou d'éjection**
- **Inclinaison**
- **Périodicité spatiale**

Greenblatt et Wygnanski [33] ont construit à partir d'études expérimentales un système de variables adimensionnées permettant une limitation du nombre de paramètres caractéristiques des microjets. Leur analyse permet de simplifier l'approche du problème du décollement en permettant une étude comparative des expériences rapportées dans la bibliographie. Notons cependant que cette approche, fondée sur les résultats expérimentaux rapportés, est largement contestée et remise en question par l'ensemble de la communauté internationale. Nous présentons néanmoins ces résultats car ils permettent de réaliser un premier cahier des charges à priori pour les microjets à réaliser, en fonction de l'application visée.

- **Le coefficient de moment** C_{μ} est défini par l'équation :

$$C_{\mu} = \frac{N_j \rho_j U_j^2 G}{\frac{1}{2} \rho_{\infty} U_{\infty}^2 L} \quad (1.28)$$

Dans le cas d'un jet pulsé : $U_j = \bar{U}_j + u_j$, alors $C_{\mu} = \frac{2G}{L} \left(\frac{\bar{U}_j}{U_{\infty}} \right)^2 + \frac{2G}{L} \overline{\left(\frac{u_j}{U_{\infty}} \right)^2}$

Avec G une dimension caractéristique du jet (diamètre), N_j le nombre de jets et L une dimension caractéristique de l'écoulement à contrôler (longueur de corde pour une aile). C_μ représente la quantité de mouvement introduite dans la couche limite par soufflage.

- **Une fréquence réduite** F^+ :

$$F^+ = \frac{f_{act} X_{te}}{U_{\infty}} \quad (1.29)$$

Avec X_{te} la distance des actionneurs au bord de fuite et f_{act} la fréquence de pulsation du microjet.

Les valeurs préconisées par Grennblatt et Wingnansky sont les suivantes :

$$\begin{cases} F^+ = 1 \\ C_\mu > 2.10^{-4} \end{cases} \quad (\text{Cf. Fig. 1. 27}).$$

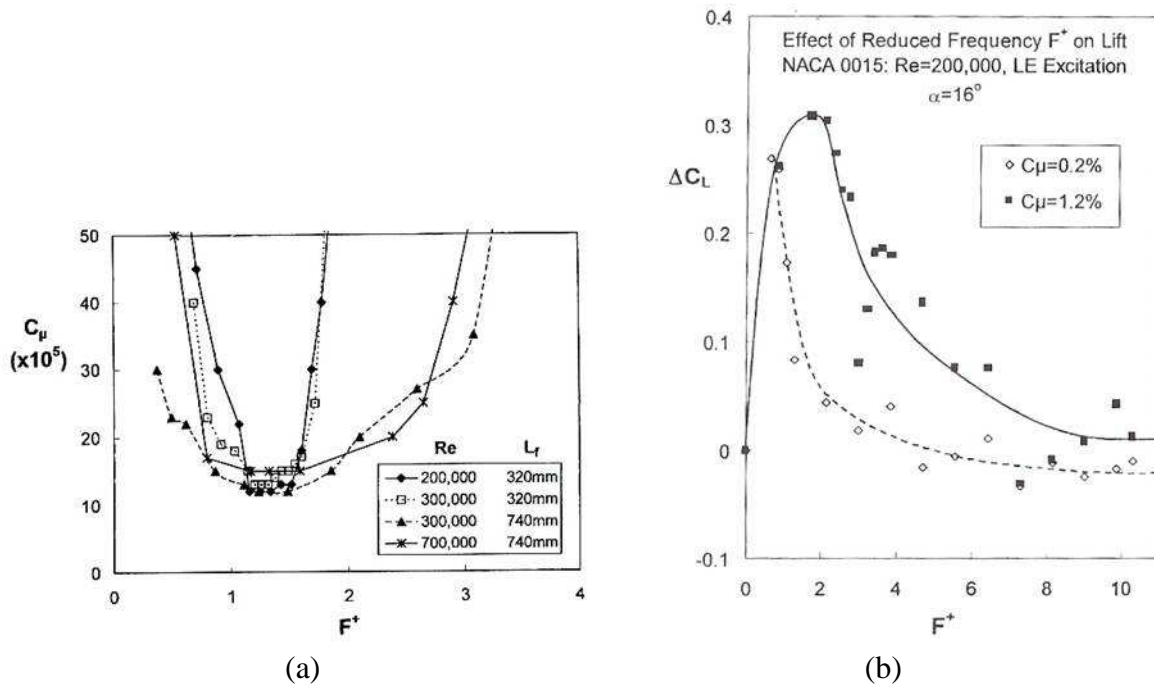


Fig. 1. 27. Valeur minimale de C_μ pour obtenir le recollement d'un écoulement sur un volet de longueur L_f (a) Gain en portance obtenu pour un profil d'aile NACA 0015, incliné de 16° (b) [33].

Notons toutefois que :

Il n'existe pas de jet pulsé efficace dans toutes les situations de décollement : les vitesses d'éjection et les fréquences d'actionnement étant directement fonction de la vitesse de l'écoulement et des données géométriques.

Les variables réduites C_μ et F^+ ne définissent pas entièrement le problème fluide, puisque des paramètres tels que la périodicité des actionneurs, leur inclinaison et la forme des trous d'éjection ont des conséquences importantes sur l'efficacité du contrôle.

A l'heure actuelle, de nombreuses études expérimentales paramétriques [34],[36] (bulles de décollement), [37] (diffuseurs), [38] (volets de bord de fuite), [39] (entrée d'air de compresseur) s'attachent à vérifier les plages de fonctionnement préconisées en F^+ et en C_μ . La fabrication d'actionneurs prend ici toute son importance, une exploration préliminaire des paramètres critiques des microjets (vitesse, fréquence de pulsation, périodicité) devant être réalisée par les mécaniciens des fluides. Un cahier des charges préliminaire a ainsi été réalisé, il sera affiné plus tard en regard des résultats expérimentaux obtenus en soufflerie.

3.3.3. Dimensionnement des actionneurs dans le cas des applications aéronautiques

Il est difficile de construire un cahier des charges précis des actionneurs à fabriquer, puisque les performances visées sont très dépendantes du type d'application visé (vitesse de croisière, emplacement des actionneurs sur l'aile, géométrie globale de cette dernière, etc...). De plus, l'absence de loi globale de comportement du fluide sous l'effet des microjets pulsés ne permet pas de réaliser un dimensionnement précis avant essai. Nous présenterons donc dans ce chapitre un cahier des charges global (cf. Tableau 1. 3) destiné à la fabrication d'actionneurs de test. Un cahier des charges plus précis sera issu des essais en soufflerie réalisés sur une première série de prototypes.

Tableau 1. 3. Spécifications des actionneurs pour le contrôle de décollement par jets pulsés.

Incidence Φ , Dérapiage ϕ	$\Phi < 45^\circ$ $45^\circ < \phi < 90^\circ$
Diamètre	$1\text{mm} < D < 2\text{mm}$
Vitesse V_j	$100\text{m/s} < V_j < 200\text{ m/s}$
Fréquence f_{act}	$100\text{ Hz} < f_{\text{act}} < 2\text{ kHz}$

Les actionneur permettant simultanément l'éjection de vitesses importantes (150 m/s) à des fréquences élevées (1kHz – 2kHz) et une haute intégration (faibles dimensions, contrôle indépendant de chaque microjet) ne sont pas actuellement disponibles. Les avionneurs se tournent donc vers les laboratoires de recherche pour la mise au point de microsystèmes permettant de telles caractéristiques de jet.

Intérêt des MEMS pour le contrôle actif d'écoulement

Par leur constitution, les MEMS sont des actionneurs de surface. Contrairement aux problématiques de contrôle de couche limite, les microsystèmes pour la pulsation de jets sont situés sous la surface active, donc peu exposés aux contraintes extérieures difficiles. Notons dès maintenant qu'un effort conséquent de packaging devra être mené de manière à garantir un bon fonctionnement des systèmes aux températures et pressions extrêmes vécues en cours de vol.

Pour la fabrication de microjets, les microsystèmes permettent :

- Un encombrement faible (15 mm x 15 mm), et une densité d'actionneurs importante
- Un temps de réponse très court, pour une fréquence de pulsation élevée
- L'usinage collectif (diminution importante des coûts de fabrication)

- Un contrôle indépendant de chaque microjet, et l'intégration possible de la boucle de réaction comprenant des capteurs et des actionneurs
- L'intégration de systèmes embarqués de diagnostic de performance pour chaque jet.
- Un poids embarqué limité, puisque les zones d'actionnement sont limitées dans l'espace.

3.3.4. Micro-actionneurs pour la formation de jets pulsés

Deux types d'actionnement sont possibles sur les microjets. La différenciation est importante ils ne font pas appel aux mêmes technologies d'actionnement, ni aux mêmes applications (Cf. Fig. 1. 28).

- **Les jets pulsés** sont caractérisés par une vitesse toujours positive en sortie de trou. Les vitesses importantes obtenues en sortie d'orifice en font de bons candidats pour le contrôle actif de décollement en conditions réelles de vol. Les voies de recherche se tournent vers une augmentation de la vitesse de pulsation et une augmentation de la vitesse à l'éjection.
- **Les jets synthétiques** sont caractérisés par une vitesse en sortie de trou oscillante, le jet consistant en fait en une succession de soufflages et d'aspirations. Les technologies d'actionnement, typiquement basées sur des cavités déformées par effet piézoélectrique, permettent des fréquences d'actionnement élevées (plusieurs kHz) mais des vitesses de sortie faibles (typiquement inférieures à 10m/s). Ces résultats font de ces actionneurs de bons candidats pour le contrôle de décollement en laboratoire (basse vitesse) ou le contrôle de couche limite.

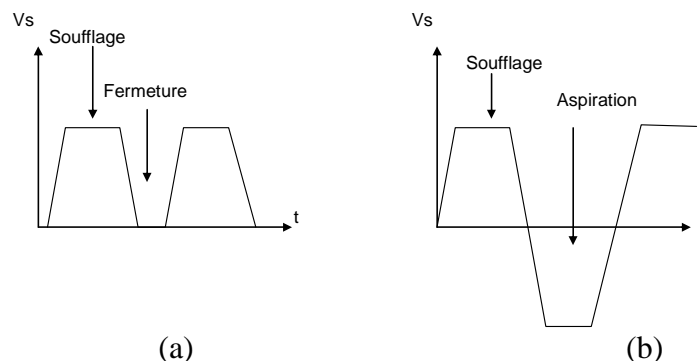


Fig. 1. 28. Vitesse en sortie obtenue dans le cas d'un jet pulsé (a) Soufflage et aspiration caractéristiques d'un jet synthétique (b)

Dans la suite de ce chapitre, nous choisirons les variables suivantes afin de pouvoir comparer les techniques d'actionnement jusqu'à maintenant développées

- Vitesse de sortie en mode ouvert
- Bande fréquentielle d'actionnement
- Vitesse de fuite en mode fermé

La prise en compte du débit de sortie n'est pas judicieuse car grâce aux technologies MEMs, il est possible de compenser l'effet d'une vitesse élevée sur un trou de diamètre faible (débit nominal faible) en augmentant la densité d'actionneurs (N_j important, cf. eq. 1.28).

Actionneurs pour la fabrication de jets synthétiques

Le principe d'actionnement du micro-jet synthétique étant fondé sur l'alternance de phases de succion et de soufflage, la géométrie des structures permettant leur fabrication est radicalement différente de celle adoptée pour la fabrication de microjets pulsés. Notons en particulier les nombreux travaux des équipes de A.Seifert, P W Carpenter, A Glezer et M Amitay ([39], [40], [41]), dont le travail théorique et expérimental a permis de mettre en lumière la physique des microjets synthétiques dans un écoulement transverse. Caractérisés par des fréquences d'actionnement importantes souvent associées à un mode de résonance de membrane (cf. Fig. 1. 29), les jets synthétiques sont considérés comme une alternative aux jets pulsés pour les applications aéronautiques. Les vitesses faibles obtenues en sortie d'actionneur et l'encombrement important des résonateurs constituent néanmoins des limitations importantes à l'utilisation de telles technologies.

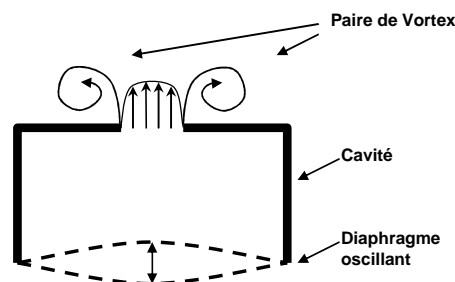


Fig. 1. 29. Principe de fonctionnement d'un actionneur à jet synthétique (d'après [35]).

Actionneurs pour la fabrication de jets pulsés

Si la plupart des études expérimentales paramétriques utilisent des systèmes macroscopiques pour la fabrication des jets pulsés (valves haute fréquence à solénoïde), la recherche se tourne actuellement vers les valves MEMs pour un contrôle indépendant de chaque micro-jet. La difficulté de conception réside dans les pressions importantes à manipuler pour obtenir une

vitesse de jet acceptable. La forte valeur des efforts et des déplacements nécessaires allant à l'encontre des fréquences d'actionnement demandées.

Un premier calcul permet de dimensionner les pressions internes à contrer pour les actionneurs :

En effet, l'énergie cinétique contenue dans le fluide s'éjectant à la vitesse V est $E_c = \frac{1}{2} \rho_f V^2$.

Dans le cas d'un fluide au repos accéléré par l'effet de sa propre pression, on a alors :

$\Delta P = \Delta E_c = \frac{1}{2} \rho_f V^2$, soit $\Delta P = 0.2 \text{ Bars}$ sans prendre en compte la perte de charge liée à

l'écoulement dans des sections souvent de petite taille. Dans la pratique, on trouvera des différences de pression entrée/sortie de l'ordre de 0.5 bars à contrer pour les actionneurs, pour une fermeture complète de la valve.

Valves haute fréquence à solénoïde

Le principe de fonctionnement de ces valves macroscopiques est fondé sur l'interaction électromagnétique entre un noyau en ferrite et une bobine d'actionnement de taille macroscopique. Le principe du pincement de canal est utilisé, le piston qu'est le noyau de ferrite venant empêcher le passage du fluide dans un canal par obstruction. (Cf. Fig. 1. 30) La réduction de taille est empêchée par les techniques de fabrication d'un part, et les forces importantes à développer pour compenser la pression interne au canal (bobines de grosse taille) [42].

La lenteur de ces systèmes les limite aux études paramétriques réalisées en soufflerie. De plus, leur encombrement important en fait de mauvais candidats pour un embarquement sur aile.

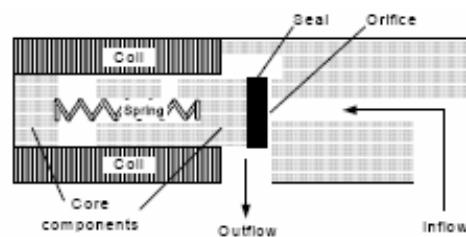


Fig. 1. 30. Principe de fonctionnement d'une valve à solénoïde.

Utilisation de solutions MEMS pour la fabrication de jets pulsés

Les caractéristiques des jets en sortie d'actionneur sont très différentes des demandes habituelles pour des systèmes MEMs. En effet, une grande partie de la recherche sur les actionneurs concerne les applications spécifiquement dédiées à la microfluidique (pompage de liquides, débit en sortie de quelques microlitres par minute). En revanche, les systèmes mis en place pour le contrôle d'écoulements aérauliques nécessitent des techniques d'actionnement spécifiquement adaptées pour obtenir des débits importants en sortie d'actionneur : La difficulté majeure consiste en l'obtention de déplacements et d'efforts importants à l'échelle du microsystème de manière à moduler de grandes sections de fluide et des pressions internes importantes avec un temps de réponse inférieur à la milliseconde.

Un tableau comparatif présentant l'ensemble des technologies d'actionnement couramment utilisées pour l'actionnement de MEMS est développé dans la partie 3. En effet, ces technologies sont nombreuses (actionnement électrostatique, magnétique, magnétostrictif, thermique, polymères ...) et présentent chacune des avantages et des inconvénients.

Comme nous le verrons dans la suite de ce chapitre, la diversité des méthodes d'actionnement mises en place pour l'actionnement des prototypes précédemment proposés montre qu'il n'existe pas de voie d'actionnement particulièrement adaptée à ce type de problème. Le défi à relever consiste à jouer sur l'architecture du design pour compenser les points faibles de la méthode d'actionnement choisie.

Notons enfin les rapides progrès réalisés sur ces techniques d'actionnement, directement liés aux avancées sur les nouveaux matériaux qui remettent régulièrement en question les réalisations précédentes.

Membranes suspendues actionnées par effet électrostatique

Un premier concept électrostatique, proposé par De Labachellerie et al.[43] en 2003, conjugue la relative simplicité de mise en place de cette technique d'actionnement avec un temps de réponse rapide. La résonance mécanique de la structure suspendue permet d'obtenir des déplacements importants (cf.Fig. 1. 31).

Les performances de cette valve atteignent quelques m/s en termes de vitesse de microjet, pour une fréquence d'actionnement de 1200 Hz. Le déplacement obtenu étant de l'ordre de 100 μm pour une tension d'alimentation de l'ordre de 400V.

Actionneur Zip électrostatique :

De manière à obtenir une vitesse plus importante à l'éjection, un deuxième concept, proposé par De Labachellerie et al. [44] en 2005, consiste en un ruban actionné par effet électrostatique se déplaçant entre deux électrodes planaires. L'action locale des forces électrostatiques permet un déplacement important du ruban, allant jusqu'à la fermeture ou l'ouverture d'un orifice de 400 μ m de diamètre (Cf. Fig. 1. 31).

Notons cependant les efforts importants réalisés sur le packaging des actionneurs et leur haut niveau d'intégration. De plus, l'utilisation de ces technologies a permis de mettre en évidence des effets positifs sur des écoulements décollés (retardement du décollement).

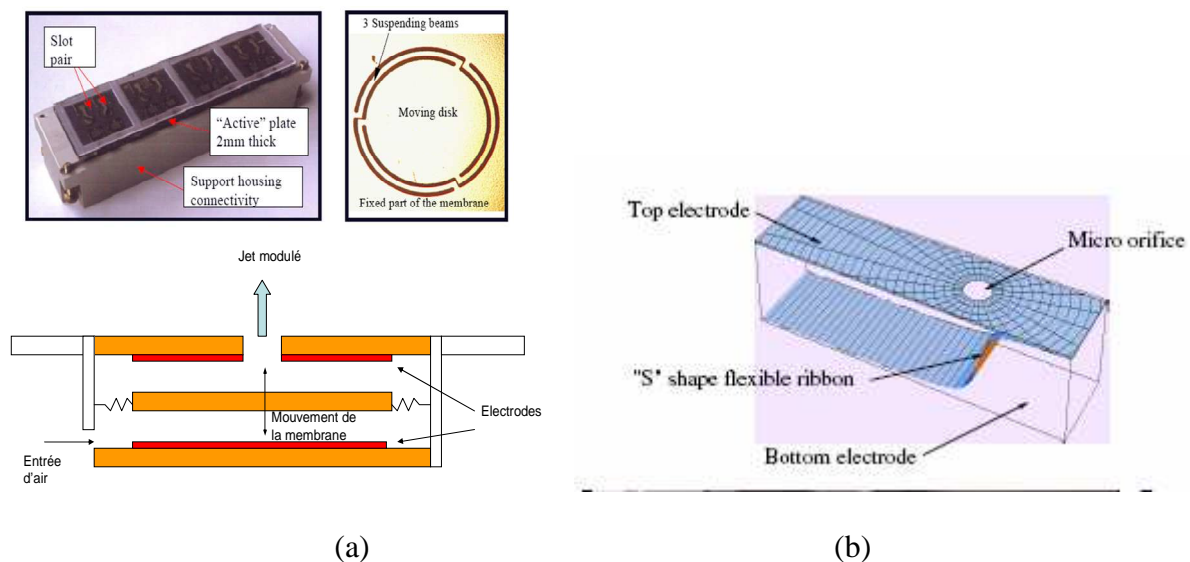


Fig. 1. 31. Actionneur électrostatique à membrane vibrante (a) et à actionneur Zip (b) [44].

Des microvalves à actionnement électromécanique ont récemment été mises sur le marché par l'entreprise FLOWDIT en 2005 [45]. Doté d'un actionnement de type électrostatique réalisé grâce à des peignes interdigités, le concept proposé est la première tentative industrielle pour répondre aux besoins des avionneurs et des constructeurs automobiles pour le contrôle des écoulements décollés autour des véhicules (cf. Fig. 1. 32).

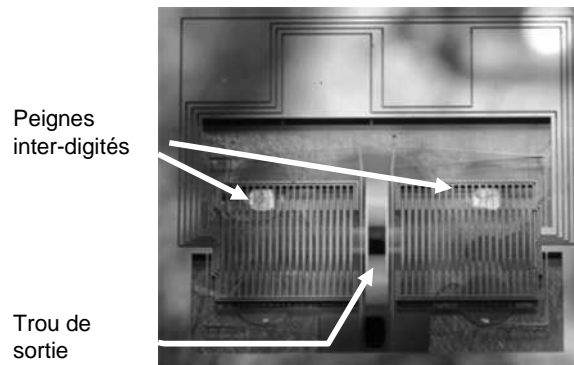


Fig. 1. 32. Architecture de l'un des actionneurs électrostatiques à peignes inter-digités proposés par la société FLOWDIT.

Les caractéristiques des actionneurs réalisés restent confidentielles en termes de vitesse de jet, cependant si les solutions proposées semblent convenir aux industriels automobiles, il n'existe pas à l'heure actuelle de solution commerciale fournissant des microjets pulsés appropriés aux cahiers des charges exigés par les constructeurs d'avions et de turboréacteurs.

Actionnement piézoélectrique

Un prototype d'actionneur récemment proposé par Warsop et al. [46], [47] en 2006 semble pouvoir répondre aux exigences citées ci-dessus. Le principe d'actionnement est fondé sur la déflexion un bimorphe de PZT (épaisseur $2 \times 50 \mu\text{m}$) dont une des extrémités est encastrée. Le déplacement important obtenu en bout de poutre ($80 \mu\text{m}$), conjugué à l'utilisation de matériau massif en multicouche permet l'ouverture ou la fermeture d'un orifice d'éjection de diamètre faible ($200 \mu\text{m}$) et incliné pour le guidage du micro-jet (Cf. Fig. 1. 33). Les caractéristiques fluides estimées atteignent 200 m/s pulsés à 1 kHz pour une consommation électrique de l'ordre de 50 mW .

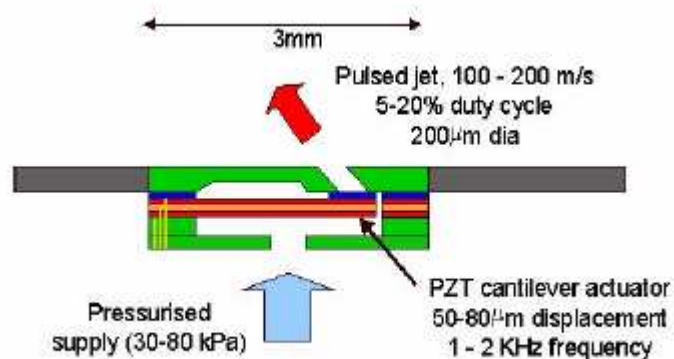


Fig. 1. 33. Principe de fonctionnement de l'actionneur piézoélectrique proposé par BAE Systems.

Valves et oscillateurs à effet Coanda

L'effet Coanda décrit le fait qu'un fluide s'écoulant le long d'une paroi courbe va avoir tendance à « coller » à cette paroi le long de sa courbure. Une déviation de la direction principale de l'écoulement peut alors être obtenue (cf. Fig. 1.31).

L'architecture des valves à effet Coanda est constituée d'un convergent permettant la construction d'un jet libre, puis de deux canaux de sortie et d'un séparateur situés face au convergent. Le principe d'actionnement consiste à provoquer l'attachement d'un jet vers une des deux sorties par actionnement pneumatique (Cf. Fig. 1. 34). De tels systèmes sont caractérisés par un débit et des vitesses importants en sortie de valve (vitesse sonique à supersonique), des pressions de commande faibles <100 kPa, mais des débits de fuite élevés (50 %). De plus leur réalisation à petite échelle est aisée, au vu des capacités des techniques de microfabrication [48].

Fondés sur ce principe d'actionnement, les oscillateurs Coanda permettent une pulsation du débit de fuite sans apport extérieur d'énergie. En effet, les pressions nécessaires à l'actionnement sont alors apportées par le fluide lui-même lors du basculement d'une sortie à l'autre. Les fréquences obtenues, très importantes, sont directement proportionnelles à la vitesse de propagation du fluide dans les bras de retour lors du recollement du jet libre [49].

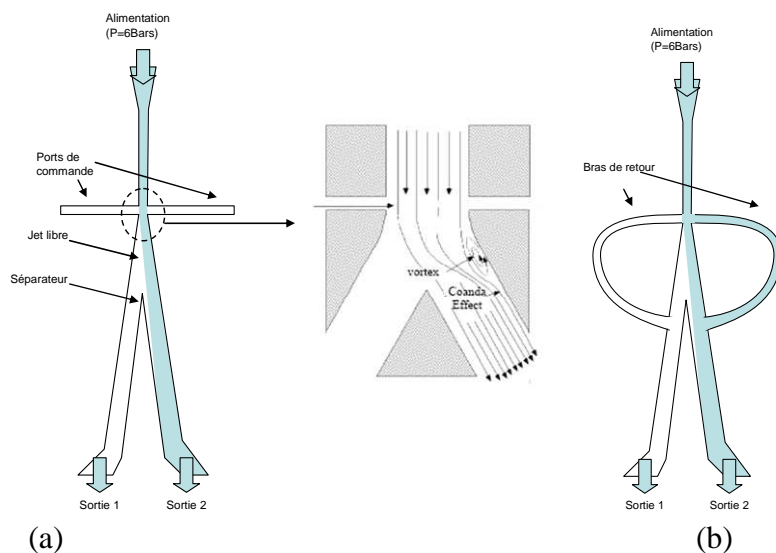


Fig. 1. 34. Principe de fonctionnement des amplificateurs à effet Coanda (a) et des oscillateurs associés (b) [49].

Contrôle de couche limite par plasma froid

La Fig. 1.25 donne une représentation en coupe de la décharge couronne de surface. La décharge est établie à l'aide de deux électrodes (deux fils métalliques) placées à l'intérieur de rainures usinées dans le polyméthacrylate de méthyle (PMMA). La profondeur de ces rainures est égale au diamètre des électrodes. Lorsqu'une haute tension est appliquée entre les deux électrodes à pression atmosphérique dans l'air, un écoulement secondaire apparaît, dirigé de l'anode vers la cathode (vent ionique, Cf.

Fig. 1. 35) [50].

Les électrodes, de diamètre 1 et 2mm, sont espacées de 4 cm. L'application d'un champ électrique de 8kV/cm génère un déplacement de 3 m/s à 1 mm de la paroi pour une puissance électrique moyenne de 75mW/cm².

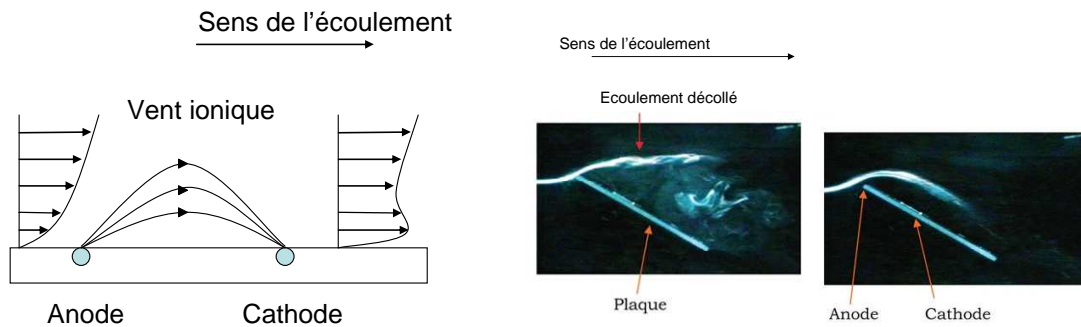


Fig. 1. 35. Principe de fonctionnement de l'actionnement par vent ionique (a) contrôle du décollement sur une plaque plane d'inclinaison 30°, à très basse vitesse (0.4m/s) , sans contrôle (b), et avec contrôle (c) [50].

Actionnement par détonation

Proposé par Glezer et al. en 2003, les actionneurs par détonation consistent en une chambre dans laquelle la combustion d'un mélange réactionnel est provoquée par une étincelle. La variation très rapide de volume des réactifs dans l'enceinte fermée provoque l'éjection de fluide par un diaphragme. Une onde de choc est alors créée es sortie de l'actionneur, se propageant dans l'écoulement à contrôler. Les performances (150 Hz, vitesse sonique, orifice 1.6mm) et les dimensions centimétriques de la chambre de combustion sont encore prohibitives de ce type d'actionnement (Cf. Fig. 1. 36). Même si on ne peut pas parler de microsysteme dans ce cas-ci, le grand souci d'intégration, les technologies utilisées pour la fabrication (assemblage de substrats fins) et les performances obtenues en font néanmoins un bon candidat à la miniaturisation pour les applications ciblées [51],[52].

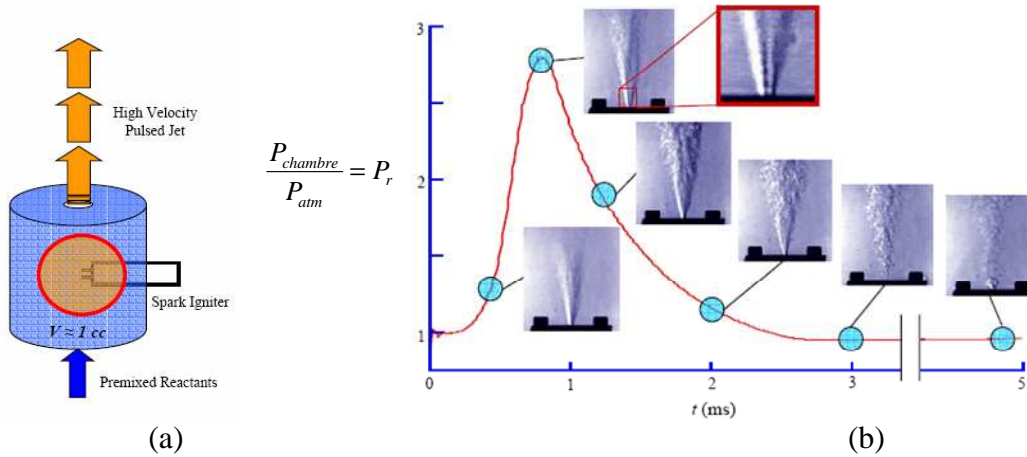


Fig. 1. 36. Principe de fonctionnement de l’actionneur à combustion proposé par Glezer, chambre de combustion (a) et caractérisation du jet en sortie de valve [51] (b).

Conclusion

Dans le cadre de cette thèse, entamée dans un contexte présentant peu de réalisations concrètes, nous avons choisi de nous intéresser au problème du contrôle actif décollement par micro-jets pulsés. Compte tenu du besoin clairement exprimé par les avionneurs, nous avons dans un premier temps choisi de nous orienter vers les problèmes aéronautiques. Les performances exigées par les mécaniciens des fluides pour les applications aéronautiques sont résumées dans le Tableau 1. 4:

Tableau 1. 4. Cahier des charges type pour l’actionneur à jet pulsé pour le contrôle de décollements (applications aéronautiques).

Différentiel de pression entrée / sortie	$\Delta P = 0.5 \text{ Bars}$
Caractéristiques du jet de sortie	
Vitesse du jet en sortie $V_{s \max}$	$100 \text{ m/s} < V_{s \max} < 200 \text{ m/s}$
Fréquence de pulsation	$100 \text{ Hz} < f_{\text{act}} < 2 \text{ kHz}$
Orientation du jet	$\Phi = 45^\circ, \phi = 30^\circ$
Caractéristiques géométriques	
	<p>Diamètre du trou de sortie $D = 1 \text{ à } 2 \text{ mm}$ Périodicité spatiale des jets : $p = 10 \text{ mm à } 20 \text{ mm}$</p>

Jusqu’à maintenant, seules les performances annoncées par BAE Systems pour sa valve piézoélectrique semblent répondre aux attentes des aérodynamiciens pour des applications

aéronautiques (Cf.Fig. 1. 37). Les autres techniques d'actionnement, en restant loin des performances souhaitées, trouvent des domaines applicatifs, notamment dans les nombreuses études paramétriques actuellement montées en soufflerie (vitesse typique de veine et de jet : 30 m/s), et dans le domaine de l'automobile, de plus en plus concerné par les problématiques de contrôle (vitesse de jet : 80 m/s, fréquence de 250 Hz environ).

La taille millimétrique des microsystèmes développés pose des problèmes de fabrication, puisque, contrairement aux domaines « macro » et « micro », il existe peu de techniques de fabrication et de caractérisation adaptées à l'échelle intermédiaire. En plus du travail de design, les chercheurs doivent réaliser un travail conséquent de développement de moyens de fabrication et de caractérisation spécifiquement pour chaque nouvel actionneur.

N'oublions pas enfin qu'en plus de répondre aux spécifications fluides, les microsystèmes fabriqués doivent garantir leur fonctionnement et leur vieillissement dans les environnements difficiles du vol réel (température comprise entre -40 °C et 40 °C, pression atmosphérique variable, présence de vibrations,etc...) Un effort important devra donc être mené sur le packaging de l'actionneur, en plus de l'actionneur lui-même.

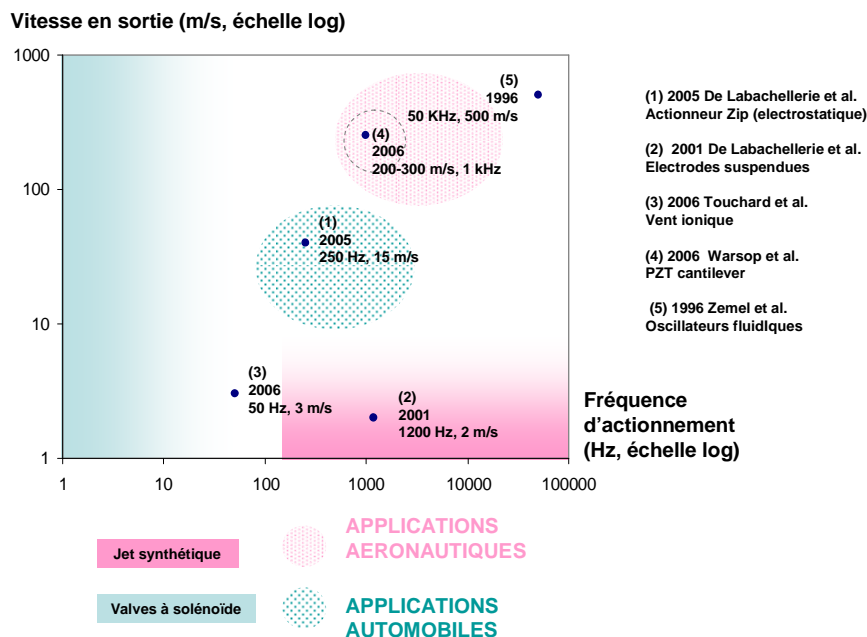


Fig. 1. 37. Résumé des performances des actionneurs MEMs actuellement disponibles pour le jet pulsé.

4. Conclusion

Dans cette première partie, après avoir introduit les problématiques de contrôle actif de décollement, et après avoir identifié les besoins des avionneurs dans ce domaine, un cahier des charges type de l'actionneur à fabriquer a été mis en place. Ainsi, dans le cas des microjets pulsés pour des applications aéronautiques, la vitesse du jet et la fréquence de pulsation sont typiquement comprises dans les plages 100m/s - 200 m/s et 100Hz - 2kHz. Un inventaire complet des technologies actuellement disponibles pour la fabrication de tels microjets a été effectué, de manière à identifier les techniques efficaces d'actionnement. Dans la partie suivante, nous détaillerons la mise en place de moyens de caractérisation spécifiquement dédiés au jet pulsé, puis nous effectuerons une étude préliminaire pour la prévision des performances de la future valve.

Références Bibliographiques

- [1] R Comolet, “Mécanique des fluides expérimentale, Tome II, Dynamique des Fluides réels”, 4^e édition, Editions Masson, 1994.
- [2] E Guyon, J P Hulin, L Petit, “Hydrodynamique Physique”, CNRS éditions (2001)
- [3] Site internet de l’ONERA : <http://www.onera.fr>
- [4] S J Lee, Y G Jang, “Control of a NACA 0012 Airfoil with a micro-riblet film”, *Journal of Fluid and Structures* 20 (2005) pp. 659-672.
- [5] C Liu, T Tsao, G-B Lee, J Leu, Y W Yi, Y-C Tai, C-M Ho, “Out-of plane magnetic actuators with permalloy for fluid dynamics control”, *Sensors and Actuators* 78 (1999) pp. 190-197.
- [6] A Huang “Application of MEMS devices to delta air wing aircraft: from concept development to tansonic flight test” *AIAA journal* (2001) pp. 2001-1024.
- [7] F Jiang, G B Lee, Y C Tai, C M Ho, “A flexible micromachine-based shear-stress sensor array and its application to separation-point detection”, *Sensors and Actuators* 79 (2000) pp. 194-203.
- [8] A Huang, J Lew, Y Xu, Y C Tai, C M Ho, “Microsensors and Actuators for Macrofluidic Control”, *IEEE Sensors Journal* 4-4 (2004), pp. 494-502.
- [9] W J Li, J D Mai, C M Ho, “Sensors an actuators on non-planar substrates”, *Sensors and Actuators* 73 (1999) pp. 80-88.
- [10] T Yamagami, Y Suzuki, N Kasagi, “Development of feedback control system of wall turbulence using MEMS devices”, *Proceedings of the 6th Symposium on Smart Control of Turbulence* (2005), pp. 135-141.
- [11] Y Suzuki, t Yoshino, T Yamagami, , N Kasagi, “Ga-based control system for drag reduction in turbulent channel flow”, *Proceedings of the 4th Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena* (2005), pp. 301-306.
- [12] C M Ho, L S Huang, “Subharmonics and vortex merging in mixing layers”, *J. Fluid Mechanics* 119 (1982) pp.443-473.
- [13] Z Ma, E Bradley, T Peacock, J R. Hertzberg, Y-C Lee, “Solder-assembled large MEMS flaps flor flui mixing”, *IEEE Transactions on Advanced Packaging* (2003).
- [14] S Schlichting, “Bondary layer theory”, 7th ed. Mc Graw Hill, 1979.
- [15] P W Carpenter, C Davies, A D Lucey, “Hydrodynamics and compliant walls : does the dolphin have a secret ?”, *Current Science* 79 (2000) pp. 758-765.

- [16] K S Breuer, J H Haritonidis, M T Landahl, “The control of disturbances in a flat plate boundary layer through active wall motion”, *Phys. Fluids A* (1999) pp. 574-582.
- [17] M Koike, T Nagayoshi, N Hamamoto, “Research on Aerodynamic Drag Reduction by Vortex Generators”, *Mitsubishi Motors Technical Review* 16 (2004).
- [18] T Segawa, Y Kawagushi, Y Kikushima, H Yoshida, “Active control of streak structures in wall turbulence using an actuator array producing inclined wavy disturbances”, *Journal of Turbulence* 3 (2002) pp. 1-25.
- [19] L Prandtl, “Über flüssigkeitsbewegung bei sehr kleiner reighbung“, In proceedings of the 3rd International Mathematical Congress, (1904) pp. 481-491.
- [20] R A Wallis, “The use of air jets for boundary layer control”, *Aerodynamics Research Laboratories, Aero Note* 110, Melbourne, Australia (1952).
- [21] D Geropp, H J Odenthal, “Drag reduction of motor vehicules by active control using the Coanda effect”, *Experiments in Fluids* 28 (2000), pp. 74-95.
- [22] K R Mc Magnus, H H Legner, S Davis, “Pulse vortex generator jets for active control of flow separation”, *AIAA Paper* 94-2218 (1994).
- [23] M Gad-el-Hak, R F Blackwelder, “Simulation of large eddy structures in boundary layer”, *AIAA Journal* 25-9 (1987), pp. 1207-1215.
- [24] I Wygnanski, “Boundary layer and flow control by periodic addition of momentum”, *AIAA Paper* 97-2117 (1997).
- [25] G S Rixon, H Johari, “Development of a steady vortex generator jet in a turbulent boundary layer”, *Transactions of the ASME* 125 (2003) pp. 1006-1015.
- [26] Z U Khan, J P Johnston, “On vortex generating jets”, *International journal of heat and fluid flow* 21 (2000) pp. 506-511.
- [27] A Eroglu, R E Bridenthal, “Structure, penetration and mixing of a pulsed jets in crossflow”, *AIAA Journal* 39-3 (2001) pp.417-423.
- [28] S Narayanan, P Barooah, J M Cohen, “Dynamics and control of an isolated jet in crossflow”, *AIAA journal* 41-12 (2003) pp. 2316-2330.
- [29] M Campolo, G M Degano, A Soldati, L Cortelezzi, “Influence of inlet conditions on time-average behaviour of transverse jets”, *AIAA Journal* 42-12 (2005) pp. 1549-1555
- [30] J M Wu, A D Vakili, K M Yu, “Investigation of the interacting flow of nonsymmetric jets in crossflow”, *AIAA journal* 26-8 (1988) pp. 940-947.
- [31] J C Hermanson, A Wahba, H Johari, “Duty cycle effects on penetration of fully modulated, turbulent jets in crossflow”, *AIAA Journal* 36-10 (1998), pp. 1935-1937.

- [32] D A Compton, J P Johnston, "Streamwise vortex production by pitched and skewed jets in a turbulent boundary layer", *AIAA Journal* 30-3 (1992) pp. 640-647.
- [33] D Greenblatt, I J Wygnanski, "The control of flow separation by periodic excitation", *Progress in Aerospace Sciences* 36 (2000) pp. 487-545.
- [34] G Godard, M Stanislas, "Control of a decelerated boundary layer part 2: Optimization of slotted jet vortex generators", *Aerospace Science and Technology*, sous presse.
- [35] R Holman, Y Utturkar, R Mittal, B L Smith, L Cattafesta, "Formation criterion for synthetic jet" *AIAA Journal* 43-10 (2003), pp. 2110 – 2116.
- [36] G Godard, M Stanislas, "Control of a decelerating boundary layer part3: optimization of round jet vortex generators", *Aerospace Science and Technology*, sous presse.
- [37] V Kumar, F S Alvi, "Use of high speed microjets for active separation control in diffusers", *AIAA Journal* 44-2 (2006) pp. 273-281.
- [38] W J Crowther, "Control of separation on a trailing edge Flap using air jet vortex generators", *Communication*, AIAA.
- [39] S Erbsloeh, W J Crowther, J R Frutos, "Control of boundary layer separation on a civil turbofan intake using air jet vortex generators", 2nd AIAA Flow Control Conference; (2004).
- [40] D A Lockerby, P W Carpenter, "Modeling and design of microjet actuators", *AIAA Journal* 42-2 (2004), pp. 220 – 227.
- [41] L G Pack, A Seifert, "Periodic excitation for jet vectoring and enhanced spreading", 37th AIAA Meeting, AIAA 99-0672 (1999)
- [42] F K Lu, D S Jensen, "Potential viability of a fast-acting micro-solenoid valve for pulsed detonation fuel injection".
- [43] J R Frutos, "Conception et réalisation de microsystèmes pour le contrôle d'écoulements aéroliques », Thèse de Doctorat, Univerité de Franche Compté, (2006).
- [44] J R Frutos, D Vernier, F Bastien, M De Labachellerie, "An electrostatically actuated valve for turbulent boundary layer control", *IEEE Sensors* 7 (2005) pp. 82-88.
- [45] Site internet de la société FLOWDIT, www.flowdit.com.
- [46] C Warsop, "MEMS and microsystem technologies – their potential and status for drag reduction and separation control", *European Congress on Computational Methods in Applied Sciences and Engeneering*, (2004).
- [47] S A Wilson, R Jourdain, R W Whatmore, P Morantz, J Corbett, M J Hucker, C Warsoop, "Ultra-Precision Machinig of 30 micro PZT-on-silicon laminates for piezoelectric MEMS", *Proceedings of the ACTUATOR Conference* (2006) pp. 748-751.

- [48] R Furlan and J N. Zemel, "Behavior of microfluidic amplifiers", *Sensors and Actuators A* 51 (1996) pp. 239 – 46.
- [49] E W Simoes, R Furlan, M T Pereira, "Design of microfluidics oscillators", *Proceedings of the SB MICRO-XVI International conference on Microelectronics and Packaging* (2001) pp. 134-139.
- [50] A Labergue, E Moreau, G Touchard, "Contrôle du décollement d'écoulement par plasmas froids surfaciques", *Proceedings du deuxième colloque de synthèse du GDR contrôle des décollements* (2005).
- [51] T Crittenden, A Glezer, "Microfabricated, combustion driven jet actuators for flow control applications", *Communication, Brussels* (2002).
- [52] A Glezer, T M Crittenden, "Combustion-driven jet actuator", *US patent n° 6554607*.

Partie 2

Moyens de caractérisation Eléments microfluidiques pour la prévision de performances

Introduction

Si l'ensemble des moyens de caractérisation disponibles en mécanique des fluides est très vaste, seuls quelques uns sont adaptés aux écoulements de grandeur caractéristique submillimétrique, particulièrement quand il s'agit d'écoulements rapides. Dans cette seconde partie, nous détaillerons la mise en place de moyens permettant une caractérisation complète des microjets aériens, ce qui comprend la mise en place d'un banc d'ombroscopie ultra-rapide permettant la visualisation de la forme des microjets, et un dispositif d'anémométrie à fil chaud permettant une mesure locale de leur vitesse. Nous mènerons ensuite une étude préliminaire sur les propriétés des écoulements aériens dans les canaux de grandeur caractéristique submillimétrique, de manière à permettre le dimensionnement de la valve à venir à partir du cahier des charges type fixé dans la partie 1.

1. Introduction

Pour la caractérisation des microjets, on peut d'ores et déjà identifier deux besoins :

- Les systèmes de mesure de vitesse de fluide (distribution spatiale de vitesse, vitesse maximale en sortie ...)
- Les systèmes de visualisation de jet (diagnostic de fuites, forme du jet, interactions entre jets, etc...)

Après une brève introduction sur les systèmes couramment utilisés, nous réaliserons une comparaison des performances de chacun en rapport avec les besoins énoncés en partie 1.

2. Mesure de vitesse

Il existe quatre principales méthodes pour la mesure expérimentale de vitesse d'un fluide pendant son écoulement : l'Anémométrie Doppler Laser (LDA), la Vélocimétrie par imagerie de particules (PIV), la mesure par tube de Pitot et la mesure au fil chaud. Comme nous le verrons dans cette partie, même si les méthodes LDA et PIV sont non intrusives, elles nécessitent l'apport de particules dans l'écoulement. On préférera donc le fil chaud (méthode intrusive) pour la mesure de vitesse dans les microjets. Les méthodes de mesure développées ci-dessous sont documentées à partir du site Internet du constructeur DANTEC Dynamics [1].

2.1. Anémométrie Doppler LASER (LDA)

Le principe de fonctionnement de cette méthode de mesure consiste à faire s'écouler le fluide chargé de particules au niveau des franges d'interférences créées par le croisement de deux faisceaux LASER cohérents. Les particules, éclairées périodiquement, réémettent la lumière à une fréquence directement proportionnelle à leur vitesse (signaux « Doppler », cf. Fig. 2. 1). Cette émission de lumière, transformée par un photomultiplicateur en signal électrique est ensuite traitée par un compteur (identification des vrais Doppler, comptage des particules, etc...). Pour des vitesses élevées, les fréquences d'acquisition nécessaires étant très grandes, on provoque le défilement périodique des franges grâce à une cellule de Bragg (déphasage entre les deux lasers provoqué par interaction acousto-optique). On mesure alors la différence entre cette vitesse « Doppler » de défilement et la vitesse réelle des particules. Cette méthode présente l'avantage d'être très locale (volume de mesure de 0.125 mm^3).

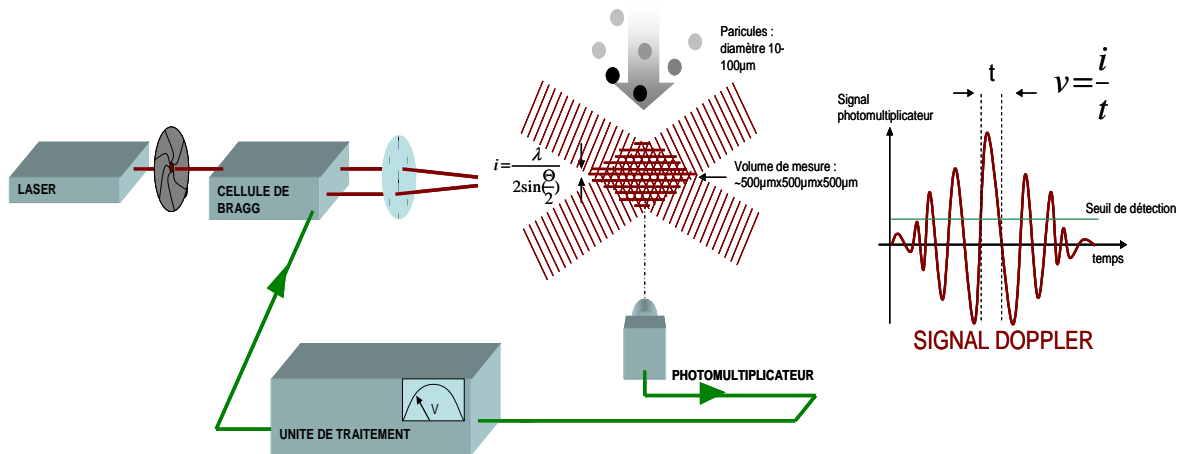


Fig. 2. 1. Principe de fonctionnement de l'anémomètre Doppler LASER.

Néanmoins, elle présente certains désavantages :

- Difficulté de réglage et de mise en place (LASER puissant)
- Déplacement du volume de mesure difficile (réglage des LASERS)
- Utilisation de particules
- Temps de réponse long (moyenne sur de nombreuses particules)

2.2. Anémométrie par imagerie de particules (PIV)

Le principe de fonctionnement de la PIV est relativement simple : il consiste à prendre deux clichés très rapprochés dans le temps du même écoulement ensemené, puis de comparer la position relative de chaque particule entre les deux clichés pour construire une carte de vitesse de l'écoulement observé. L'utilisation de sources LASER permet de photographier des coupes de l'écoulement tout en provoquant une réémission importante de lumière de la part des particules (cf. Fig. 2. 2). Notons cependant que l'efficacité de cette méthode réside pour une grande partie dans le savoir-faire et l'expérience de l'opérateur lors du dépouillement des résultats.

Il est aisé d'adapter la PIV à des écoulements aux petites échelles, par l'utilisation de grossissements optiques. En revanche, l'utilisation de caméras ultra-rapides devient alors indispensable, car les particules passent d'autant plus vite dans le champ de la caméra que le volume observé est petit.

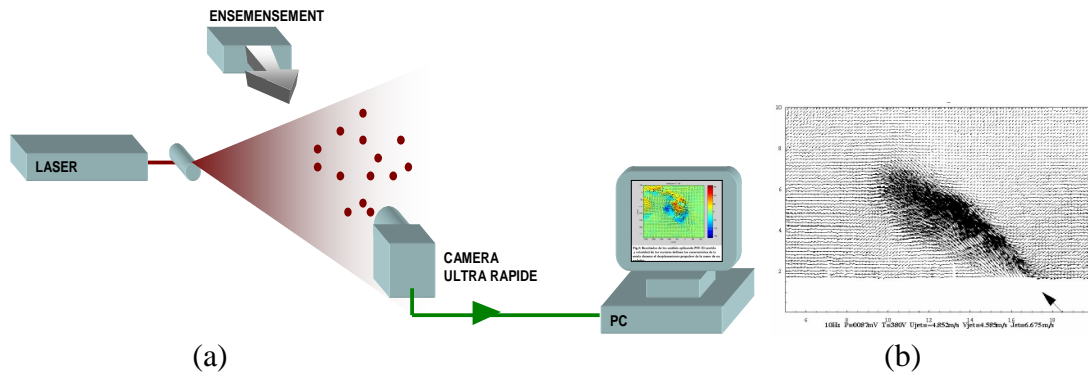


Fig. 2. 2. Principe de fonctionnement de l'anémomètre par PIV(a) et cartographie d'un microjet pulsé pendant la phase d'éjection (4.5m/s, 10 Hz, d'après [2])(b).

2.3. Débitmétrie

La mesure du débit dans une conduite et la connaissance du type d'écoulement permettent de réaliser une estimation de la vitesse moyenne en sortie de jet. Cette méthode de mesure s'appuie sur la non-compressibilité du fluide considéré, permettant alors d'écrire l'égalité des débits entrant et sortant. Dans les applications considérées, elle présente de nombreux défauts :

- La vitesse calculée est une moyenne sur la surface du trou de sortie.
- Utilisable en statique, cette méthode ne convient pas à la caractérisation de microjets pulsés à haute fréquence.

2.4. Tube de Pitot

Le capteur le plus couramment utilisé par le mécanicien des fluides est le tube de Pitot. Son fonctionnement et sa réalisation simples font de cette technique la solution idéale pour les mesures d'appoint en soufflerie. Deux mesures de pression sont réalisées grâce à des ouvertures de petite taille réalisées le long d'un tube creux. A son extrémité, on mesure une pression « totale » P_t en un point d'arrêt caractérisé par une vitesse nulle. Le long du tube, on mesure une pression « statique » P_s (cf.Fig. 2. 3).

L'écriture du théorème de Bernoulli entre ces deux points permet d'obtenir:

$$\frac{V^2}{2} + \frac{P_s}{\rho} = 0 + \frac{P_t}{\rho}, \text{ soit } V^2 = \frac{2}{\rho}(P_t - P_s) \quad (2.1)$$

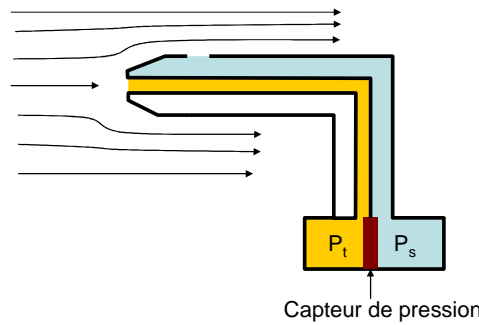


Fig. 2. 3. Pressions mesurées le long d'un tube de Pitot.

Les inconvénients de ce type de mesure sont :

- Une mesure peu locale (éloignement nécessaire entre les deux prises de pression).
- Peu de précision sur la vitesse, en particulier en régime dynamique.
- Méthode intrusive (l'écoulement est détruit en aval du tube).

2.5. Anémométrie par fil chaud

Le transfert de chaleur convectif Q depuis un fil chaud vers son environnement est une fonction de la vitesse de l'écoulement U dans lequel il est plongé, de la différence de température $T_{\text{fil}} - T_{\text{ambiant}}$ et des propriétés intrinsèques du fluide. Le fil chaud, de résistance R_w , est connecté à un pont de Wheastone et chauffé par le courant électrique qui le traverse. Un système d'asservissement contrôle le courant traversant le capteur de manière à maintenir la résistance (et la température) constantes dans le fil. La mesure de la tension de pont E donne alors, après calibration, une mesure de la vitesse de l'écoulement.

Montés entre deux broches métalliques (cf. Fig. 2. 4), l'utilisation des fils chauds est intrusive, puisque l'écoulement est détruit en aval des broches. De plus, ces fils très fragiles sont très sensibles à la qualité de l'air qui les entoure, la présence de particules provoquant une perte de sensibilité (re-calibration nécessaire), voire une rupture du fil.

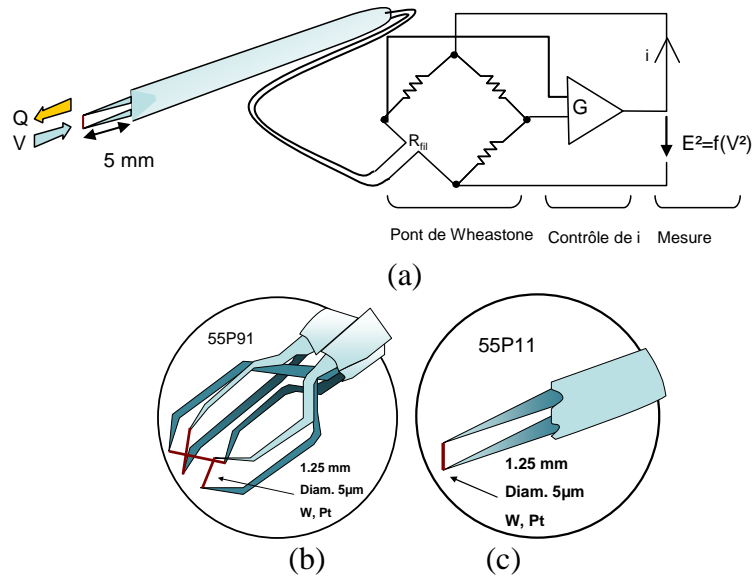


Fig. 2. 4 Architecture d'un fil chaud (a), agencement des fils dans le cas d'une sonde 1D (b) et 3D (c).

En revanche, des variations très fines de la vitesse sont mesurables par cette technique, sur des plages de vitesse très grandes (précision de l'ordre de 1% entre 0.5 et 200 m/s), en particulier à haute fréquence (plusieurs dizaines de kHz, cf. Fig. 2. 5). Des tailles de fil de plus en plus petites sont maintenant disponibles (diamètre, longueur), permettant une mesure sur un volume de plus en plus restreint (1.25 mm de longueur pour un diamètre de fil de diamètre 5 μm , 55P11 DANTEC).

Enfin, même si le fil chaud simple ne fournit pas d'information sur la direction de la vitesse mesurée, certains fils chauds 3D sont disponibles à des prix encore prohibitifs.

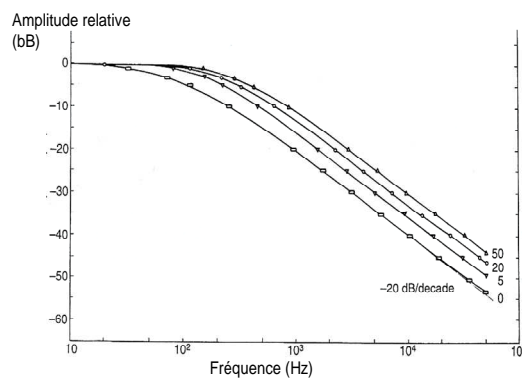


Fig. 2. 5 Fonction de transfert d'un fil chaud DANTEC 55 P11, d'après [3].

Les inconvénients restent néanmoins :

- La fragilité et la sensibilité à la propreté du fluide
- Son caractère intrusif

Les efforts de recherche s'orientent actuellement vers une diminution des tailles de fil, en utilisant les techniques de microfabrication utilisées pour la réalisation de microsystèmes [4], en particulier pour des applications de mesure de vitesse de couche limite (cf. Fig. 2. 6)

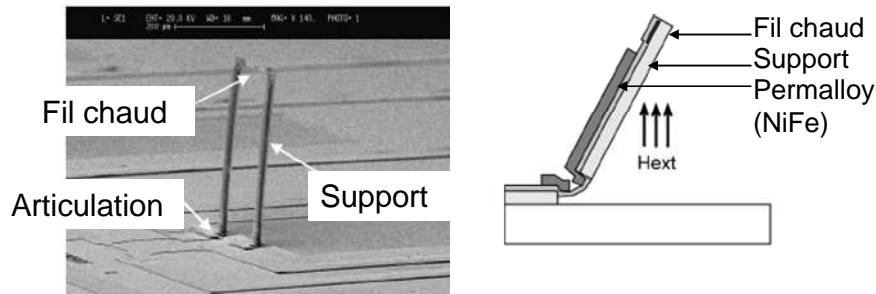


Fig. 2. 6 Réalisation de micro-fils chauds pour la mesure de couche limite. Les structures sont levées hors plan par effet magnétostatique, d'après [4].

2.6. Particules et microsystèmes

L'utilisation de particules, classique en vélocimétrie, pose néanmoins des problèmes quant à l'utilisation pour la caractérisation de microjets. En effet, les MEMS pour la microfluidique comportent des canaux internes dont les dimensions caractéristiques sont typiquement comprises entre 10 et 500 μm . La taille des particules utilisées pour l'ensemencement du fluide (gouttelettes d'huile, encens, diamètre 0.5 à 5 μm dans l'air) n'est donc plus négligeable devant les dimensions des canaux.

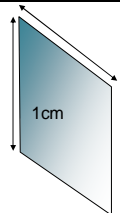
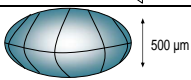
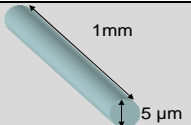
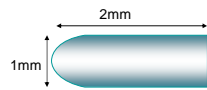
Un premier problème concerne l'encrassement progressif des canaux, aboutissant à une nette réduction de section fluide. Une solution consiste à ensemencher l'écoulement à l'extérieur de la microvalve [2]. Il est alors difficile de garantir un bon entraînement des particules par le microjet, surtout dans le cas d'applications basse vitesse et haute fréquence (effets inertiels importants).

Un second problème concerne l'encrassement des capots transparents permettant la visualisation à l'intérieur des micro-canaux, difficilement résoluble sans démontage.

2.7. Choix d'un système d'anémométrie pour la caractérisation de microjets

Le Tableau 2. 1 présente un récapitulatif des caractéristiques et des spécifications concernant la mesure de la vitesse des micro-jets.

Tableau 2. 1 Caractéristiques des méthodes d'anémométrie, comparaison des spécifications des micro-jets.

	$100\text{m/s} < V_s < 200\text{m/s}$	$1\text{kHz} < f_{\text{act}} < 2\text{kHz}$	Particules	Volume de mesure
PIV	Ok $0.3 < V < 300\text{m/s}$	Ok $0 < f < 30\text{ kHz}$	Oui	
	Dans le cas d'une caméra fonctionnant à 30 kHz, équipée d'un CCD 102x1024 pixels, correspondant à un champ de 1cm*1cm			
LDA	Ok $0 < V < 400\text{m/s}$	Non	Oui	
Fil chaud	Ok $0.05 < V < 500\text{m/s}$	Ok $0 < f < 400\text{kHz}$	Non	
Tube de Pitot	Ok	Non $0 < f < 10\text{Hz}$	Non	
	Suivant capteur de pression			

Dans le cas de la mesure de vitesse de microjets, nous présenterons donc des vélocimétries obtenues exclusivement grâce à un fil chaud DANTEC 55P11 en tungstène de longueur 1mm et de diamètre 5 μm .

3. Méthodes de visualisation directe

Les méthodes de visualisation directe permettent de voir le comportement du fluide analysé sans post-traitement ni cartographie. Pour l'analyse des microjets, une analyse de la forme du jet est indispensable puisqu'un des critères concerne l'orientation.

3.1. Plans LASER

Comme détaillé précédemment pour la PIV, il est possible de visualiser les particules emportées par un écoulement grâce à un plan LASER. Des images sont obtenues en utilisant une caméra très sensible et un temps d'exposition long. Les lignes de courant sont alors observables (cf. Fig. 2. 7).

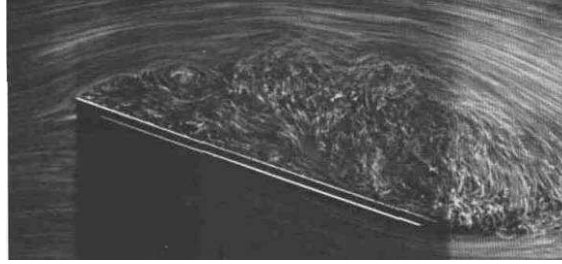


Fig. 2. 7. Visualisation du décollement au dessus d'une plaque plane, $Re=10^4$, incidence de 20° , H Werlé, ONERA (1974).

3.2. Ombroscopie (ou Shadowgraph) et Strioscopie (ou Schlieren)

Cette méthode de visualisation tire avantage des variations locales de l'indice optique provoquées par le passage du fluide dans un volume de mesure [5]. Elle ne nécessite donc pas d'ensemencement. Très utilisée en mécanique des fluides, cette méthode permet aussi la visualisation des variations d'indice provoquées par modifications locales de la densité du fluide dans le volume de mesure (ondes acoustiques, ondes de choc). Les microjets visualisés seront composés d'hélium, choisi pour son indice de réfraction éloigné de celui de l'air. Le montage optique se divise en trois parties distinctes (Cf. Fig. 2. 8) :

- Une source ponctuelle placée au point focal d'une lentille L_1 , dont l'image est rejetée à l'infini.
- Un volume d'étude V_e placé entre L_1 et L_2 .
- Un système d'imagerie (capteur CCD).

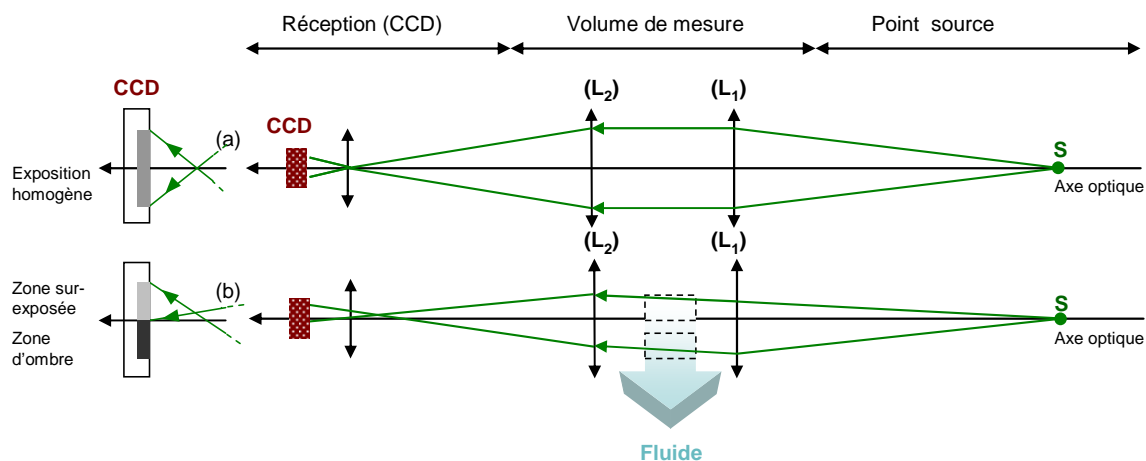


Fig. 2. 8. Principe de visualisation par ombroscopie. Le système d'imagerie, exposé de manière homogène (a), se couvre de zones surexposées et de zones d'ombre si une variation d'indice optique est présente dans le volume de mesure.

Les rayons lumineux, parallèles dans le volume de mesure, permettent d'obtenir une image nette sur l'ensemble de la largeur de l'écoulement. Au niveau de la réception, un point image

primaire est obtenu, image directe du point source. Dans le cas du passage du fluide, provoquant une variation d'indice optique dans le volume de mesure, une tache secondaire est formée autour du point primaire par réfraction dans le fluide (cf. Fig. 2. 9). L'image directe du microjet est donc déviée, provoquant la formation d'une zone d'ombre et d'une zone sur-exposée sur le capteur CCD.

La strioscopie, quant à elle, consiste à bloquer l'image primaire pour ne visualiser que l'image secondaire plus contrastée (cf. Fig. 2. 9). Les microjets apparaissent alors en blanc dans une image noire.

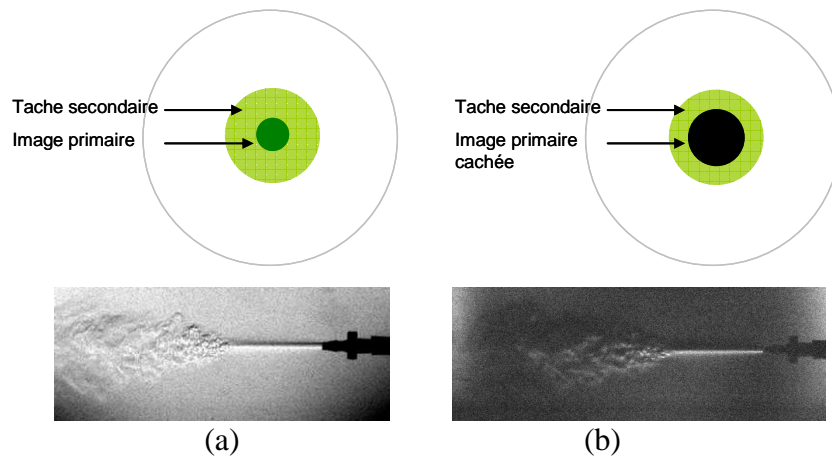


Fig. 2. 9. Point image obtenu pour l'ombroscopie, et visualisation d'un jet d'hélium dans l'air (a) principe de masquage de l'image primaire et visualisation du même jet par strioscopie (b).

Cette méthode de visualisation, bien que lourde à mettre en place, présente l'avantage de donner des images satisfaisantes sur des temps d'exposition très courts, sans nécessiter d'ensemencement. Nous verrons par la suite qu'une caractérisation ultra-rapide du fluide passant dans le volume de mesure est possible moyennant l'utilisation d'une source et d'un capteur adéquats.

4. Mise en place expérimentale des moyens de caractérisation de microjet

Nous décrirons dans cette partie la mise en place expérimentale des moyens permettant la caractérisation des microjets pulsés pour le contrôle actif de décollement. Au vu des techniques existantes, deux d'entre elles ont été choisies pour la taille du volume de mesure et la non nécessité de particules :

- L'anémométrie à fil chaud.
- L'imagerie par ombroscopie ultra-rapide.

4.1. Anémométrie à fil chaud

Les problématiques liées à la mesure l'anémométrie par fil chaud sur les microjets sont :

- La calibration du fil chaud doit être régulièrement réalisée dans une plage de vitesse correspondant à la plage de mesure.
- Le positionnement du fil chaud par rapport au microjet doit être effectué avec précision dans les trois directions des l'espace. Le contrôle de l'orientation du microjet par rapport au fil doit aussi être obtenu.

Calibration

Une étape préliminaire consiste à calibrer le fil chaud destiné à la mesure. Cette étape, réalisable grâce aux calibreurs DANTEC doit être renouvelée régulièrement (l'encrassement et le vieillissement du fil peuvent produire une grande déviation des mesures). Le principe de calibration consiste à insérer le fil dans un jet libre, parallèlement à la direction de l'écoulement à proximité du trou d'éjection. Une prise de pression au niveau du trou de sortie permet de connaître la vitesse de l'écoulement dans le jet. La loi de dépendance entre la tension au pont de Weastone et la vitesse de l'écoulement est mesurée puis approximée par une loi polynomiale de degré 5. Le fil est calibré jusqu'à 200 m/s.

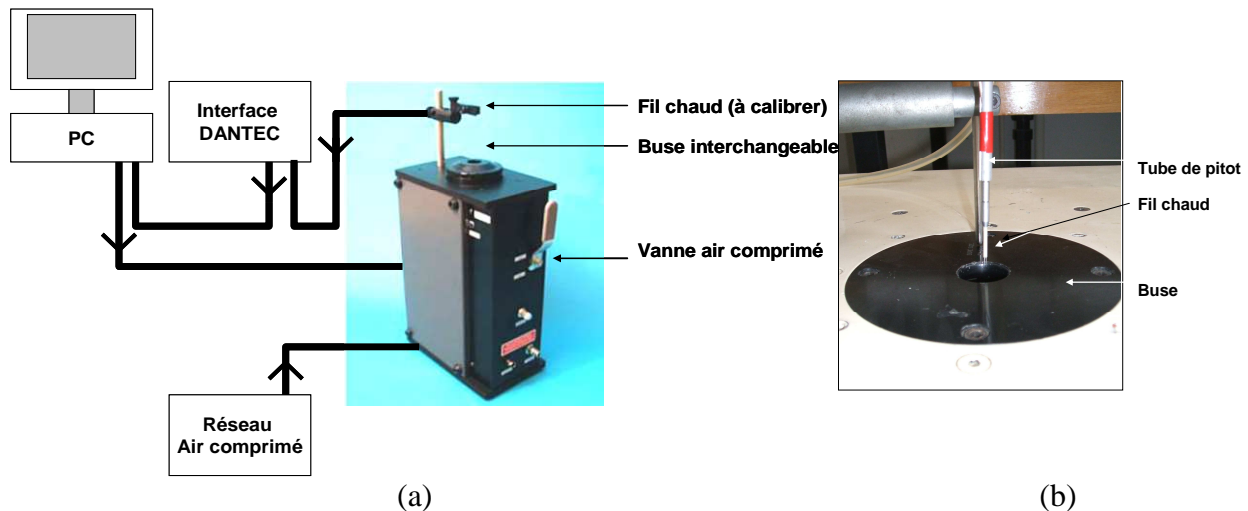


Fig. 2. 10. Calibrateur DANTEC utilisé à l'ONERA Lille.

Interaction du jet avec le fil chaud

La mesure du fil chaud consiste en fait en une intégration de l'ensemble des vitesses dV mesurées sur les portions de fil dl . La vitesse affichée est donc une moyenne spatiale des vitesses mesurées le long du fil. L'intégralité du fil chaud doit donc nécessairement être

contenue dans le jet, sinon la mesure constitue une sous-estimation de la vitesse réelle (Fig. 2.11).

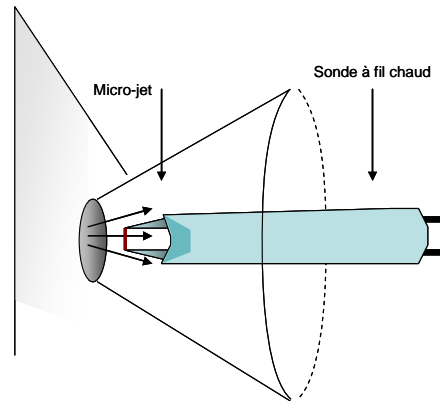


Fig. 2. 11. Positionnement du fil chaud dans le microjet.

De plus, de manière à garantir une faible erreur sur les mesures de vitesse, la position du fil chaud dans le microjet est identique à celle adoptée lors de l'étape de calibration, i.e. dans l'axe du micro-jet. En effet, une rotation de 45° du fil entraîne une erreur de 5% sur les mesures dans le cas d'un fil de 1mm de longueur (cf. **Erreur ! Source du renvoi introuvable.**). La vitesse mesurée est alors donnée par l'équation :

$$U^2 = U_x^2 + hU_y^2 + kU_z^2 \quad (2.2)$$

Les facteurs k et h sont obtenus par calibration directionnelle.

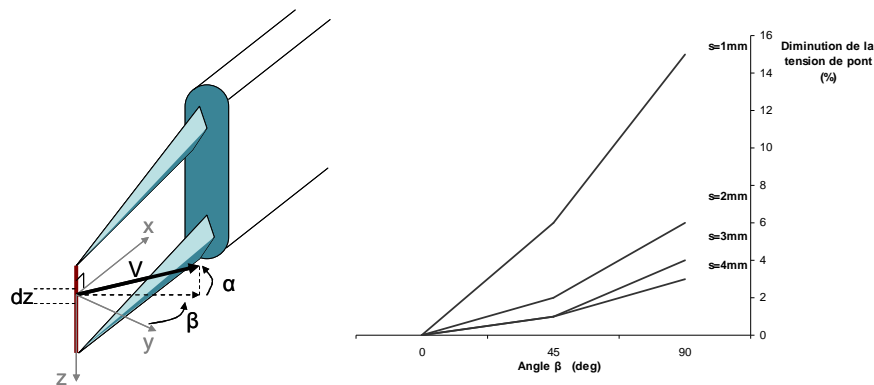


Fig. 2. 12. Estimation de l'erreur de mesure due à l'orientation de la vitesse mesurée par rapport au fil chaud.

Positionnement

La taille submillimétrique des microjets impose un système de positionnement du fil très précis sur trois dimensions. Une table XYZ munie de vis à déplacement micrométrique (précision du positionnement : 10 μm en X et Y, 100 μm en Z) permet le déplacement du jet. Le fil n'est pas déplacé de manière à garantir une grande stabilité des mesures (cf. Fig. 2. 13). Pour éviter les problèmes d'erreur directionnelle, une rotation du jet autour de l'axe Y est donc prévue.

Une automatisation du déplacement de la microvalve est actuellement en cours, permettant l'obtention aisée de cartographies de microjet. Un contrôle précis de la position de la microvalve est obtenu en couplant une paire de moteurs pas à pas au système micrométrique existant. Les systèmes de mesure et de positionnement sont interfacés via LABVIEW.

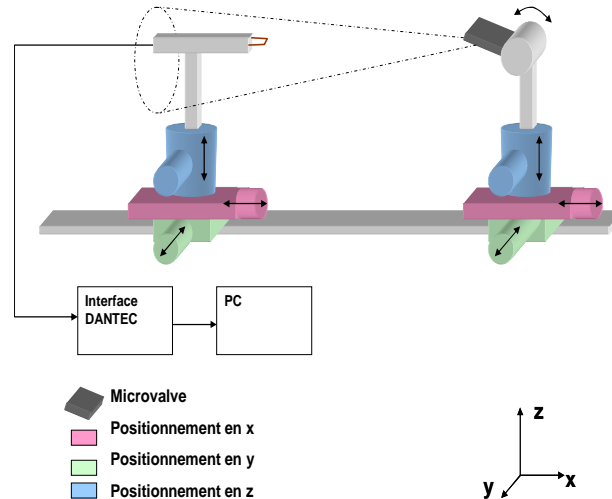


Fig. 2. 13. Système de positionnement du fil chaud.

4.2. Ombroscopie

Un montage permettant une visualisation de micro-jets a été mis en place dans le cadre de la plate-forme de métrologie optique de Lille (Méol). Ce système a été conçu et réalisé de manière à permettre une étude fine du développement des microjets dans l'espace et dans le temps :

- Les temps d'exposition très courts (100ns), permettent une étude fine de la dynamique des micro-jets (5 ms pour un actionnement à 2 kHz). Le fonctionnement, fondé sur un principe breveté [6], permet la prise ultra-rapide d'images (quatre images espacées de 100 ns).
- La définition importante du capteur CCD et le contrôle du grandissement permettent l'analyse fine de la géométrie des microjets.

Le principe de fonctionnement consiste à imager successivement quatre parties distinctes du récepteur CCD grâce à une matrice de quatre sources ponctuelles déclenchées successivement, dans un laps de temps inférieur à la période de rafraîchissement du capteur (100 ms) (cf. Fig. 2. 14.).

Les sources de lumière utilisées sont des DEL de type Golden Dragon (20 lumens sur un cône d'ouverture 60°). Une matrice de lentilles (L_s) de petite taille permet de refocaliser l'énergie

lumineuse émise, puis une lentille (L_1) convergente focalise la lumière émise au point S_2 , point focal de la lentille (L_2). Les lentilles (L_3) et (L_4) permettent la création d'une image sur le capteur CCD.

Une électronique de commande des sources lumineuses permet :

- La synchronisation sur un signal externe (stroboscopie possible)
- Le réglage du décalage temporel entre deux expositions
- Le réglage de l'intensité lumineuse émise

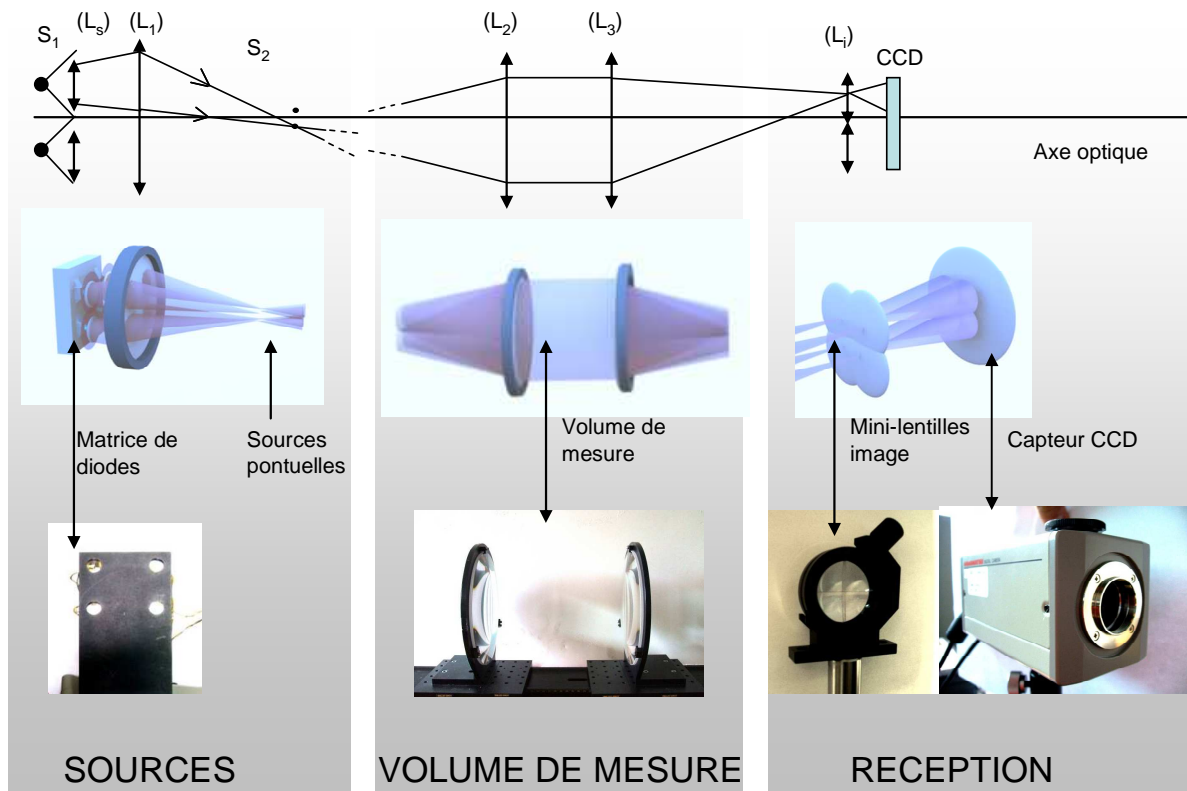


Fig. 2. 14. Principe de fonctionnement du montage d'ombroscopie à quatre sources.

Les lentilles (L_i) permettent une adaptation du volume de mesure par grossissement optique. Il est ainsi possible de visualiser les détails structurels des microjets comme l'interaction à plus grande échelle de ces derniers avec l'environnement fluide.

La réception est réalisée par un capteur CCD ultra-sensible (Caméra HAMAMASU). La sensibilité très grande du capteur permet l'utilisation de sources de lumière de type DEL au lieu de diodes LASER (intensité lumineuse importante, mais beaucoup plus coûteuses). Enfin, le temps important de rafraîchissement (100 ms) est compensé par sa définition importante, permettant la création de quatre images sur un seul CCD.

4.3. Conclusion

Pour la caractérisation de microjets, deux systèmes de mesure complémentaires ont été conçus et mis en place :

- Un capteur de vitesse relativement local, adapté à la mesure de grande vitesse modulée à une fréquence importante, couplé à un système de déplacement précis permettant la réalisation de cartographies.
- Un système de visualisation non intrusif permettant une analyse fine du développement des microjets dans le temps et dans l'espace.

Les deux principes d'étude utilisés ne nécessitent pas d'ensemencement, garantissant une compatibilité avec les technologies MEMS.

Enfin, la fréquence d'acquisition élevée des systèmes de caractérisation permet une analyse fine des phénomènes dynamiques mis en jeu (400 KHz pour le fil chaud, 1 MHz pour l'ombroscopie).

5. Ecoulements aériens dans les micro-canaux

Si le monde de la recherche se tourne de plus en plus vers la microfluidique (étude des écoulements des fluides aux petites échelles), une très grande partie des travaux réalisés concerne l'étude des liquides. Les applications sont multiples, et touchent des domaines tels que la biologie (puces à ADN), la chimie (micro mélangeurs), etc ... [7] L'attention portée aux micro-écoulements aériens est quant à elle peu développée dans la bibliographie. Cependant, la conception d'un prototype de micro-actionneur permettant la fabrication de jets pulsés de taille sub-millimétrique nécessite un minimum de connaissances quant au comportement du fluide dans l'actionneur. Sur la base des méthodes de caractérisation développées précédemment, nous tenterons de poser un modèle décrivant le comportement de l'air dans les canaux de taille micrométrique.

5.1. Nombre de Reynolds

Considérons les valeurs données par le cahier des charges type de l'actionneur, fixé en première partie de la présente thèse, le calcul du nombre de Reynolds correspondant donne :

Tableau 2. 2 Calcul du nombre de Reynolds pour les microjets à produire

Vitesse	Section de jet	Diamètre hydraulique	Re	Type d'écoulement
100 m/s <V< 200 m/s	1 mm ²	1 mm	6 666<Re<13 333	Turbulent
100 m/s <V< 200 m/s	500 μm ²	500 μm	3 333<Re<6 666	Transitionnel
100 m/s <V< 200 m/s	250 μm ²	250 μm	1666<Re<3 333	Laminaire

On constate que dans le cas de microjets pulsés pour le contrôle actif de décollement, il s'agira d'écoulements laminaires ou turbulents suivant les caractéristiques géométriques et les vitesses de sortie. Des phénomènes de raréfaction interviennent pour des canaux dont la dimension est inférieure au libre parcours moyen des molécules, changeant complètement les propriétés du fluide.

5.2. Notion de charge et de perte de charge

Considérons un fluide parfait en écoulement permanent. Lorsque l'on suit une particule sur sa trajectoire, la conservation de l'énergie mécanique permet d'écrire le théorème de Bernoulli :

$$P_1 + \rho g h_1 + \frac{\rho V_1^2}{2} = P_2 + \rho g h_2 + \frac{\rho V_2^2}{2} \quad (2.3)$$

Avec respectivement P_1 , P_2 la pression, h_1 , h_2 la hauteur et V_1 , V_2 la vitesse aux points 1 et 2.

La somme $\frac{P}{\rho g} + h + \frac{V^2}{2g}$ est la « charge » de la particule fluide considérée. Elle représente, en

hauteur de fluide, l'énergie mécanique de l'unité de poids du fluide. Dans le cas d'un fluide visqueux, on écrit alors :

$$P_1 + \rho g h_1 + \frac{\rho V_1^2}{2} = P_2 + \rho g h_2 + \frac{\rho V_2^2}{2} + \Delta P \quad (2.4)$$

Le terme ΔP représente la perte de charge du fluide, correspondant à la perte d'énergie mécanique perdue dans le fluide par frottement visqueux lors de son écoulement entre les points 1 et 2. La notion de perte de charge, très utile pour le dimensionnement de conduites, permet d'optimiser l'écoulement des fluides afin de minimiser l'énergie perdue par ces derniers. Le but de cette étude préliminaire est de construire un modèle permettant de limiter la perte de charge dans les micro-conduites, afin de maximiser la vitesse du jet en sortie d'actionneur.

Les paramètres critiques sont les suivants :

- La vitesse de l'écoulement.

- La viscosité du fluide.
- La géométrie de la canalisation (rétrécissement, élargissement, diamètre hydraulique).
- L'état de surface de la paroi (rugosité, définie par la hauteur moyenne k des aspérités et leur espacement e).

Une analyse dimensionnelle de ΔP permet d'établir la relation :

$$\Delta P = \Lambda \frac{L}{D} \rho \frac{U^2}{2} \text{ avec } \Lambda = \phi(\text{Re}, \frac{k}{D}, \frac{e}{D}) \quad (2.5)$$

Λ est appelé *coefficient de perte de charge*. Le calcul de ce coefficient permet de connaître la perte d'énergie liée à l'écoulement d'un fluide dans une conduite.

Les expériences de Nikuradse, réalisées en 1932, ont pour principe l'étude des variations de Λ en fonction du nombre de Reynolds et de la rugosité de paroi. Les résultats de ces études sont présentés en Fig. 2. 15.

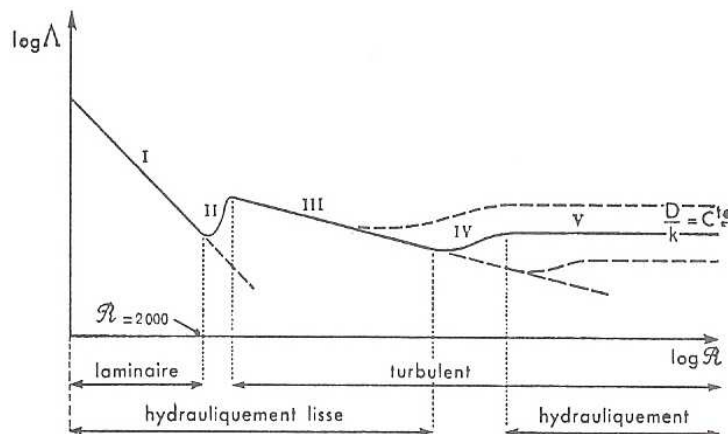


Fig. 2. 15. Influence du nombre de Reynolds sur la valeur de Λ . Pour $\text{Re} < 10\,000$, l'effet de la rugosité est négligeable sur l'écoulement.

Les résultats issus de cette étude mettent en avant trois domaines :

- Pour $\text{Re} < 2000$ (région I), le régime est laminaire, et le coefficient de perte de charge est donné par l'équation :

$$\Lambda = \frac{64}{\text{Re}} \quad (2.6)$$

- La région II est caractérisée par l'apparition du régime turbulent
- Dans la région III ($\text{Re} < 10^5$, régime turbulent), le coefficient Λ est donné par l'équation :

$$\Lambda = \frac{0.316}{\text{Re}^{\frac{1}{4}}} \quad (2.7)$$

- Les régions IV et V sont caractérisées par une faible dépendance de Λ suivant le nombre de Reynolds et une influence importante de la rugosité de surface.

De manière à vérifier ces résultats, une étude expérimentale a été menée sur des micro-canaux débouchants de section droite de manière à sélectionner un des nombreux modèles disponibles pour dimensionner la perte de charge dans ces structures.

5.3. Réalisation de micro-canaux

Des microcanaux de hauteur et longueur variables ont été usinés dans des plaquettes de Plexiglass par micro forage. Une couche de résine photosensible de type SU-8, d'épaisseur $2\ \mu\text{m}$ est ensuite déposée sur un couvercle. L'assemblage est réalisé par thermo compression et recuit à la température de $80\ ^\circ\text{C}$. Des tubes de connectique en silicone, dont la perte de charge est connue, sont ensuite assemblés hermétiquement par collage adhésif (Araldite).

De manière à produire un microjet contenant entièrement le fil chaud, la forme adoptée pour les canaux est rectangulaire, de profondeur $e > 5\ \mu\text{m}$ et de largeur $w > 1.25\ \text{mm}$. On note L la longueur du canal.

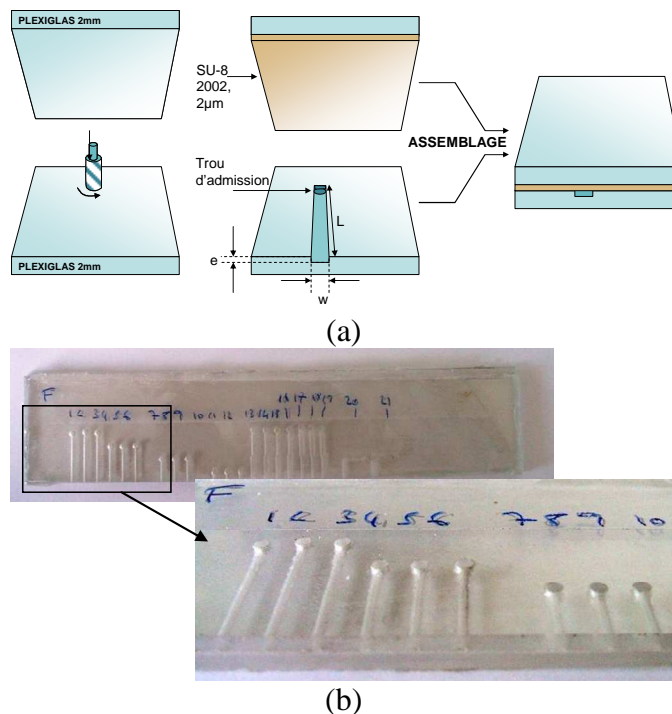


Fig. 2. 16. Procédé de fabrication des micro-canaux (a) et réalisations (b)

Cette première étude microfluidique sur les microjets produits par les micro-canaux ainsi fabriqués permet de construire un modèle de perte de charge des écoulements aériens dans des

conduites de taille submillimétrique. Après un exposé des méthodes de mesure adoptées, on développera le modèle adopté pour la prévision de la microvalve à venir.

5.4. Principe de la mesure

Les micro-canaux sont alimentés par une source d'air comprimé régulée en pression grâce à un détendeur. Un manomètre contrôle la pression d'entrée en amont des systèmes à tester. Le fil chaud est positionné avec précision dans l'axe du trou de sortie, à une distance d'environ 500 μm.

Les canaux sont ensuite pressurisés, puis le fil chaud est positionné avec précision par rapport au trou de sortie grâce au réglage fin permis par les vis de micro positionnement. Le fil chaud est positionné correctement quand la vitesse mesurée atteint un maximum.

La perte de charge due à la connectique fluide est mesurée au préalable, puis retranchée à la perte de charge totale mesurée avec les micro-canaux. La perte de charge dans les canaux est donnée par l'équation :

$$P_{in} + 0 = P_{atm} + \frac{1}{2} \rho V^2 + \Delta P_{connecteur} + \Delta P_{canal} \tag{2.8}$$

$$\text{Soit : } \Delta P_{canal} = (P_{in} - P_{atm}) - \frac{1}{2} \rho V^2 - \Delta P_{connecteur}$$

5.5. Anémométrie – Résultats

Les résultats de mesure, comparés aux valeurs prévues par les modèles laminaire et turbulent sont exposés Fig. 2. 17.

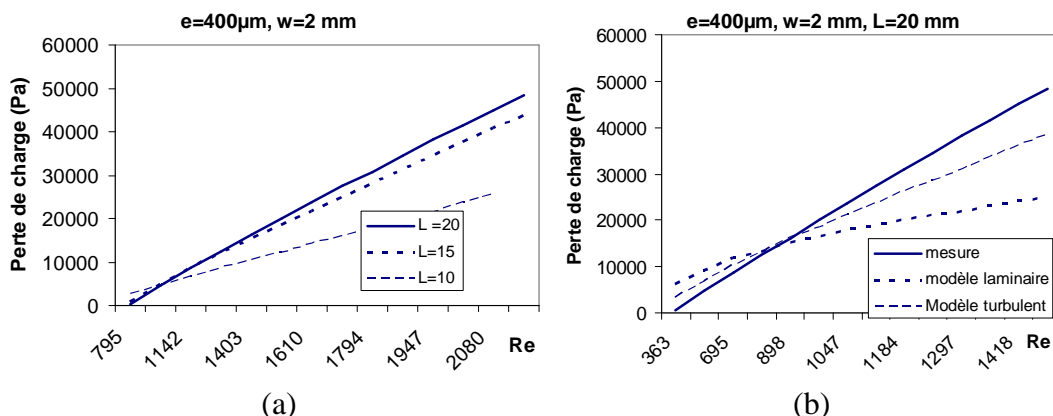


Fig. 2. 17 Mesure de la perte de charge dans des microcanaux. Effet de la longueur de canal (a) et comparaison avec le modèle théorique (b).

On constate que la valeur de la perte de charge mesurée est supérieure à celle prévue par les modèles théoriques laminaire et turbulent. Cette différence est due à la présence d'une perte

de charge parasite, résultat de l'orientation du jet à 45° lors de son entrée dans le microcanal. Un choix de modèle théorique est donc difficile, même si a priori on penche plutôt pour un modèle laminaire à basse vitesse, et turbulent à haute vitesse. Une étude à l'ombroscopie va permettre de départager les deux solutions.

5.6. Visualisation des microjets par ombroscopie

En plus de fournir des informations intéressantes sur la géométrie des microjets, l'ombroscopie permet de visualiser les tourbillons apparaissant dans un jet turbulent. La visualisation du jet lors de sa sortie permet donc de savoir dans quel mode de fonctionnement (laminaire ou turbulent) on se situe cf. Fig. 2. 18.

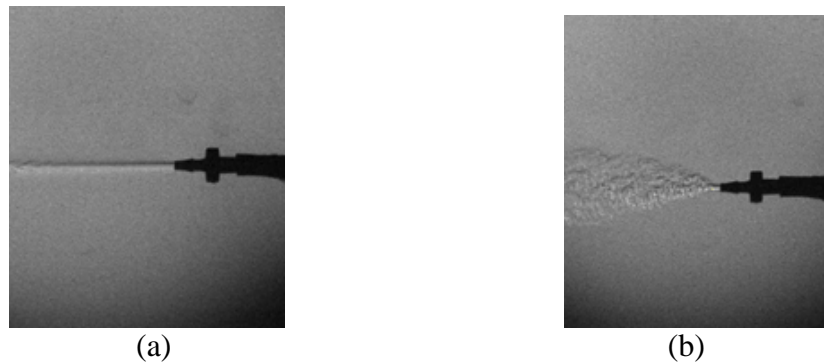


Fig. 2. 18. Visualisation d'un micro-jet d'hélium par ombroscopie classique (a) et par strioscopie (b).

Il est difficile de prévoir avec précision les conditions déclenchant la transition du mode laminaire à turbulent, puisqu'elle dépend de

- La rugosité de surface des canaux.
- La présence d'obstacles et de re-circulations dans les canaux.
- La géométrie du trou d'éjection.

Néanmoins, l'analyse du jet en sortie de valve permet de sélectionner un modèle pour la prévision des pertes de charge dans le micro-canaux.

6. Conclusion

Dans cette deuxième partie, après avoir passé en revue les moyens de caractérisation disponibles pour les micro-écoulements, nous avons réalisé une étude comparative de ces moyens en regard du cahier des charges type fixé dans la première partie. Cette étude a fait ressortir une méthode d'anémométrie relativement locale, mais suffisamment précise à haute fréquence : l'anémométrie par fil chaud. De manière à compléter la caractérisation des microjets, une méthode de visualisation de l'écoulement en sortie de microvalve par ombroscopie a aussi été sélectionnée et adaptée à la visualisation instantanée des microjets pulsés à haute fréquence (temps d'exposition de 100 ns). Enfin, des tests préliminaires ont été conduits de manière à alimenter les connaissances sur les écoulements aériens à haute vitesse dans les micro-conduites. Deux modèles de perte de charge ont ainsi été validés et les conditions d'application de ces modèles ont été définies.

Références bibliographiques

- [1] Site Internet du constructeur DANTEC Dynamics : www.dantecdynamics.com.
- [2] J R Frutos, D Vernier, F Bastien, M De Labachellerie, “An electrostatically actuated valve for turbulent boundary layer control”, *IEEE Sensors* 7 (2005) pp. 82-88.
- [3] H Bruun, “Hot wire Anemometry, Principles and signal analysis”, Editions OXFORD.
- [4] J Chen, C Liu, “Development and characterization of surface micromachined, out-of-plane hot-wire anemometer”, *Journal of MicroElectroMechanical Systems* 12-6 (2003), pp. 979 – 988.
- [5] W Merzkirch, “Flow visualization”, Second Edition, Academic Press, 1987.
- [6] P Pernod, A Merlen, Ahyi, C Bègue, « Procédé d’acquisition d’images ultra-rapide à base d’un capteur matriciel à semi-conducteurs, type CCD, et dispositif pour la mise en œuvre de ce procédé », Brevet, (1998).
- [7] P Tabeling, « Introduction à la microfluidique », Editions Belin, (2003).

Partie 3

Microvalve à membrane souple pour le contrôle actif de décollement

Introduction

Dans cette troisième partie, nous couvrirons dans un premier temps le principe de fonctionnement de la microvalve à membrane souple. Nous développerons ensuite les étapes de dimensionnement et de choix des matériaux réalisés à partir des valeurs définies par le cahier des charges type fixé en partie 1. Enfin, nous nous attacherons à réaliser une étude du fonctionnement de l'actionneur, autant en statique qu'en dynamique. Ceci permettra la prévision des performances de la microvalve, ainsi que le choix de la méthode d'actionnement en fonction des caractéristiques recherchées de microjet. La partie 4 développera quant à elle les résultats de caractérisation obtenus après fabrication.

1. Microvalve à membrane souple

Le design de microvalve présenté dans cette première partie se veut radicalement différent des actionneurs proposés précédemment. En effet, une grande partie des systèmes de fabrication de microjets fonctionnent sur le principe d'une soupape active ouvrant ou fermant une cavité de volume important, fortement pressurisé. Les efforts et les déplacements induits sur cette dernière sont donc très importants. L'originalité de l'actionneur présenté ci-dessous réside dans l'utilisation de polymères hautement déformables ($\frac{\Delta L}{L} > 50\%$) permettant la modulation

d'un écoulement par déformation de la paroi de la conduite. Les avantages sont les suivants :

- Réduction des efforts surfaciques à fournir par élargissement de la section fluide.
- Maîtrise de la perte de charge en mode ouvert.

1.1. Architecture globale de la microvalve

La microvalve à membrane souple est constituée d'un microcanal, dont le couvercle est constitué d'une membrane déformable (cf. **Fig. 3. 1**). Une série d'obstacles situés sous la membrane, les « murs » permettent de garantir une étanchéité acceptable en mode fermé. Enfin, situé au dessus des murs et sur la membrane souple, un îlot rigide permet l'application d'efforts ponctuels. L'actionneur comporte un trou d'entrée, auquel est rapporté une connectique pour l'admission de fluide (tube en silicone) et un trou de sortie permettant l'éjection des microjets, situé sur la face opposée. Une telle distribution des trous d'éjection permet de placer la microvalve directement à fleur de la surface de l'aile, l'actionnement et la connectique étant rapportés vers l'intérieur.

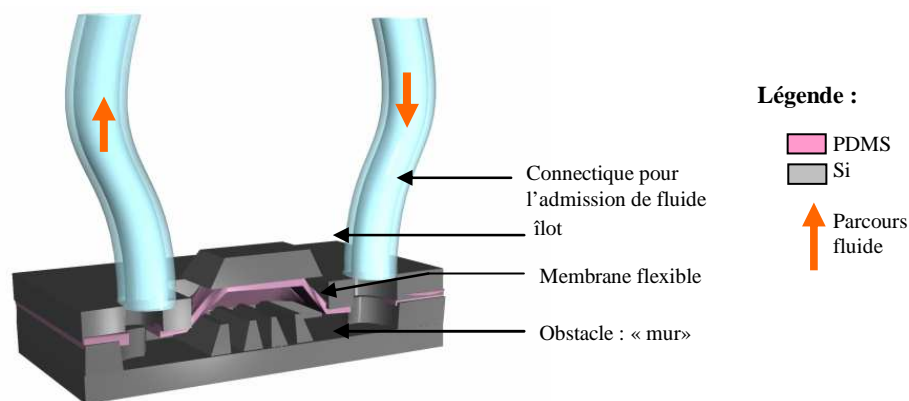


Fig. 3. 1. Architecture générale de la microvalve à membrane souple.

Le prototype proposé fonctionne sur le principe de la déflexion de membrane : la membrane flexible se gonfle sous l'effet de la surpression exercée par le fluide à l'intérieur d'un canal, permettant le passage du fluide (Cf. **Fig. 3. 1**). La modulation du jet de sortie est réalisée par le pincement de manière intermittente du canal au niveau de la membrane flexible, en appliquant alternativement une pression sur l'îlot en silicium fabriqué sur cette dernière

Une amélioration du système consiste à dissocier l'admission et la sortie de la valve en rassemblant sur la même face l'admission et l'actionnement. La sortie du système se trouve alors sur une face nue, plus facile à intégrer sur une surface active. Le système en fonctionnement peut alors être dispensé de tuyaux d'acheminement vers les trous d'éjection (problèmes acoustiques pour le transport de jets pulsés [1] à haute fréquence), (Cf. **Fig. 3. 2**).

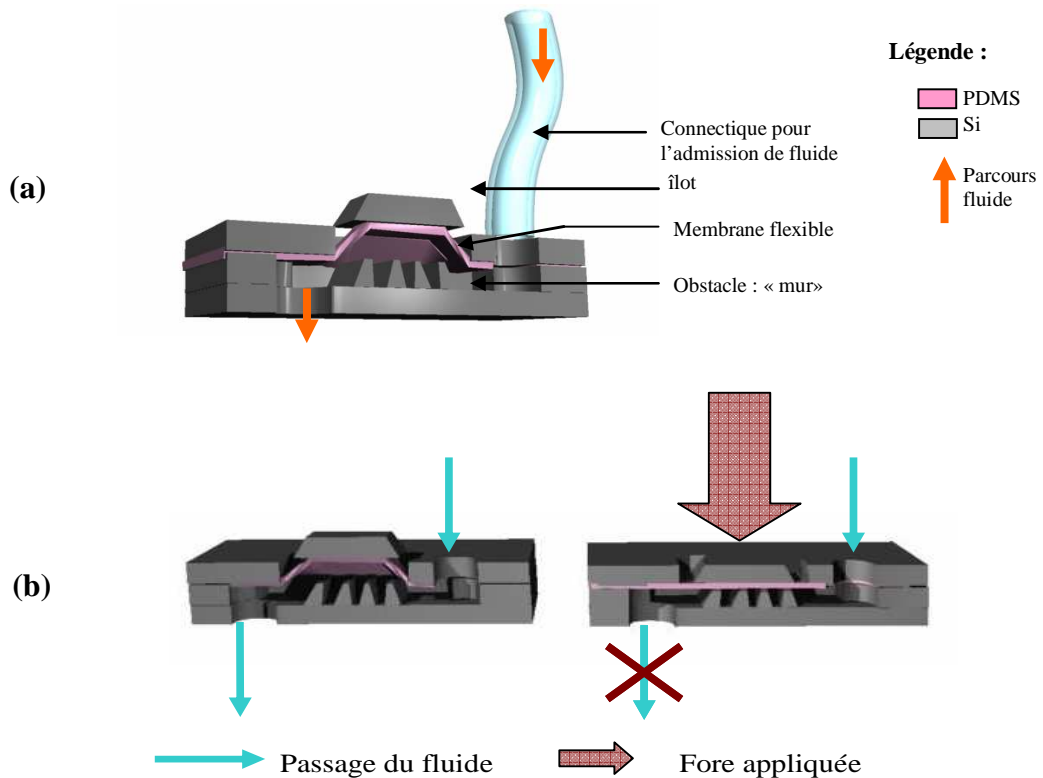


Fig. 3. 2. Amélioration de l'architecture de la microvalve (a), et principe de fonctionnement (b) ;

1.2. Choix des matériaux

Le choix des matériaux est une étape cruciale pour la construction d'un système mécanique car c'est de cette étape que vont découler les performances mécaniques d'une part, et les problèmes de rupture d'autre part (fiabilité). C'est donc par l'analyse des performances

demandées par le cahier des charges type et de l'environnement de travail que nous commencerons ce chapitre, pour déboucher sur le choix du matériau rigide utilisé pour la fabrication du microcanal et du matériau souple utilisé pour la fabrication de la membrane.

Matériaux, performances et fiabilité

La communauté scientifique a longtemps considéré les microsystèmes comme des objets de laboratoire, s'appuyant à prouver la faisabilité de telles technologies dans divers domaines (traitement du signal, microfluidique, etc ..). Ainsi, ce sont souvent les caractéristiques d'une seule structure isolée (sur plusieurs centaines fabriquées par substrat) qui permettent la publication de résultats dans les journaux de la communauté scientifique. L'implication progressive des industriels dans le monde des microsystèmes a fait apparaître de nouvelles problématiques telles que la fiabilité et la reproductibilité des performances des microsystèmes. Ces deux nouvelles thématiques motivent une grande partie des recherches récentes sur les MEMS à l'échelle internationale.

- Pour la fiabilité : Les enjeux consistent à identifier les mécanismes de fatigue intervenant à très petite échelle dans des matériaux phares (silicium et son oxyde natif, etc...) (déplacement des dislocations dans le matériau sous contrainte, création d'amorces de rupture [2]-[3], effet des contraintes [4] et de l'environnement [5]...) d'une part, et à développer les techniques de packaging permettant le bon fonctionnement des micro mécanismes dans des environnements extérieurs (température, pression, vibration, etc..) très différents des conditions de laboratoire, d'autre part.
- Pour la reproductibilité : Les enjeux consistent à optimiser les procédés de fabrication de manière à permettre la fabrication de systèmes identiques à grande échelle d'une part, et l'élimination des défauts intrinsèques aux matériaux (sources de rupture) d'autre part.

La résolution des problèmes de fiabilité et de reproductibilité peut donner au domaine des microsystèmes la maturité nécessaire à un développement industriel massif (qui pour le moment ne concerne que des micro niches dans le cas des micro-actionneurs).

Dans le cadre de cette thèse, le travail a d'abord consisté à prouver la faisabilité de l'actionnement dans le contexte du cahier des charges type fixé dans la partie 1 en

environnement « facile » de laboratoire. Cependant, une attention particulière a été portée dès le début sur le choix des matériaux utilisés, qui doivent :

- Permettre les performances instantanées (Vitesse de jet, fréquence de pulsation).
- Sur un temps de vie compatible avec les durées d'utilisation programmées pour les essais (grand nombre de cycles avant rupture).
- Pour toutes les valves fabriquées (reproductibilité de fabrication).
- Dans un environnement « difficile » (décrit dans le Tableau 3. 1).

Définition de l'environnement extérieur : Conditions de vol

Les matériaux choisis pour la fabrication de la valve doivent permettre de garantir un fonctionnement « correct » du système microvalve dans les conditions de vol réel d'un avion.

Ces spécifications environnementales sont détaillées dans le Tableau 3. 1.

Tableau 3. 1 Caractéristiques environnementales

Altitude h	0 <h< 9 000 m (croisière)
Température atmosphérique T _a	-40°C <T _a < 40°C
Pression atmosphérique P _a	330 hPa <P _a <1 030 hBar
Vibrations	Non connu

Canal

Pour des raisons de compatibilité technologique avec les moyens et les méthodes de fabrication de la centrale de technologie de l'IEMN, le support, les parois et le couvercle du canal sont réalisés en silicium. Le silicium est néanmoins un matériau très intéressant du point de vue mécanique car il combine une rigidité importante (E=130 GPa), une température de fusion de l'ordre de 1600K, une conductivité thermique de 148 W/mK (intéressante pour le contrôle en température du microsystème) et une structure cristalline permettant la gravure chimique anisotrope, pour un prix très abordable.

Le silicium est disponible sous forme de plaquettes fines, (wafers, épaisseur typique de 380µm, diamètre 3 pouces), permettant le résinage.

Les caractéristiques typiques des wafers de silicium utilisés par la suite sont :

- Epaisseur 380 µ m +/- 25 µm, diamètre 3 pouces (7.5 cm).
- Poli double face.
- Cristallin, orientation <100>.
- Non dopé.

Membrane

Objet mécanique central de la valve, la membrane souple se doit de satisfaire les conditions suivantes :

- Grande déformabilité (module d'Young faible).
- Grand domaine élastique (grandes déformation sans rupture ni plasticité).
- Compatibilité avec les moyens de la centrale de micro-fabrication de l'IEMN.

Les matériaux candidats à de telles applications sont les résines de type époxy (SU-8), ou encore le polyimide mais elles ne permettent pas d'obtenir les déformations nécessaires, et restent trop peu élastiques (Cf. Tableau 3. 2).

Tableau 3. 2 Propriétés mécaniques des matériaux candidats à la membrane souple

Matériau	E (Module d'Young)	ν (Coefficient de Poisson)	Effort limite à la fracture
Polyimide	25 GPa	0.35	231 MPa
SU-8	4 GPa	0.22	34 MPa
PMDS	360-870 kPa	0.5	2.24 MPa

Le Polydiméthilsiloxane (PDMS) est un élastomère souple de type silicone, de plus en plus utilisé dans le domaine des applications MEMS pour sa biocompatibilité et ses propriétés mécaniques. Ses principaux avantages sont sa déformabilité ($E=360-870$ kPa, suivant dosage, Cf. Tableau 3. 2) et son grand domaine élastique (peu de déformation plastique avant la rupture). Il est aussi relativement simple à processor en salle blanche : il est possible de l'épandre sur wafer en utilisant les procédés technologiques initialement développés pour les résines photosensibles.

Le PDMS se présente sous la forme d'un monomère liquide à mélanger avec un durcisseur, lui aussi liquide, à raison de 1 pour 10 en masse. Le mélange produisant une quantité importante de bulles d'air, piégées dans le fluide relativement visqueux, une étape de dégazage est réalisée dans une enceinte sous vide (valeur ?). La résine est ensuite épandue sur le substrat, qui est lui-même mis en rotation à vitesse et accélération contrôlées, pendant un temps précis. Un contrôle de l'épaisseur déposée est alors possible.

Lois de déformation des élastomères

Lors de la polymérisation du matériau, les molécules de monomère s'assemblent pour former des macromolécules en forme de chaînes plus ou moins longues. Des nœuds de réticulation se forment aussi entre les chaînes, formant un réseau moléculaire (cf. Fig. Fig. 3. 3).

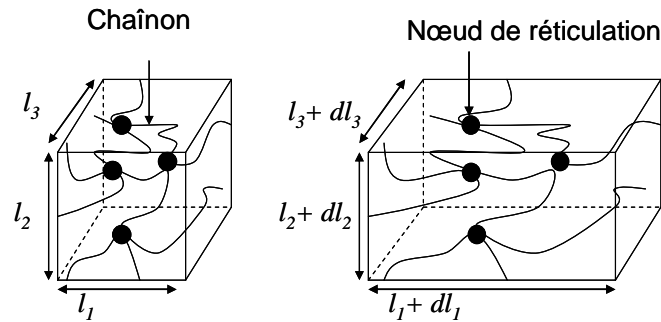


Fig. 3. 3. Réseau moléculaire dans l'état non déformé (a) et déformé (b).

Les caractéristiques mécaniques des polymères sont sensibles à la température ambiante. En effet, trois états sont généralement disponibles (Cf.Fig. 3. 4) :

- $T < T_g$ (température de transition vitreuse) : état vitreux, comportement analogue au solide, module d'Young E élevé, domaine élastique petit.
- $T_g < T < T_f$ (température de fusion) : état caoutchoutique, module d'Young E faible, domaine élastique grand.
- $T > T_f$: état fluide, le polymère liquide obéit à la loi de Newton.

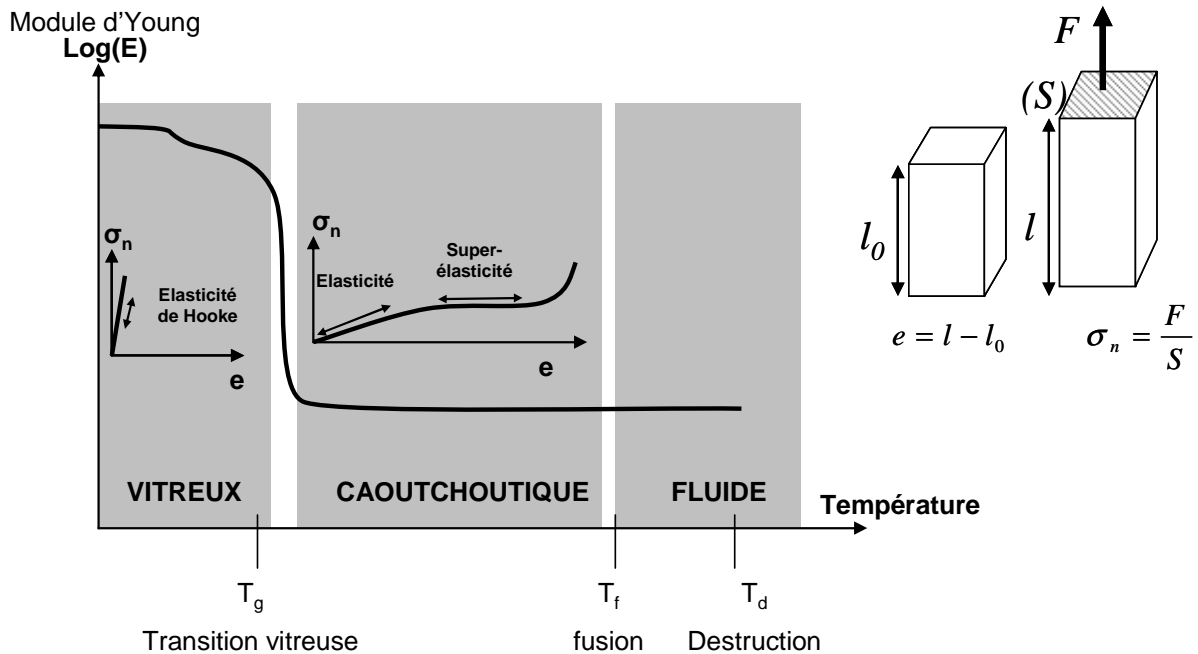


Fig. 3. 4. Etats des polymères et conséquences sur l'élasticité et lois associées dans le domaine élastique ($l - l_0 = e$ l'allongement et σ_n la contrainte normale associée dans le sens de la déformation).

A une température supérieure au seuil de transition vitreuse, les élastomères sont amorphes : les molécules sont peu réticulées entre elles, et sont capables de déplacements importants à l'échelle microscopique se traduisant par des déformations importantes à l'échelle macroscopique. La présence des nœuds de réticulation est importante car elle permet le retour

à la distribution spatiale initiale des macromolécules : les noeuds constituent la mémoire du matériau.

Etude expérimentale de l'élasticité du PDMS

La loi contrainte-déformation des élastomères dans le domaine caoutchoutique peut être déterminée théoriquement par l'approche thermodynamique dans le cas des petites déformations (cf. Annexe 1), donnant l'équation :

$$\begin{cases} \sigma_n = E \left(\lambda - \frac{1}{\lambda^2} \right) \\ E = NkT \end{cases} \quad (3.1)$$

Avec : E le module d'Young équivalent, $\lambda = \frac{l}{l_0} = \frac{l_0 + \Delta l}{l_0}$ le taux d'allongement, N, k et T respectivement le nombre de chaînons par unité de volume, la constante de Boltzmann, et la température (unité : Kelvin). On peut remarquer que la loi de déformation des élastomères aux petits déplacements n'est pas une loi d'Young. Cependant, on parlera de module d'Young équivalent par analogie avec les autres matériaux. Suivant le domaine de fonctionnement, les élastomères possèdent plusieurs modules d'Young équivalents, compris dans une fourchette de valeurs fournie par le fabricant du polymère.

De manière à valider les données expérimentales disponibles dans la bibliographie et pour comprendre les paramètres critiques régissant l'élasticité du polymère, une étude expérimentale a été menée sur des échantillons de PDMS. Testés sur une machine de traction (Cf. Fig. 3. 5), les échantillons de polymère (barreaux, 10mm x 10mm x 12cm) permettent la détermination du module d'Young et du domaine de fonctionnement élastique du matériau.

La mesure simultanée de la contrainte et de la déformation induite sur le matériau est obtenue dans le cas d'un allongement relatif faible.

On a alors :

$$\sigma_n = E \left(\lambda - \frac{1}{\lambda^2} \right) \approx 3E \frac{\Delta l}{l_0}, \text{ pour un allongement } \Delta l \ll l_0 \quad (3.2)$$

Avec $\lambda = \frac{l_0 + \Delta l}{l_0}$

Dans le cas des petites déformations, on obtient donc une variation linéaire de la contrainte surfacique induite avec l'allongement du matériau.

Un module d'Young équivalent $E = 690 \text{ kPa}$ a été mesuré, se situant dans la tranche 350-870 kPa fournie par le fabricant.

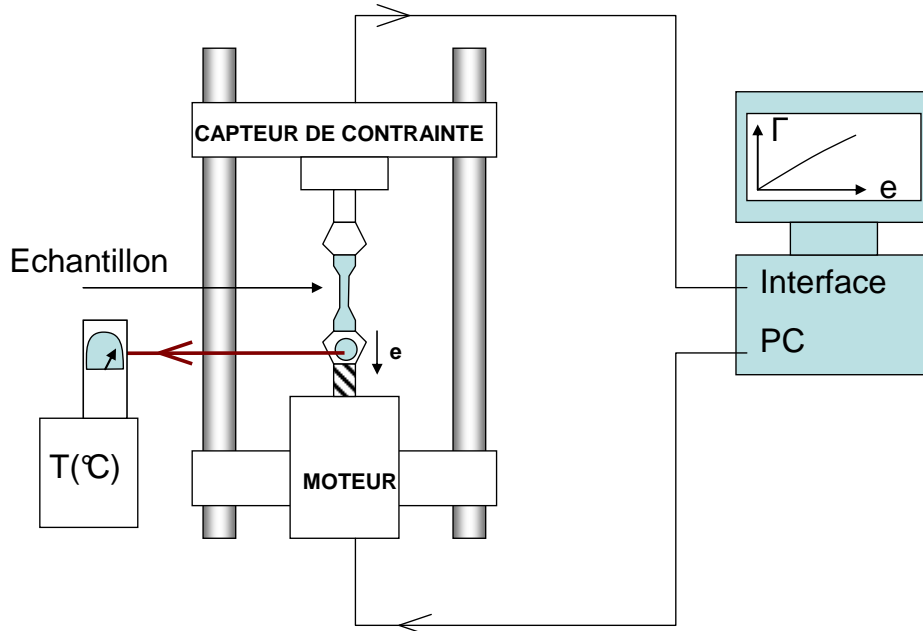


Fig. 3. 5. Mesure du module d'Young du PDMS réalisé pour la fabrication de la micromembrane, dispositif expérimental

Les résultats issus des mesures à 25 °C montrent une valeur du module de Young en accord avec les données issues de la bibliographie dans le domaine des petites déformations (cf. Fig. 3. 6).

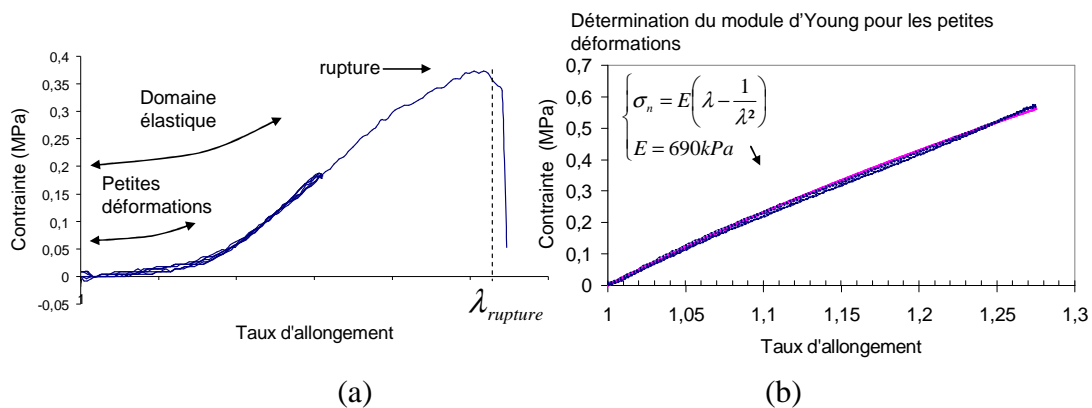


Fig. 3. 6. Résultats expérimentaux, détermination du domaine de déformation élastique (a) et détermination du module d'Young équivalent dans le domaine des petites déformations (b)

Conclusion

Un choix des matériaux prenant en compte les exigences en termes de performances et de fiabilité de la valve a été effectué. Parallèlement, une étude expérimentale de ces matériaux dans des conditions de température se rapprochant des conditions d'utilisation réelles a été

réalisé. Enfin, un modèle de prédiction de l'élasticité du PDMS dans le cas des petites déformations a été validé, permettant le dimensionnement de la valve (partie 1.3) et la prédiction de ses performances (partie 1.4).

1.3. Dimensionnement

Section fluide

Comme nous l'avons développé dans la partie 2, le fluide s'écoulant dans les canaux subit une perte d'énergie par frottement : la perte de charge. Se traduisant par une perte de pression locale, elle doit être compensée par une augmentation de la pression en entrée de valve. Cette augmentation de la pression en entrée pouvant poser des problèmes de rupture et de fuites, l'ensemble du dimensionnement des canaux est réalisé dans une volonté de minimisation de la perte de charge le long de l'écoulement. Les pertes de charge introduites le long de l'écoulement sont de deux types :

- Les pertes de charge régulières (frottement), fonction du nombre de Reynolds, du diamètre hydraulique et de la vitesse de l'écoulement :
$$\Delta P_f = \Phi(\text{Re}, Dh, U).$$
- Les pertes de charge singulières, liées aux changements ponctuels de géométrie (coude, rétrécissement, élargissement...).

Si les pertes de charge régulières sont difficilement réductibles, les canaux sont dimensionnés de manière à éviter les pertes de charges singulières, par deux biais principaux :

- Minimiser les changements de direction (absence de coudes).
- Minimiser les modifications de section fluide (diamètre hydraulique constant).

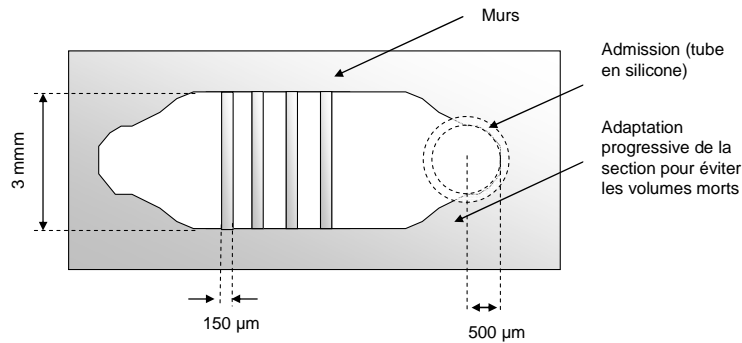
Conformément aux spécifications du cahier des charges type établi en partie 1, le trou de sortie de la valve sera de diamètre 1mm, d'où un diamètre hydraulique de cet ordre de grandeur pour les canaux. L'épaisseur maximale d'un substrat étant de 380 μm , on fixe la largeur des canaux à 3mm.

De plus, les valeurs de déflexion de la membrane obtenues au cours de tests préliminaires avoisinent 200 μm pour une pression en entrée de 1.5 bars. Les diamètres hydrauliques obtenus sont consignés dans le Tableau 3. 3.

Tableau 3. 3 Diamètres hydrauliques le long du microcanal.

Canal, sous la membrane	$D_h=0.18$ mm
Canal, couvercle silicium	$D_h=0.67$ mm
Trou de sortie	$D_h=1$ mm

La géométrie du canal est optimisée de manière à éviter la présence de volumes morts, sources de perte de charge, en particulier au niveau de l'admission et de la sortie du fluide (recirculations). Le silicium est donc usiné de manière à obtenir un profil type tuyère au niveau de ces points critiques (cf. Fig. 3. 7).

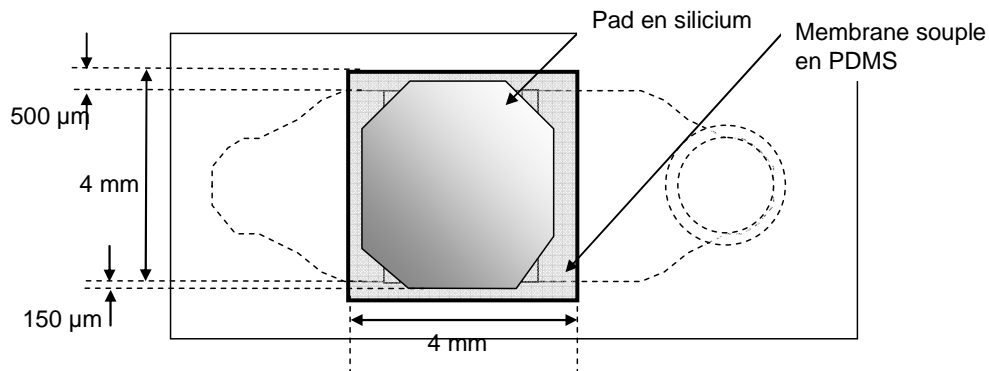
**Fig. 3. 7. Géométrie retenue pour le canal microfluidique.**

Membrane

La membrane doit recouvrir l'intégrité du canal, soit 3mm de largeur au moins, plus un dépassement pour permettre le gonflage du système. De même, l'îlot, partie en silicium placée sur la membrane pour permettre le plaquage de cette dernière sur le mur se doit aussi de recouvrir le canal entièrement, plus un dépassement latéral pour garantir l'étanchéité en mode « fermé » (cf. Fig. 3. 8).

On fixe la taille du dépassement à 500µm pour la membrane, et à 150µm pour le « pad ».

L'épaisseur de la membrane n'est pas fixée, elle est ajustée en fonction des performances des premiers prototypes (déflexion utile, tenue à haute pression).

**Fig. 3. 8. Géométrie et dimensions de la microvalve à membrane souple.**

Murs

Les murs en silicium constituent des contacts entre la membrane souple et le canal, de manière à garantir une bonne étanchéité en mode fermé. Cependant, chaque mur constituant une source de perte de charge singulière (rétrécissement brusque du diamètre hydraulique), ils sont la source de pertes importante d'énergie. Le dimensionnement des murs est difficile à prédire car la perte de charge apportée par ces derniers dépend du gonflement de la membrane, qui dépend de la pression d'entrée. La hauteur fixée est de 380 μm (épaisseur du canal) et la largeur 150 μm . De manière à étudier leur effet sur les performances de la microvalve en mode fermé et sur la perte de charge du fluide passant en mode ouvert, on fixera le nombre de murs à 2, 4 ou 6.

Connectique

Pour la connectique (pressurisation du canal), on choisit un tube de diamètre interne 1mm, externe 2mm, garanti résistant à 2 bars. Le collage et l'étanchéité sont assurés par un point de colle époxy (type Araldite) à l'entrée du canal.

Conclusion

Le dimensionnement de la microvalve à membrane souple, réalisé dans un esprit de minimisation de la perte de charge dans le microcanal, nécessite cependant une analyse du couplage fluide-structure (membrane souple)-(fluide circulant dans le microcanal) pour être finalisé. La connaissance du gonflement de la membrane en fonction de la pression d'entrée permettra alors la prévision de performances des microjets (vitesse de sortie, fréquence d'actionnement).

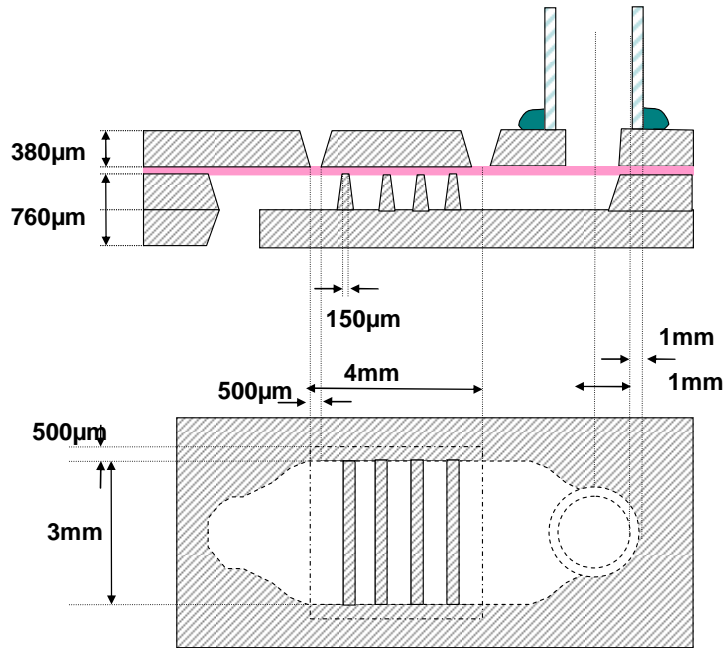


Fig. 3. 9. Géométrie et dimensions de la microvalve à membrane souple.

2. Etude analytique de l'actionneur- fonctionnement en statique

Avant d'étudier l'actionnement de la microvalve, une étude analytique du fonctionnement du système en mode ouvert est indispensable. Elle concerne l'étude de l'équilibre du système couplé fluide-structure.

2.1. Hypothèses et dénomination des variables caractéristiques

Cette étape concerne la mise en évidence des variables nécessaires à la mise en équation du problème couplé fluide-structure composé du fluide pressurisé s'écoulant dans le microcanal en mode ouvert et de l'ensemble membrane souple / îlot rigide permettant la fermeture de la microvalve. On verra distinctement le cas de la membrane puis celui du fluide :

- On supposera l'écoulement dans la valve comme un problème 2D dans le plan XZ (cf. Fig. 3. 10). La validation de cette hypothèse simplificatrice a été réalisée par simulation numérique.
- Du point de vue de l'îlot en silicium, le problème est 3D, la membrane exerce une traction sur les quatre côtés de l'îlot.

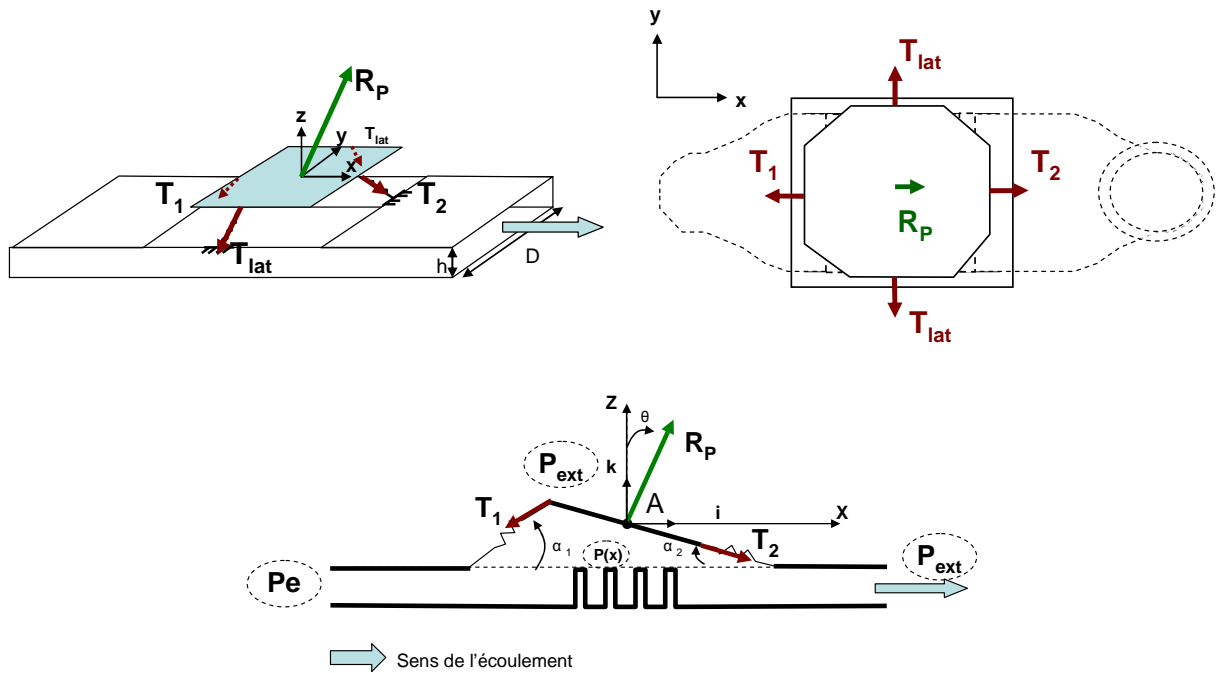


Fig. 3. 10. Variables permettant la mise en équation du système (Membrane-fluide).

Membrane et îlot

Compte tenu de la grande différence de rigidité des matériaux constituant le pad en silicium et la membrane en PDMS, on considérera le pad comme une pièce indéformable, et la membrane comme un ressort fournissant une force de rappel de direction identique et de sens opposé à l'élongation du polymère, de norme fournie par la loi contrainte-élongation au petites déformations du polymère (cf. paragraphe 1.2 du précédent chapitre).

Les variables décrivant le mouvement de la membrane sont :

- Le déplacement H en dehors du plan du point A .
- La rotation du pad en silicium autour de l'axe Oy .
- Les variables dimensionnelles du pad : longueur W , largeur D identique à celle du canal. On négligera le dépassement (cf. partie 1.3) de la membrane sur le canal.
- Les variables dimensionnelles et structurales décrivant la membrane : épaisseur e , module d'Young équivalent E .

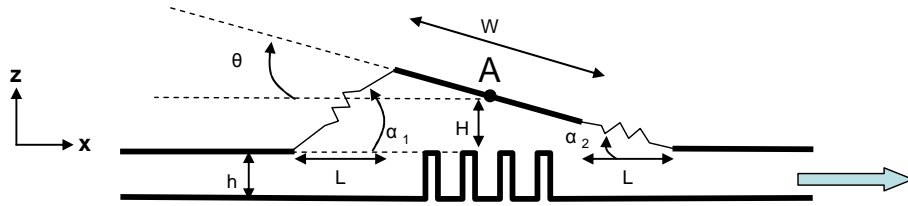


Fig. 3. 11 Variables permettant la mise en équation du système (Membrane-fluide).

Canal

Cette pièce, réalisée en silicium rigide, n'est pas considérée comme déformable ni mobile. Les variables utiles sont donc uniquement dimensionnelles (cf. Fig. 3. 9).

Fluide

Le fonctionnement visé étant haute vitesse, on considérera le fluide comme turbulent le long du canal microfluidique. On considérera que l'écoulement est entièrement 2D (hypothèse vérifiée par simulation numérique 3D), et que la vitesse moyenne du fluide est homogène sur une section de l'écoulement dans le plan (Oy,Oz). Enfin, on suppose que la vitesse moyenne U est dirigée suivant l'axe Ox et ne dépend que de x : $\vec{U} = U(x)\vec{i}$.

Le fluide est représenté par les variables suivantes :

- Les variables globales : Masse volumique ρ , viscosité μ .
- Les variables locales : Vitesse $U(x)$, Pression $P(x)$.

On pose enfin : P_{in} la pression imposée en entrée de valve, et P_{ext} la pression extérieure vue par la membrane et par le jet en sortie de valve.

2.2. Modèle de fonctionnement en statique

Nous réaliserons la modélisation de la microvalve en trois étapes successives : d'abord, on calculera le gonflement de la membrane souple sous l'effet d'une pression interne homogène P_{int} . On introduira ensuite la perte de charge linéique due à l'écoulement dans le canal, et on verra ses conséquences sur la déformée calculée. On introduira enfin les pertes de charge ponctuelles apportées par les murs, pour aboutir sur une discussion sur la validité du modèle développé.

Réalisons un bilan des forces exercées sur le pad en silicium (cf. Tableau 3. 4):

Tableau 3. 4. Bilan des efforts exercés sur le pad

Effort	Direction	Norme	Négligée ?
Résultante des forces de pression	Normale au plan du pad	$\vec{R}_p = \iint_{M \in \text{surface}} P(M) d\vec{S}\vec{n}$	Non $R_p \sim 0.4 \text{ N}$ pour $P_{in} = 0.5 \text{ Bars}$
Tension de la membrane	Dans le sens de l'allongement, Quatre composantes : T_1, T_2 et 2 T_{lat}	$T = A_0 \cdot E \cdot \left(\lambda - \frac{1}{\lambda^2} \right)$ avec A_0 la section de membrane déformée et λ la valeur du taux d'allongement.	Non $T \sim 0.2 \text{ N}$
Poids	Suivant \vec{g}	$\vec{F}_p = \rho_{Si} \cdot V_{pad} \cdot \vec{g}$	Oui, $F_p = 83 \cdot 10^{-6} \text{ N}$

Déformation de la membrane sous l'action d'une pression homogène

Considérons dans un premier temps que la pression $P(x)$ est homogène et égale à la valeur P_{in} . La direction de la force résultante R_p est donc dirigée suivant l'axe Oz. Le pad subit

alors une rotation nulle ($\theta = 0$). De plus, on peut alors écrire : $\alpha_1 = \alpha_2 = \arctan\left(\frac{H}{L}\right)$, et

$$T_1 = T_2.$$

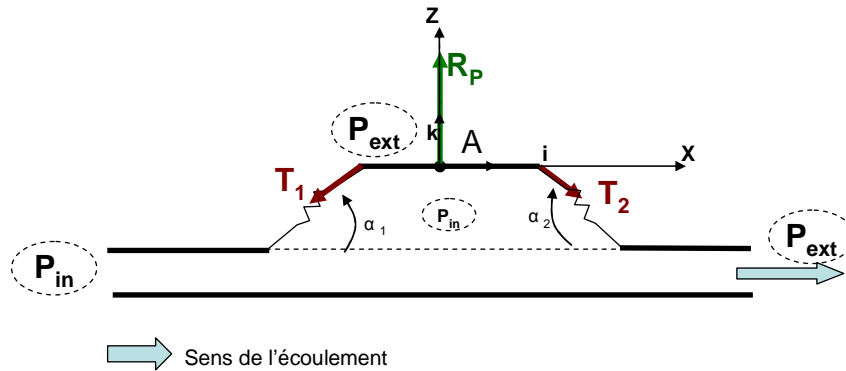


Fig. 3. 12. Description du problème du gonflement simple de membrane.

Le calcul des forces R_p et T donne alors :

$$\begin{cases} \vec{R}_p = D.W.(P_{in} - P_{ext})\vec{k} \\ T = D.e.E.\left(\lambda - \frac{1}{\lambda^2}\right) \end{cases} \quad (3.3)$$

Avec :

$$\lambda = \frac{l}{l_0} = \frac{\sqrt{H^2 + L^2}}{L} = \sqrt{\left(\frac{H}{L}\right)^2 + 1} \quad (3.4)$$

La projection du bilan des forces sur l'axe Oz donne, en prenant en compte les quatre tensions de membrane et la résultante des forces de pression :

$$0 = D.W.(P_{in} - P_{ext}) - 4D.e.E.\left(\lambda - \frac{1}{\lambda^2}\right).\sin(\alpha_2) \quad (3.5)$$

Soit : $\left(\lambda - \frac{1}{\lambda^2}\right).\sin(\alpha_2) = \frac{W}{2eE}(P_{in} - P_{ext}) = f(H)$

L'étude des zéros de la fonction $g(H, P_{in}) = f(H) - \frac{W}{2eE}(P_{in} - P_{ext})$ permet de trouver la valeur de la position d'équilibre H de la membrane en fonction de la valeur de P_{in} .

Les valeurs obtenues sont détaillées dans la Fig. 3. 13.

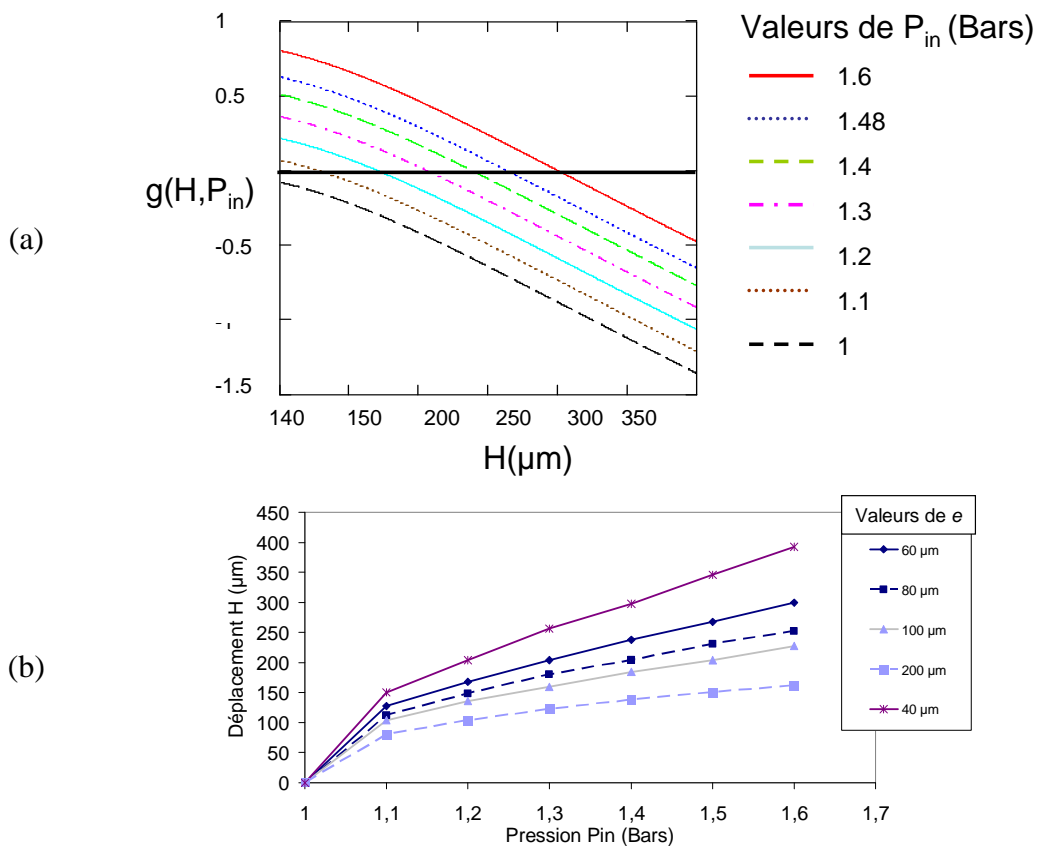


Fig. 3. 13. Déflexions simulées dans le cas de la membrane chargée par une pression homogène, en fonction de l'épaisseur de la membrane souple

On constate aisément que la valeur du gonflement de la membrane dépend fortement de l'épaisseur de la membrane souple. Ce paramètre constitue donc un facteur facilement contrôlable du débit en mode ouvert. De plus, les valeurs de déflexion calculées pour des

épaisseurs typiques de membrane de 40 μm permettent un passage du fluide sans réduction du diamètre hydraulique, donc sans perte de charge additionnelle, tout restant dans le domaine de faisabilité du point de vue de la microfabrication (cf. partie 4).

Effet de la perte de charge dans le canal

Considérons maintenant la perte de charge linéique introduite par frottement visqueux dans le fluide lorsqu'il s'écoule dans le micro-canal. La pression n'est plus homogène le long de ce dernier, et la membrane subit une déformation verticale H vers l'extérieur due à la surpression globale dans le canal, et un mouvement angulaire θ dû à l'inhomogénéité de pression sous la membrane.

On considérera dans cette partie le cas d'un canal ne comportant pas de murs. Les variables utilisées pour la description du problème sont détaillées dans la Fig. 3. 14.

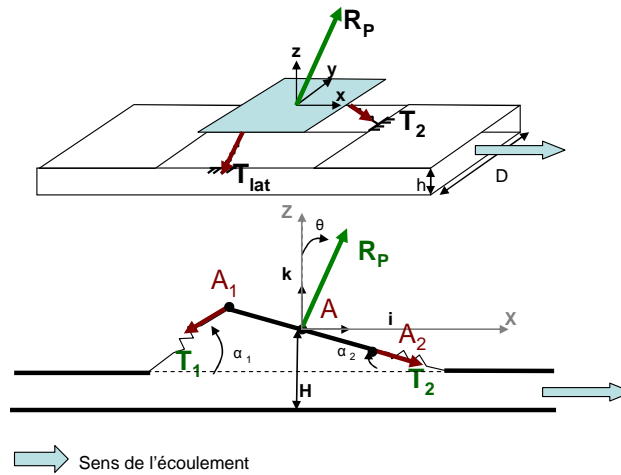


Fig. 3. 14. Variables utilisées pour la description du problème de la membrane souple avec prise en compte de la perte de charge.

Le calcul de la valeur de la hauteur totale de la canalisation $H_t(x)$ à l'abscisse x permet le calcul du diamètre hydraulique local $D_h(x)$ et du nombre de Reynolds local $Re(x)$:

$$H_t(x) = H - x \tan(\theta),$$

$$\text{soit } Dh(x) = \frac{4H_t(x).D}{2(H_t(x) + D)}, \quad (3.6)$$

$$\text{et } Re(x) = \frac{\rho_{air} D_h(x) U}{\mu}$$

Ayant choisi un modèle de type turbulent, la perte de charge sur la longueur L_m s'écrit alors (cf. Partie 2):

$$\Delta P(x) = \Lambda \frac{L_m}{D_h(x)} \rho_{air} \frac{U^2}{2} \text{ avec : } \Lambda = \frac{0.316}{\text{Re}(x)^{\frac{1}{4}}} \quad (3.7)$$

Sur une longueur dx , la perte de pression motrice s'exprime alors :

$$dP(x) = \Lambda \frac{dx}{D_h(x)} \rho_{air} \frac{U^2}{2} \text{ avec : } \Lambda = \frac{0.316}{\text{Re}(x)^{\frac{1}{4}}} \quad (3.8)$$

La distribution de pression sous la membrane, calculée sur la base de la déflexion calculée en partie précédente, est très faible et est montrée Fig. 3. 15 pour différentes valeurs de l'angle θ .

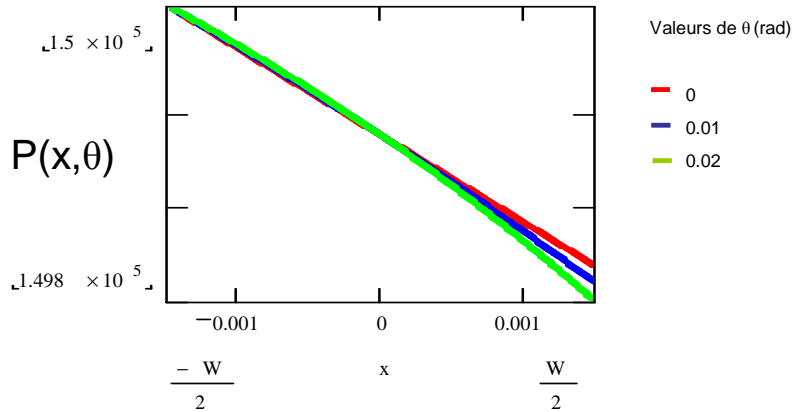


Fig. 3. 15. Distribution de la pression sous la membrane chargée par la pression interne au canal, prise en compte de la perte de charge par frottement visqueux ($P_{in} = 1.5$ Bars, $H = 262 \mu\text{m}$).

L'écriture du moment des efforts de pression \vec{M}_p sur le pad, égal au moment \vec{M}_t des efforts de tension T_1 et T_2 permet d'obtenir une première équation en H et en θ .

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{M}_p = \int_{M \in \text{pad}} \vec{AM} \wedge P(M) d\vec{l}_n \\ \vec{M}_t = \vec{T}_1 \wedge \vec{AA}_1 + \vec{T}_2 \wedge \vec{AA}_2 \end{array} \right. , \text{ soit } \left\{ \begin{array}{l} M_p = - \int_{-\frac{W}{2}}^{\frac{W}{2}} D.x.P(x).dx \\ M_t = \frac{W}{2} \cdot [T_1 \cos(\Pi - \theta - \alpha_1) - T_2 \cos(\Pi - \theta - \alpha_2)] \end{array} \right. \quad (3.9)$$

D'autre part, l'écriture de l'égalité des efforts exercés sur le pad (résultante R_n des efforts de pression d'une part, efforts de tension T_1, T_2 et T_{lat} d'autre part, cf. Fig. 3. 14), projetée sur l'axe Ay permet d'en obtenir une deuxième.

$$R_n \cdot \cos(\theta) = T_1 \sin(\alpha_1) + T_2 \sin(\alpha_2) + 2 \cdot T_{lat_n}$$

$$\text{Avec : } T_{lat_n} = \int_{-\frac{W}{2}}^{\frac{W}{2}} dT_{lat} \sin(\alpha_{lat}(x)) dx \quad (3.10)$$

Les résultats obtenus sont consignés dans la Fig. 3. 16.

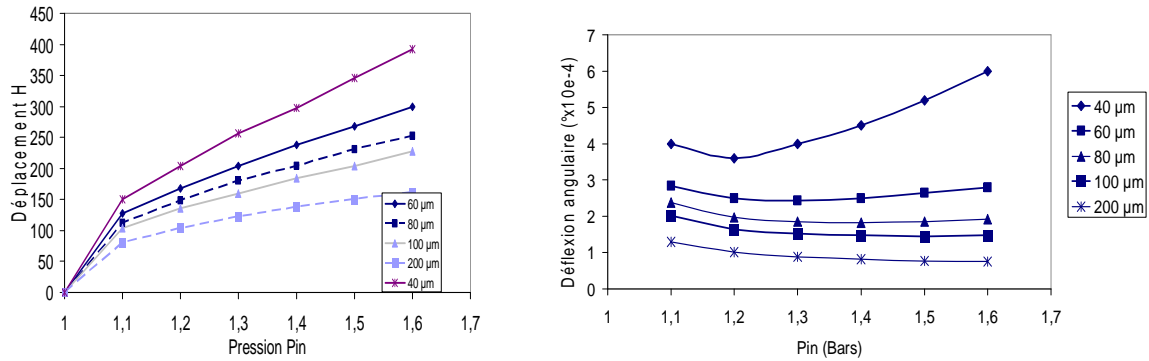


Fig. 3. 16. Gonflement de membrane H obtenu pour différentes épaisseurs de PDMS, à différentes pressions d'entrée, et inclinaisons de pad θ correspondantes.

On peut constater que le gonflement vertical de la membrane est très peu affecté par la perte de charge linéique introduite dans le modèle. En effet, le fluide voit alors sous la membrane une section fluide variant très peu, donc une perte de charge très faible. Les déflexions calculées, très faibles, sont donc accompagnées d'un gonflement identique au cas calculé précédemment.

Effet des murs sur la déflexion de la membrane en statique

La prise en compte des murs sous la membrane consiste à prendre en compte la perte de charge ponctuelle introduite par la réduction subite de section fluide sous la membrane lorsque le fluide passe au dessus d'un mur. La pression moyenne sous le pad rigide n'est alors plus continue, mais diminue par palier au niveau des obstacles. Pour l'étude du problème, on considérera la pression comme constante entre deux murs (cf. Fig. 3. 17). Cette hypothèse sera vérifiée dans les paragraphes suivants par simulation par éléments finis.

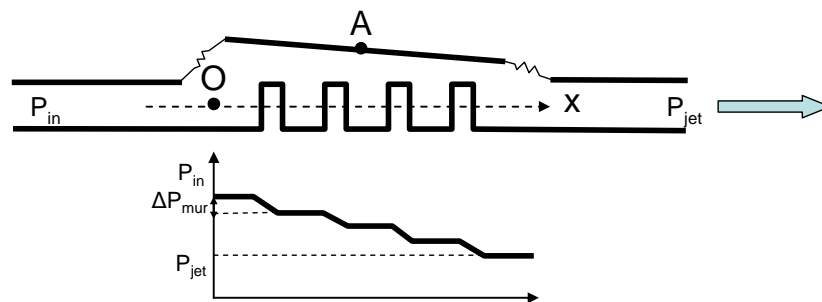


Fig. 3. 17. Distribution de la perte de charge sous la membrane dans le cas de la présence de murs dans le canal.

On séparera donc l'étude de ce cas en deux parties :

- L'étude de la perte de pression occasionnée par un mur. Elle consiste en trois parties : la perte de charge occasionnée par le rétrécissement brusque ΔP_r sur le mur, la perte de charge régulière occasionnée par l'écoulement ΔP_{reg} dans une section de taille réduite, et la perte de charge occasionnée par l'élargissement et les re-circulations en aval du mur ΔP_e (cf. Fig. 3. 18).

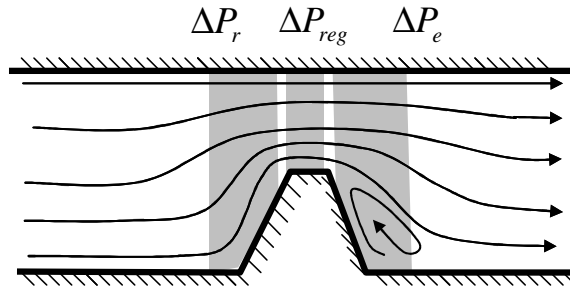


Fig. 3. 18. Identification des composantes de la perte de charge occasionnée par le passage du fluide au dessus d'un mur.

- L'étude de la déflexion du pad occasionnée par la chute progressive de pression sous la membrane.

Ces phénomènes étant étroitement couplés, et dépendant fortement de la géométrie, une étude a été réalisée par simulation numérique. Le logiciel FEMLAB a été choisi pour sa flexibilité intéressante dans le cas de problèmes multi-physiques.

2.3. Utilisation de FEMLAB pour la prédiction des performances de la microvalve

La géométrie simulée se divise en trois zones distinctes (cf. Fig. 3. 19) :

- Le fluide s'écoulant dans le microcanal, supposé incompressible, régi par les équations de Navier-Stokes.
- La membrane déformable, élément central, se déformant sous l'effet de la pression exercée par le fluide d'une part, et par l'environnement extérieur d'autre part (pression atmosphérique). La déformation de cette partie est régie par la loi contrainte-élongation du polymère utilisé (PDMS dans notre cas).
- L'îlot rigide en silicium, dont on cherche ici le mouvement décrit par les variables H et θ .

Plusieurs configurations géométriques, contenant respectivement 2 murs, 4murs et 6murs sous la membrane sont simulées grâce à FEMLAB. Le principe de l'étude par simulation numérique consiste également à quantifier l'effet du nombre de murs sur le gonflement de la membrane.

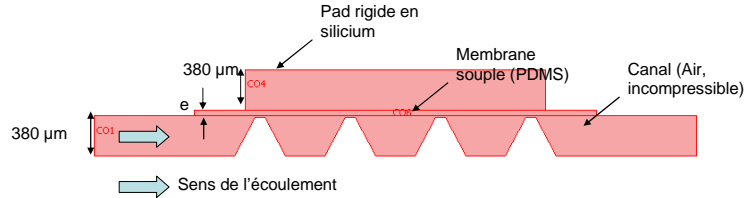


Fig. 3. 19 Géométrie simulée et dimensions.

Les conditions aux limites sont définies pour chaque volume, elles concernent des données mécaniques pour le pad rigide et la membrane souple, et des données fluides pour l'écoulement.

- Ecoulement : pression d'entrée : 1.5 Bars, définie par le cahier des charges type, non-glissement sur les parois solides du canal. En sortie, on définit une pression motrice suffisante à l'éjection d'un jet de vitesse $V_s = 200$ m/s de manière à ne pas simuler explicitement le microjet en sortie de valve, soit :

$$P_s = P_{atm} + \frac{1}{2} \rho V_s^2 = 1.2 \text{ Bars} \quad (3. 11)$$

- Membrane et îlot : Sur le point M appartenant à la surface interne de la membrane souple, on définit la force élémentaire dF_{int} orientée suivant la normale à la membrane et vers l'extérieur, et sur la face extérieure la force élémentaire dF_{ext} orientée suivant la normale vers l'intérieur du canal.

$$\begin{aligned} d\vec{F}_{int} &= P(M) \cdot dS \cdot \vec{n} \\ d\vec{F}_{ext} &= P_{ext} \cdot dS \cdot \vec{n} \end{aligned} \quad (3. 12)$$

Un maillage triangulaire est adopté pour les éléments, permettant un affinage important au niveau de l'interstice situé entre les murs et la membrane au repos ($10 \mu\text{m}$ dans le cas de cette étude). De plus, un maillage déformable est utilisé pour le volume de fluide, de façon à permettre une adaptation du volume de calcul à la déformation de la membrane (cf. Fig. 3. 20).

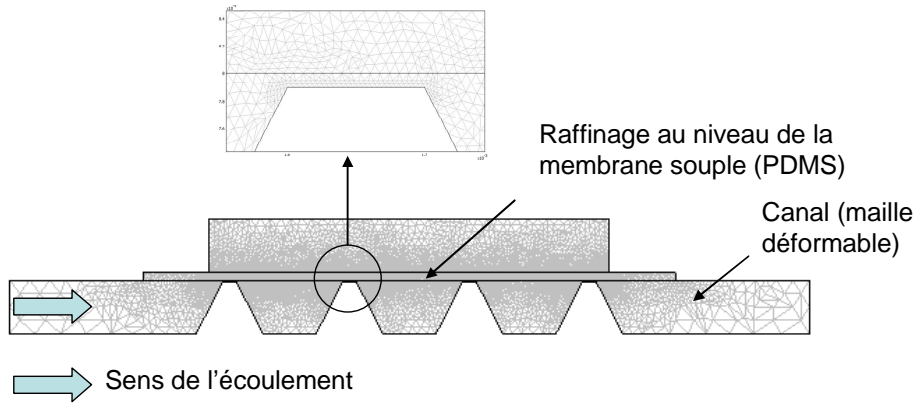
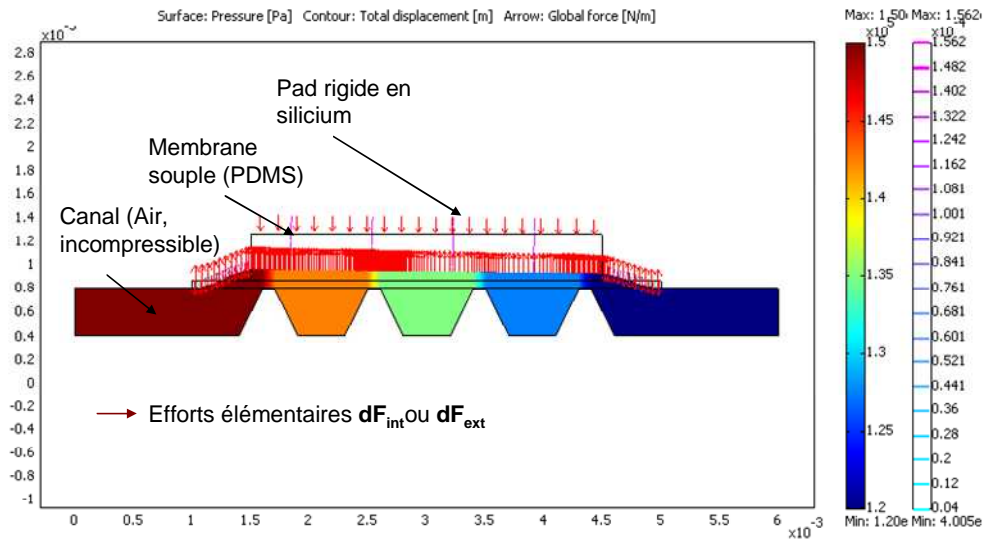
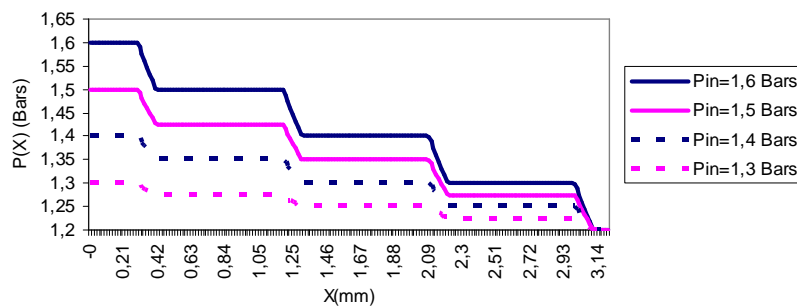


Fig. 3. 20. Maillage adopté et raffinement au dessus des murs.

La distribution de pression calculée sous la membrane (cf. Fig. 3. 21) montre une diminution par paliers due à la perte de charge ponctuelle occasionnée par le passage du fluide au dessus de chaque mur (cf. Fig. 3. 21).



(a)



(b)

Fig. 3. 21. Distribution spatiale de la pression sous la membrane calculée en utilisant le logiciel multiphysique FEMLAB (a) membrane d'épaisseur $e=60\mu\text{m}$, pression d'entrée $P_{in}=1.5$ Bars. Sauts de pression sous l'îlot rigide pour différentes pressions d'entrée, $e=60\mu\text{m}$, (b)

Une étude paramétrique de la déflexion de la membrane en fonction de son épaisseur et de la pression d'alimentation P_{in} montre une déflexion calculée inférieure à la déflexion calculée précédemment (Cf. Fig. 3. 22). De plus, l'effet du nombre de murs sur le gonflement de la membrane est peu important (Cf. Fig. 3. 23). On choisira donc pour la structure finale une géométrie à quatre murs, permettant une bonne étanchéité de la microvalve en mode fermé.

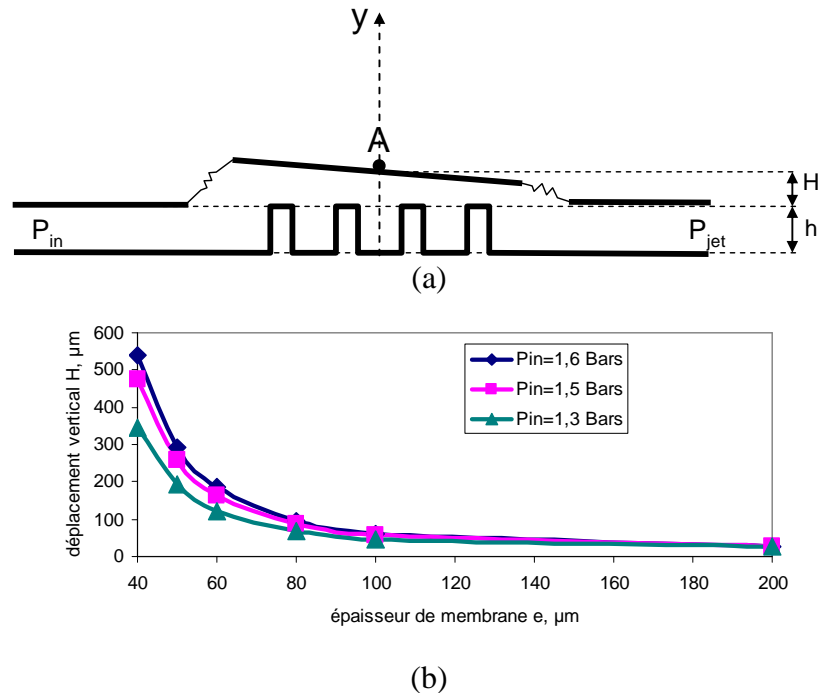


Fig. 3. 22. Déflexion de la membrane en dehors du plan H-h, étude paramétrique en fonction de l'épaisseur de membrane e et de la pression d'alimentation P_{in} .

Notons que les déflexions calculées sont compatibles avec les lois d'élasticité aux petites déformations jusqu'à la valeur de $400 \mu\text{m}$ environ. En effet, si les lois ont été vérifiées pour un taux d'allongement inférieur à 1.3, le matériau devient superélastique pour une valeur de λ supérieure à 1.4. Un ajustement du modèle est alors nécessaire (variation du module d'Young équivalent).

L'effet du nombre de murs situés sous la membrane n'influe que légèrement sur le gonflement de cette dernière car il n'en résulte qu'une modification des paliers de pression dans le canal microfluidique (cf. Fig. 3. 23), la perte de charge imposée par les rétrécissements brusques étant petite devant la valeur de la pression d'entrée.

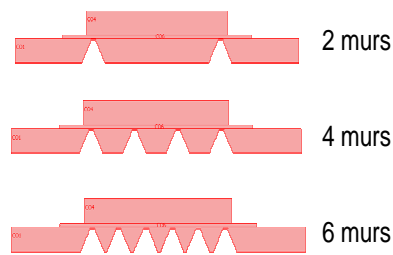


Fig. 3. 23. Effet du nombre de murs sur le gonflement de la membrane.

La déflexion angulaire est calculée de la même façon, en fonction de la pression d'entrée P_{in} . L'angle θ augmente avec la pression d'alimentation, puisque la perte de charge imposée par les murs augmente avec cette dernière. De plus, un nombre de murs important sous la membrane impose une diminution de la pression sous cette dernière, allant vers une déflexion grande. A contrario, la pression interne étant plus homogène dans le cas de deux murs seulement, l'angle θ calculé est moins grand (cf. Fig. 3. 24).

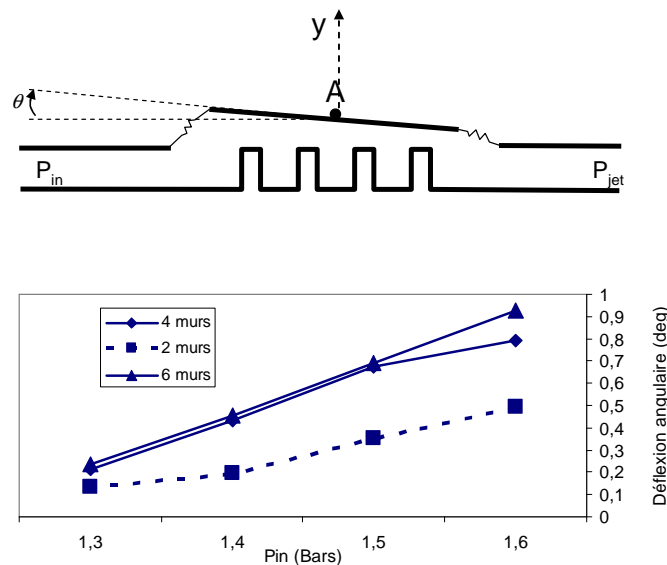


Fig. 3. 24. Déflexion angulaire θ de l'îlot rigide en fonction de la pression d'entrée P_{in} , membrane d'épaisseur $e=60\mu\text{m}$.

Limites du modèle

Les simulations numériques permettent d'obtenir de nombreuses informations sur le comportement mécanique de la membrane souple. En effet, la déflexion angulaire ainsi que le déplacement vers le haut de l'îlot rigide ont pu être prévus grâce au modèle numérique dans le cadre des hypothèses développées ci-dessus. Cependant, les considérations suivantes constituent des limites aux résultats obtenus :

- Les simulations prennent en compte une vitesse en sortie de valve de l'ordre de 200 m/s sur une section fluide de l'ordre de 1mm^2 . La prise en compte de la

compressibilité du fluide à ces vitesses devient nécessaire, surtout dans le cas des rétrécissements imposés par la présence des murs.

- Les simulations ne prennent pas en compte la présence de recirculations derrière les murs. En effet, ces obstacles rigides sont le siège de décollement, imposant une recirculation (et donc une dépression) en aval de l'obstacle. Ces phénomènes sont visibles pour une simulation en mode transitoire (Cf. Fig. 3. 25). La présence de ces recirculations implique une perte de charge supplémentaire.

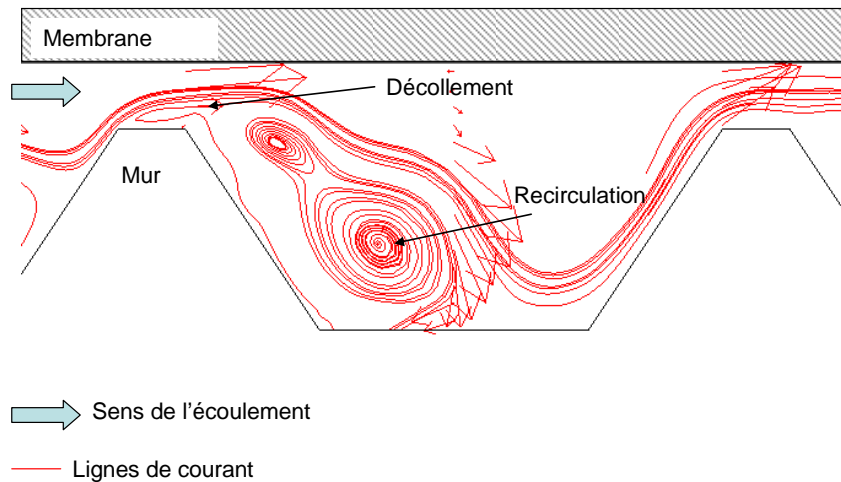


Fig. 3. 25. Recirculation derrière un mur sous la membrane souple, simulation en mode transitoire.

- Pour des déformations importantes de la membrane souple (taux d'allongement λ supérieur à 1.3, $H > 415 \mu\text{m}$), il devient nécessaire de prendre en compte des lois déformation-contraintes adaptées aux changements des propriétés élastiques du polymère.

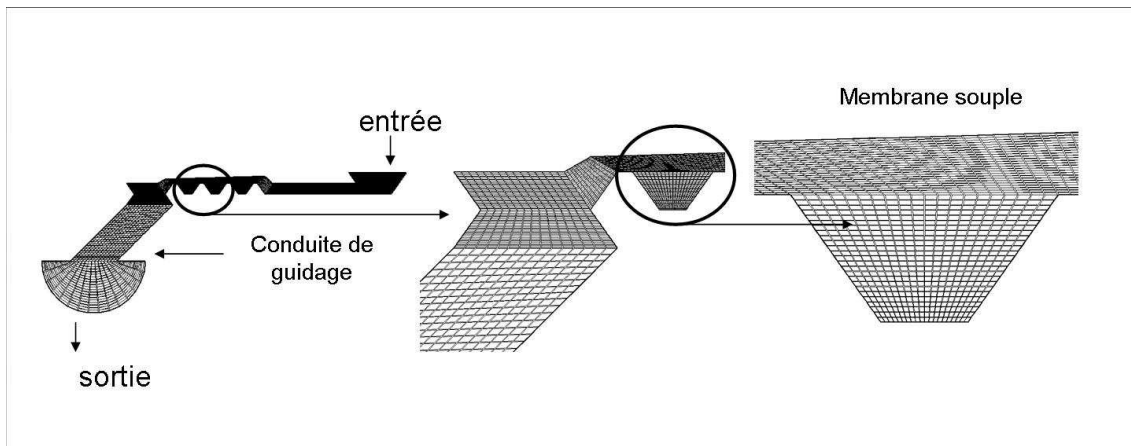
2.4. Utilisation de STAR CD pour la prévision des performances de la microvalve.

L'étude du gonflement de la membrane souple en statique a permis la définition cadre géométrique de l'étude du comportement du fluide dans la microvalve. Cette étude a été réalisée grâce au logiciel STAR CD dans le cas d'un fonctionnement en régime statique ou quasi-statique. STAR CD a été préféré à FEMLAB car il permet un meilleur contrôle du calcul, notamment en termes de maillage et des propriétés du fluide simulé. Les simulations présentées sont réalisées dans le cadre de l'hypothèse d'un fluide incompressible, turbulent

(modèle k, ε). Des simulations développant le cas compressible, turbulent sont actuellement à l'étude.

Géométrie étudiée

Une série de simulations numériques 2D concernant l'écoulement dans le microcanal sont réalisées. Les vitesses calculées atteignent 100 m/s dans le microjet en sortie, montrant la forte contribution des murs dans la perte de charge totale du système. De plus, les valeurs calculées sont en bon accord avec les valeurs mesurées dans les microjets sortant des microvalves fabriquées (cf. partie 4). Une fois la méthode de calcul validée par l'expérience, une étude paramétrique a été menée de manière à identifier les points susceptibles d'être améliorés dans le concept proposé dans cette thèse. Les calculs permettent alors d'éviter la fabrication de prototypes, coûteuse en temps et en argent.



(a)

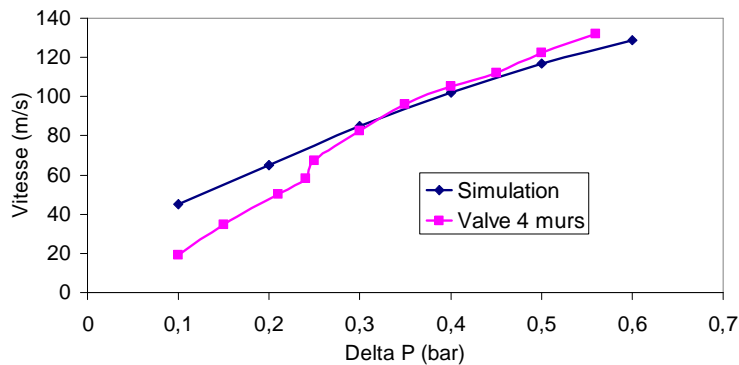
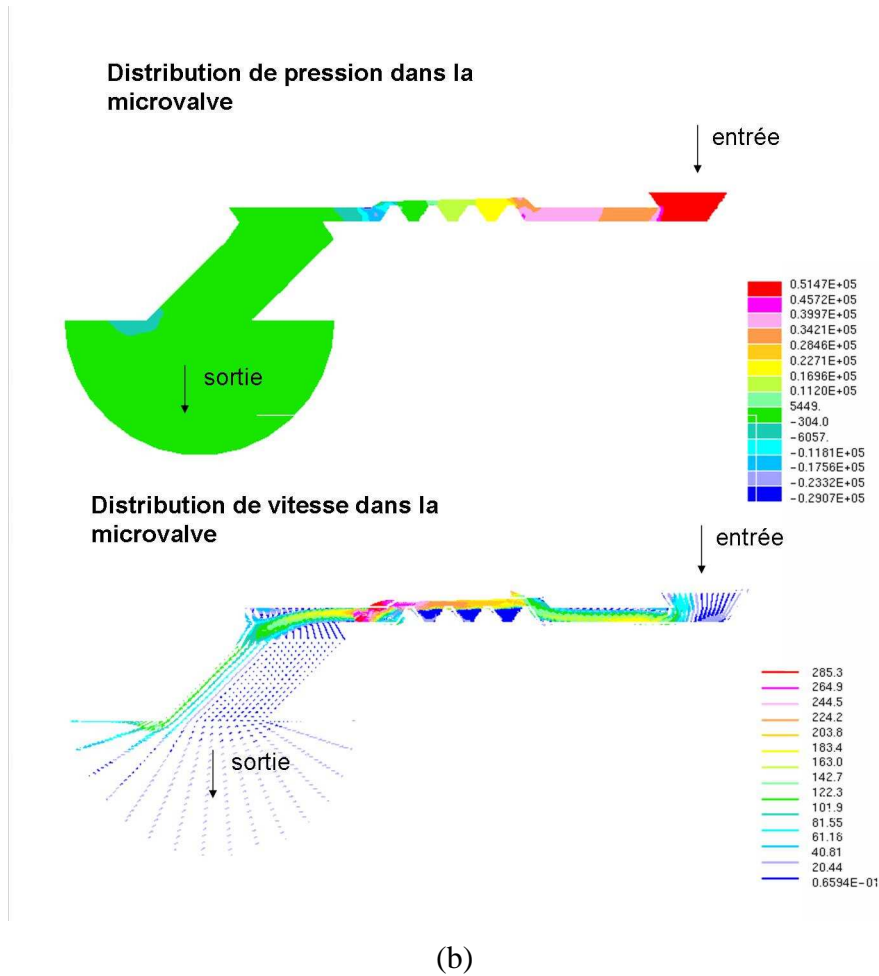
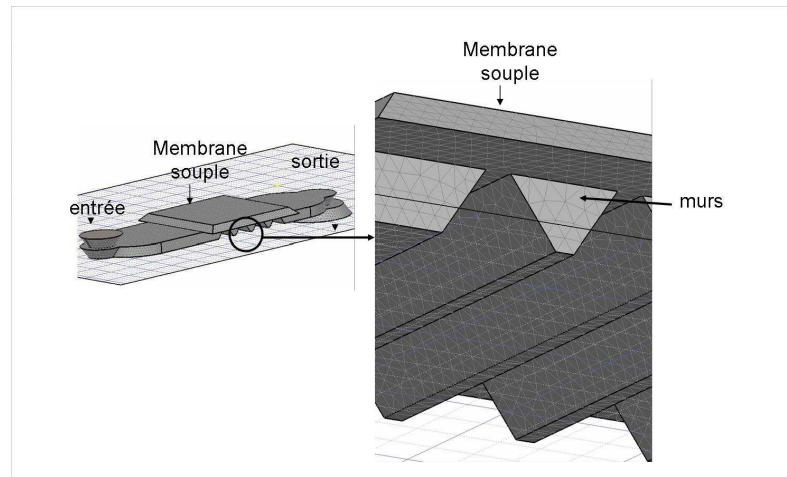


Fig. 3. 26. Simulations 2D de l'écoulement dans le microcanal, microvalve avec canal de guidage, maillage adopté (a), distribution de la vitesse dans le microcanal (b) et comparaison avec l'expérience (vitesse maximale atteinte dans le microjet, c).

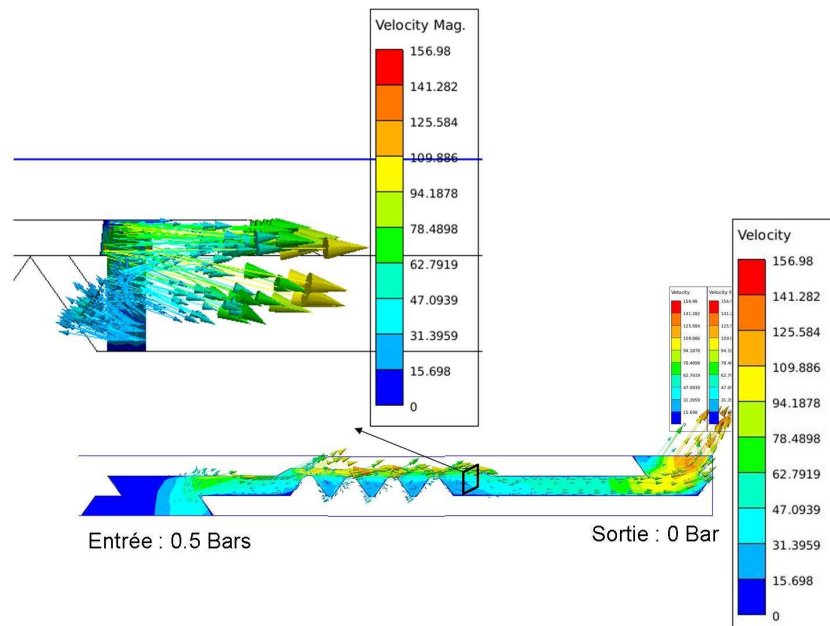
On constate sur la figure 3.26.c un bon accord entre les vitesses calculées et les vitesses mesurées pour une pression d'alimentation supérieure à 1.3 Bars. Dans le cas d'une pression P_{in} plus faible, on constate la présence d'un décrochement de la vitesse mesurée dû à la transition laminaire-turbulent dans le microjet. La présence de cette transition à $\Delta P = 0.3$ Bars est vérifiée par Ombroscopie.

Un ensemble de simulations 3D sont ensuite réalisées de manière à prendre en compte l'effet de la géométrie du microcanal sur les performances de la microvalve. On simule alors l'écoulement dans un microcanal comportant quatre murs, le gonflement de membrane est fixée à $150\mu\text{m}$ en amont et $100\mu\text{m}$ en aval des murs.

Le maillage est raffiné à proximité des murs en silicium.



(a)



(b)

Fig. 3. 27. Simulation 3D en statique de l'écoulement dans le microcanal à quatre murs, maillage adopté (a) et distribution spatiale de la vitesse dans le microcanal (b).

Les vitesses obtenues à l'intérieur du microjet sont légèrement supérieures au cas calculé en 2D, du fait du rétrécissement du microcanal en largeur à proximité du trou de sortie.

- Nombre de murs : Si le passage de quatre à six murs sous la membrane n'a pas d'influence sur la vitesse en sortie de jet (le fluide décollant en crête de mur ne recolle pas entre les murs car la distance les séparant est trop faible), le passage à deux murs provoque une augmentation de la vitesse en sortie de valve. On passe en effet d'une perte de charge que l'on peut considérer comme régulière (amincissement du canal fluide sous la membrane) à deux pertes de charge singulières correspondant au passage sur les murs et au recollement en aval de ces derniers.

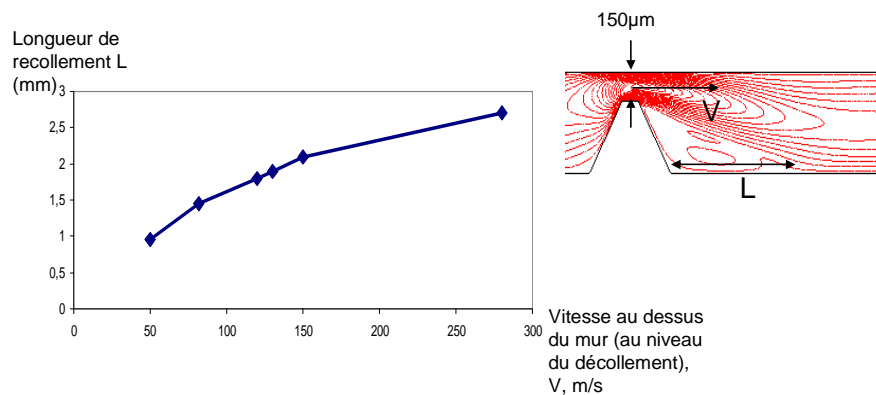


Fig. 3. 28. Influence de la vitesse du microjet sur la distance de recollement, influence du nombre de murs sur le comportement du fluide dans la microvalve.

3. Méthode d'actionnement

Le concept de microvalve dont le fonctionnement statique a été explicité grâce à la simulation numérique présente l'avantage d'être compatible avec de nombreuses méthodes d'actionnement. Dans le présent chapitre, après avoir précisé les spécifications sur l'actionnement à fournir, on réalisera un comparatif des méthodes disponibles.

3.1. Spécifications sur l'actionneur

Une série de critères permettent de définir complètement les performances d'une méthode d'actionnement:

- L'encombrement.
- La force développée.
- Le déplacement disponible.

- Le temps de réaction.

Dimensions

L'espace disponible sur chaque valve est restreint en surface. En effet, dans le cadre d'une mise en réseau des microvalves, comme le nécessitent les applications visées, c'est-à-dire un espacement de trous de 10 à 15 mm, la surface consacable à l'actionnement est de l'ordre de 1cm². De plus, cet espace est à réserver à un actionneur unique puisque les solutions consistant à déporter un actionneur pour réaliser un actionnement collectif ne permettent pas un contrôle indépendant de chaque micro-jet. Dans un premier temps, aucune limitation en encombrement n'est adoptée dans la direction normale à la surface de la membrane. Les espaces disponibles pour l'insertion des valves dans les ailes d'avion sont supposés suffisamment profonds.

Force nécessaire

La force nécessaire au passage en mode fermé est égale à la résultante des efforts de pression exercés sur l'îlot rigide situé sur la membrane souple. Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, la pression décroît sous la membrane souple par perte de charge. Un calcul simple permet de définir une limite basse pour garantir la fermeture du système, considérant la pression interne comme homogène et égale à la pression d'alimentation P_{in} .

La force nécessaire pour le passage en mode fermé est donnée par l'équation :

$$\vec{F} = \iint_{M \in surface} (P(M) - P_{ext}) dS \vec{n} \quad (3.13)$$

Une limite inférieure pour le dimensionnement de l'actionneur consiste à considérer la membrane chargée par une pression interne homogène de 1.5 Bars. On obtient alors : $F > 0.45N$.

Déplacement

Le déplacement nécessaire à la fermeture de la valve est égal au déplacement de l'îlot rigide sous l'effet du gonflement de la membrane souple. Il dépend des variables fluides telles que la pression en entrée de valve, la pression extérieure, et de données structurelles telles que l'épaisseur de la membrane et le module d'Young du polymère utilisé. Au vu des simulations réalisées sur le déplacement de l'îlot en statique, une limite inférieure du déplacement requis de 250 μm est acceptable (déplacement en statique calculé pour une membrane d'épaisseur 60 μm chargée par une pression de 1.5 Bars)

Temps de réponse

Le cahier des charges type détaillé en partie 1 fixe une fréquence de travail située entre 100 Hz et 2 kHz. Une limite supérieure au temps requis pour atteindre la valeur de 0.45N est donc fixée à 500 μ s.

Conclusion

L'ensemble des spécifications requises pour l'actionneur est résumé dans le Tableau 3. 5.

Tableau 3. 5 Spécifications sur l'actionnement de la microvalve

Encombrement	Surface inférieure à 10 mm x 10mm dans le plan de la surface contenant les micro-orifices Pas de restriction dans la direction normale.
Force	$F_{act} > 0.45N$
Déplacement	$D_{act} > 250 \mu m$
Temps de réponse	$T < 500 \mu s$

L'actionneur idéal doit donc fournir simultanément un déplacement et une force très grands, sur un temps relativement court, dans un espace limité en surface mais peu limité en hauteur.

3.2. Comparatif des méthodes disponibles

Le Tableau 3. 6 présente une liste la plus exhaustive possible des méthodes d'actionnement disponibles à l'heure actuelle. Un des points forts de la microvalve étudiée dans la présente thèse réside dans le fait que le design est compatible avec de nombreuses formes d'actionnement, puisque l'application d'une force normale au plan de la membrane suffit à passer en mode fermé. Si les méthodes actuelles trouvent rapidement une limite au vu des exigences en termes de force développée et de déplacement, le design reste compatible avec les matériaux du futur (polymères type muscle artificiel, etc ...).

Tableau 3. 6 Comparatif des méthodes d'actionnement typiquement utilisées pour l'actionnement de microsystèmes (d'après [8], [9])

Type d'actionnement	Force	Déplacement	Temps de réponse	Encombrement
Magnétostatique				
-couplage bobine-aimant	Moyenne	Grand $\frac{\Delta L_{\max}}{L} > 1$	Moyen	Moyen (Bobines de grande taille)
Magnétostrictif				
-matériau massif	Importante	Moyen $\frac{\Delta L_{\max}}{L} < 10^{-3}$	Très court	Important (champ de commande très grand, $H_c > 2kOe$)
Piézoélectrique				
-massif [10]	Importante	Moyen $\frac{\Delta L_{\max}}{L} < 10^{-3}$	Très court	Faible
-bimorphe [11]	Importante	Important $\frac{\Delta L_{\max}}{L} > 0.1$	Très court	Important (longueur 2cm pour déplacement intéressant supérieur à 250 μm , [12])
Electrostatique				
-Electrodes en couplage capacitif	Faible	Très faible $\Delta L_{\max} < 50\mu m$	Très court	Faible (électrodes enterrées dans l'épaisseur de la microvalve)
Alliage à mémoire de forme				
-matériau massif [13]	Important	Important $\Delta L_{\max} > 200\mu m$	Long	Moyen (intégration du système de chauffage)
Alliage à mémoire de forme magnétique				
-matériau massif [14]	Importante	Important $\Delta L_{\max} > 200\mu m$ t	Court	Important (comprend les bobines d'actionnement)
Polymères électrostrictifs				
-matériau massif [15]	Moyenne	Important $\frac{\Delta L_{\max}}{L} > 2$	Moyen	Faible
Thermique				
-expansion thermique [16]	Moyenne	Important $\Delta L_{\max} > 500\mu m$	Long	Moyen (intégration du système de chauffe)
Pneumatique				
-actionnement par pressurisation	Importante	Important	Moyen	Important, nécessite un système extérieur de régulation de la pression de commande.

3.3. Conclusion

Les voies d'actionnement semblent satisfaire le cahier des charges type fixé précédemment sont :

- L'actionnement magnétostatique, fonctionnant sur le principe d'interaction entre une pièce aimantée et un gradient de champ magnétique. Simple transposition à petite échelle des actionneurs classiques disponibles à l'échelle macro, les actionneurs magnétostatiques sont aisément miniaturisables en utilisant les technologies de microfabrication ([17], [18]).
- L'utilisation d'alliages à mémoire de forme magnétique, en plein essor actuellement pour l'actionnement de microsystèmes, permet d'obtenir simultanément de grands déplacements et un effort résultant important. Néanmoins, cette technologie d'actionnement n'est pas assez mûre pour une fabrication de série (prix unitaire très élevé) et un milieu extérieur difficile (grande sensibilité en température).
- Enfin, les récentes avancées sur les polymères électrostrictifs ouvrent des portes intéressantes, autant pour leurs grandes capacités de déplacement que pour les efforts qu'ils génèrent. Néanmoins, ces polymères, accessibles à un prix encore prohibitif, ne sont pas encore compatibles avec les techniques de micro-usinage du silicium.

C'est donc l'actionnement magnétostatique qui a été choisi pour le problème de la microvalve. L'actionneur consiste en un noyau aimanté (aimant permanent, NdFeB) situé dans une bobine permettant la création d'un gradient de champ magnétique à sa périphérie. La pièce aimantée est solidaire de l'îlot en silicium, son mouvement provoquant alors l'ouverture ou la fermeture de la microvalve.

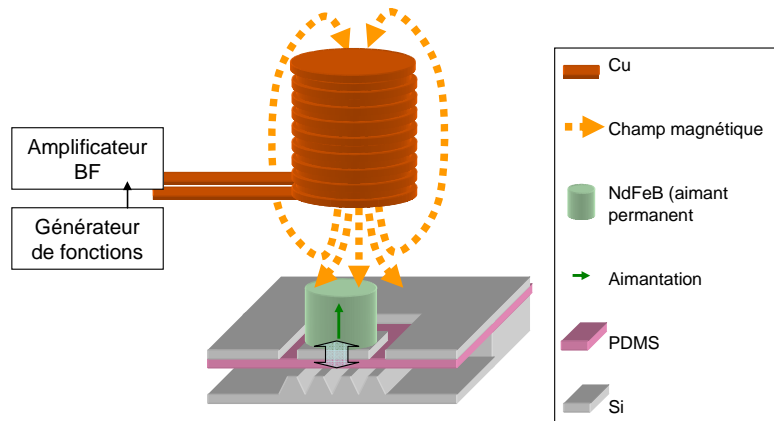


Fig. 3. 29. Principe de l'actionnement magnétostatique

4. Dimensionnement de l'actionneur électromagnétique

De nombreuses études ont été menées sur les résonateurs électromagnétiques, à des échelles très variées (micro-actionneurs [19], micro-valves [20], stimulateurs tactiles millimétriques [21]). Le principe d'étude de telles structures consiste d'abord à évaluer la force électromagnétique induite sur l'aimant mobile dans le champ créé par la bobine (considérée alors comme un solénoïde de dimensions finies). Les propriétés mécaniques de la structure globale (membrane - aimant - bobine) sont ensuite étudiées par l'analyse du schéma mécanique équivalent.

Détermination de la force motrice F

Considérons le solénoïde fini dont la géométrie est décrite dans la Fig. 3. 30. N représente le nombre de tours de la bobine, l sa longueur, a_1 et a_2 ses rayons respectivement intérieur et extérieur. Dans le cadre du dimensionnement de la microbobine destinée à l'actionnement de la microvalve, on considérera les limites d'encombrement fixées précédemment (surface disponible pour la bobine : $1\text{cm} \times 1\text{cm}$). Le diamètre extérieur est donc fixé à 10 mm, et le diamètre intérieur à 4 mm de manière à ne pas encombrer le mouvement de l'îlot en silicium (diamètre 3 mm). On nomme h_a la hauteur de l'aimant et S_a sa surface.

Enfin, on note $H_z(M)$ la valeur de la composante sur l'axe Oz du champ magnétique $H(M)$ créé par la bobine au point $M(z)$. Par invariance par rotation autour de l'axe Oz , on a : $H_z(M) = H(M)$ pour tout point M appartenant à l'axe Oz .

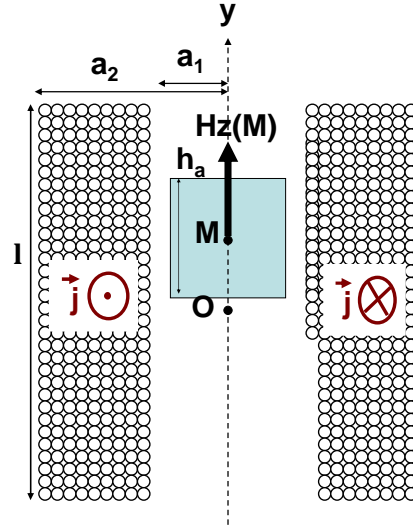


Fig. 3. 30. Géométrie du solénoïde fini considéré pour l'étude de l'actionneur (a) et coordonnées réduites associées (b)

La longueur $l(N)$ de la bobine est définie à partir du nombre de tours de cette dernière et de ses rayons interne et externe par l'équation :

$$l(N) = N \frac{d^2}{(a_2 - a_1)}, \text{ avec } d \text{ le diamètre du fil} \quad (3. 14)$$

Le champ magnétique $H(M)$ vu par le point M est donnée par l'équation [22]:

$$\text{En utilisant les variables réduites : } \begin{cases} a = \frac{a_2}{a_1} \\ b = \frac{1}{2} \frac{l}{a_1} \\ c = \frac{y}{a_1} \end{cases} \quad (3. 15)$$

$$H(M) = \frac{NI.a_1}{2.l.(a_2 - a_1)} \left\{ (b+c)Ln \frac{a + \sqrt{a^2 + (b+c)^2}}{1 + \sqrt{1 + (b+c)^2}} - (c-b)Ln \frac{a + \sqrt{a^2 + (c-b)^2}}{1 + \sqrt{1 + (c-b)^2}} \right\}$$

Comme le montre la Fig. 3. 31, le champ magnétique, très intense à l'intérieur de la bobine d'actionnement, décroît lentement à mesure que l'on se rapproche des bords de la bobine. En effet, le point M voit plus de spires au centre du solénoïde qu'au niveau de ses parois. Il existe donc un gradient de champ magnétique à l'intérieur du solénoïde, plus fort à mesure que l'on s'éloigne de son centre.

Dans la suite de l'étude, on négligera le champ magnétique à l'extérieur de la bobine.

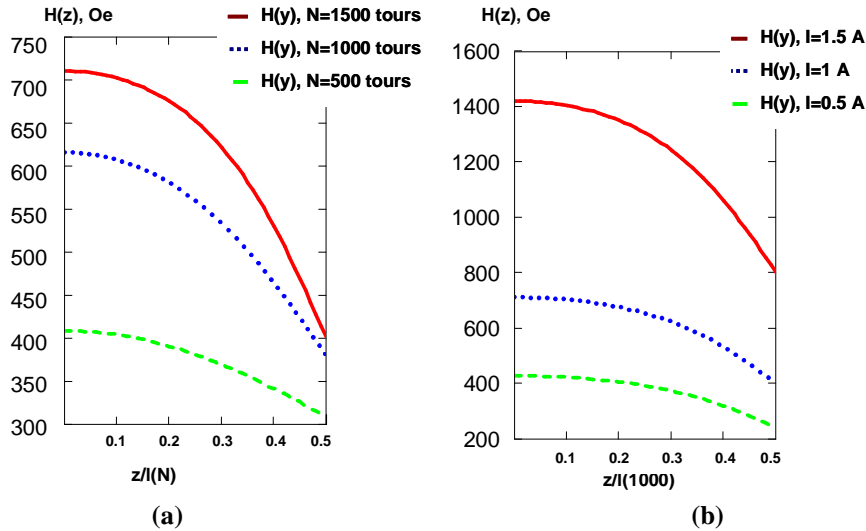


Fig. 3. 31. Variation du champ magnétique H le long de l'axe Oz en fonction de z. Effet du nombre de tours (a) et d'une variation de courant (N=1000 tours),(b).

L'évaluation de la force motrice est donnée par l'équation :

$$dF_{mag} = \vec{M} \cdot \overrightarrow{grad}(B(z)) \quad (3. 16)$$

En supposant le champ magnétique homogène sur la surface de l'aimant permanent, on peut écrire la force F_{mag} s'appliquant sur cette partie mobile :

$$F_{mag} = \int_0^{h_a} M \cdot S_a \cdot \frac{dB}{dx}(z) \cdot dx \quad (3. 17)$$

On constate que la force électromagnétique est proportionnelle à l'aimantation M du matériau constituant l'aimant permanent. De manière à maximiser la force totale engendrée sur l'îlot rigide et la membrane, on choisira donc le matériau disposant de l'aimantation la plus importante tout en étant usinable aux petites dimensions (cylindre de rayon 1.5mm et de hauteur 4mm, cf. Tableau 3. 7).

Tableau 3. 7. Paramètres magnétiques des principales familles d'aimants permanents frittés orientés , aimantation et capacités d'usinage [22], [23].

Matériau	Champ coercitif $\mu_0 H_c$ (T)	Aimantation rémanente M (A/m), $H_{ext}=0$	Micro-usinage
NdFeB	1.5	$2,07 \cdot 10^6$	Possible (Electro-érosion)
SmCo ₅	2.5	$1,43 \cdot 10^6$	Possible (Electro-érosion)
Sm ₂ Co ₁₇	1.3	$1,75 \cdot 10^6$	Possible (Electro-érosion)
AlNiCo	0.06	$2,07 \cdot 10^6$	Possible (Electro-érosion)
Ferrite	0.4	$0,25 \cdot 10^6$	Difficile, matériau peu conducteur

Un comparatif présentant également la dimension coût peut être dressé, cf. Fig. 3. 32.

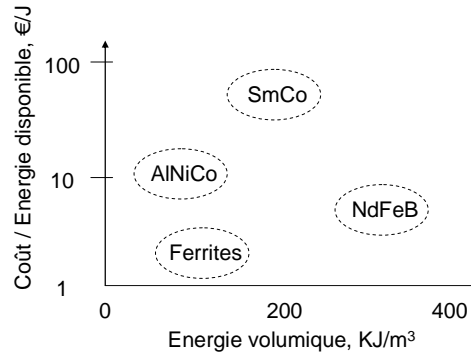


Fig. 3. 32. Comparatif des matériaux classiques en fonction de l'énergie disponible et du prix d'achat [22].

C'est le NdFeB qui a été choisi pour la fabrication de l'aimant permanent, pour son importante aimantation, son champ coercitif grand et sa facilité d'usinage par électro-érosion. Ce matériau pose néanmoins des problèmes notamment une forte perte de coercivité par oxydation (protection en surface indispensable, d'importants progrès sont actuellement réalisés) et une sensibilité à la température ambiante (température de Curie de l'ordre de 300°C). Ce matériau est à la base d'applications nouvelles de plus en plus nombreuses, notamment dans le cas de miniaturisations.

La valeur numérique de la force ainsi engendrée est décrite par la Fig. 3. 33.

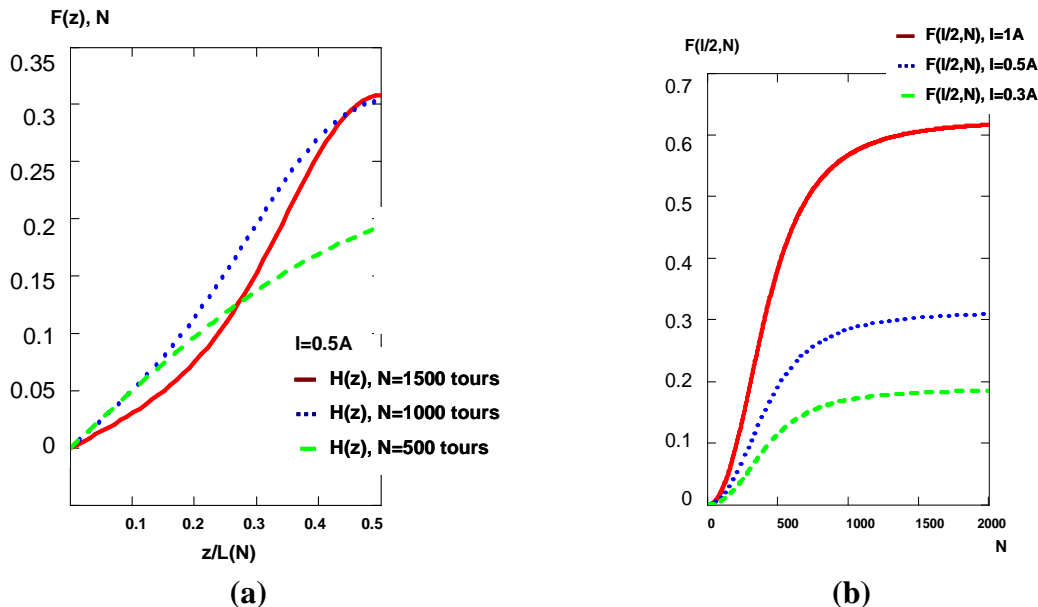


Fig. 3. 33. Force induite sur l'aimant en fonction de sa position sur l'axe médian, effet du nombre de tours (a), Force maximale induite sur l'aimant, effet du nombre de tours et du courant traversant (b).

On constate qu'un maximum de la force induite sur l'aimant est atteint au niveau de la paroi de la bobine ($x=l(N)/2$, gradient de champ magnétique important). De plus, la valeur de la

force $F(l(N)/2)$ atteint une saturation à partir de $N=1000$ tours. L'augmentation de la valeur de la force F_x passe ensuite par l'augmentation du courant traversant la bobine (proportionnalité).

Comme le montre la Fig. 3. 33, il est possible d'ajuster le module de la force électromagnétique par deux biais :

- Augmenter le courant dans la bobine d'actionnement : cette technique pose rapidement des problèmes de chauffe dans le système bobine-aimant, provoquant une détérioration des propriétés magnétiques de l'aimant permanent. Le courant maximal admissible par les bobines dépend directement du diamètre du fil de cuivre utilisé pour les fabriquer. De manière à garantir un fonctionnement sans chauffe excessive, on limitera le courant parcourant les fils de $200\ \mu\text{m}$ de diamètre à $0,5\ \text{A}$.
- Augmenter le nombre de tours des bobines : en allongeant la bobine, on éloigne le pic de champ magnétique de ses extrémités, le gradient de champ vu par l'aimant est alors plus grand. Cette solution pose néanmoins des problèmes d'encombrement dans les situations disposant de peu d'espace en profondeur derrière les microvalves.

Comme nous l'avons vu précédemment, la force électromagnétique se doit d'être supérieure à la valeur de $0.4\ \text{N}$ pour garantir un fonctionnement correct du microsysteme. En accord avec les limitations en courant et les simulations réalisées, on adopte la configuration suivante pour la bobine de l'actionneur :

- Géométrie : $a_2=5\ \text{mm}$, $a_1=2\ \text{mm}$
- Nombre de tours : $N=1500$ tours, longueur $l(N)=11\ \text{mm}$
- Courant $I=0.7\ \text{A}$

L'inductance de la bobine ainsi fabriquée peut être approximée par l'équation :

$$L \approx \frac{a_{\text{moy}}^2 \cdot n^2}{460 \cdot a_{\text{moy}} + 1000 \cdot l}, \text{ avec } a_{\text{moy}} = \frac{(a_1 + a_2)}{2} \quad (3. 18)$$

Dans le cas de la bobine spécifiée plus haut, l'inductance obtenue est égale à $2.5\ \text{mH}$ pour une résistance de $18\ \Omega$.

4.1. Limites de fonctionnement en dynamique

Les limites au fonctionnement du système électromécanique sont principalement fixées par l'inertie mécanique du système (membrane-aimant permanent). Considérons le cas simple de la masse m de l'aimant soumise à la force F constante sur la distance d nécessaire à l'ouverture de la valve. Le temps t nécessaire à l'ouverture est donné par double intégration du principe fondamental de la dynamique :

$$d = \frac{F t^2}{m 2} \quad (3.19)$$

En posant $F=0.4\text{N}$ et $d=200\mu\text{m}$, on obtient un temps caractéristique correspondant à une fréquence $f=1/t$ de 66Hz.

Cependant, la résonance mécanique du système (membrane-îlot-aimant) permet un déplacement important dans une plage de fréquences réduite mais pour des fréquences plus élevées. Les simulations numériques des différents modes de résonance de la structure sont présentées dans la Fig. 3. 34.

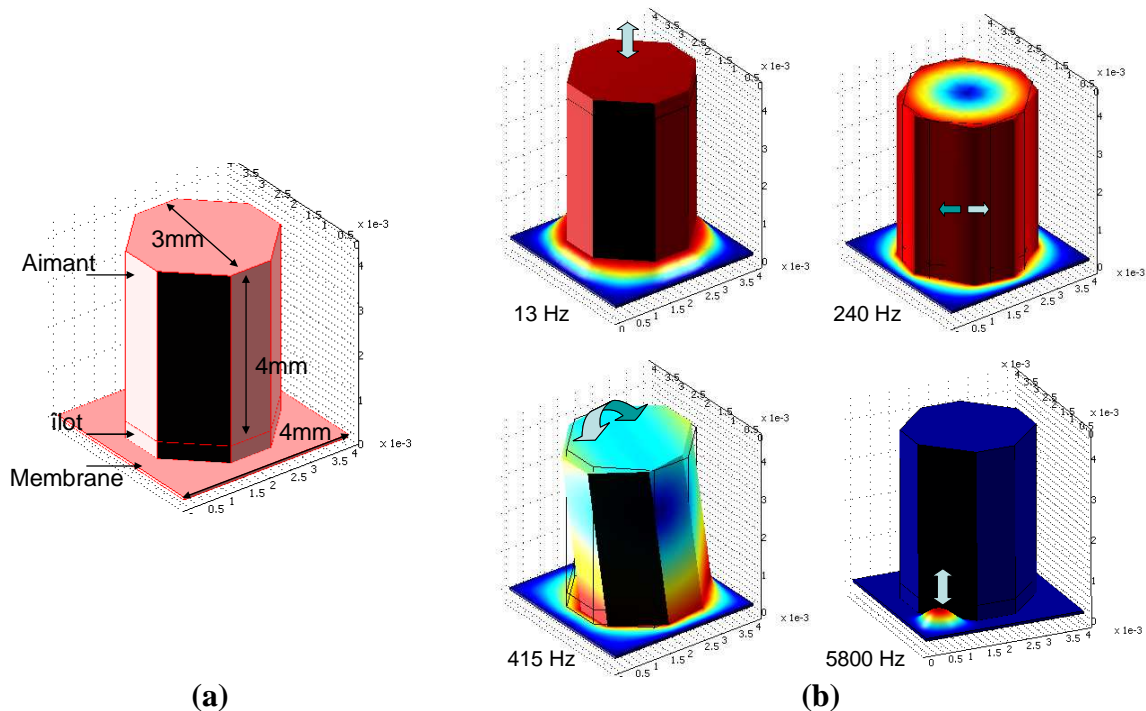


Fig. 3. 34. Modes de résonance de la structure (membrane, aimant) pour une épaisseur de membrane $e=60\mu\text{m}$. Géométrie (a) et déformées (b) en fonction de la fréquence d'excitation.

Notons en particulier le deuxième mode de flexion de la membrane (résonance à 415 Hz pour $e=60\mu\text{m}$), dont le déplacement associé permet une fermeture efficace de la microvalve à

fréquence élevée (415 Hz). Cependant, pour une prévision complète des performances du système, la distribution de pression sous la membrane doit être prise en compte.

Ces fréquences de résonance restant néanmoins faibles (inférieures au KHz), on réservera donc l'actionnement électromagnétique aux basses fréquences ($f < 500\text{Hz}$), puisque l'inertie importante du système (membrane - aimant) ne permet pas des déplacements rapides.

4.2. Auto-oscillation

De manière à permettre un actionnement moins coûteux énergiquement et plus haute fréquence, il est possible de tirer parti du couplage entre les forces de pression internes au canal microfluidique et des efforts de tension induits par la membrane flexible. En effet, le système (fluide pressurisé – îlot rigide – membrane flexible) constitue un système oscillant possédant ses propres modes résonants et instabilités. L'utilisation de cette méthode d'actionnement possède le grand avantage de ne pas nécessiter d'énergie extérieure, le système étant mû par le couplage fort entre la distribution de pression sous la membrane et la tension du polymère souple.

On tentera dans ce chapitre d'isoler les phénomènes physiques responsables du phénomène d'auto-oscillation, de manière à ensuite prévoir les plages d'instabilité, pour enfin identifier les paramètres permettant l'ajustement de ces fréquences.

Considérons, pour l'étude du phénomène auto-oscillant, un modèle très simplifié de la microvalve. La présence des murs sous la membrane induit une diminution progressive de la pression dans le canal microfluidique, par paliers entre chaque mur. On considèrera dans ce cas que la pression diminue en un seul palier de sa valeur d'entrée à sa valeur au niveau du microjet. La membrane est donc chargée par deux pressions distinctes : P_1 et P_2 . On note ΔP la différence $P_1 - P_2$.

La membrane fait subir à l'îlot rigide un gonflement vers l'extérieur de la valeur H et une rotation angulaire θ liée à la différence $\Delta PD \frac{W}{2}$ de chargement entre les deux moitiés de l'îlot rigide (Cf. Fig. 3. 35). On notera respectivement H_0 et θ_0 le gonflement en statique et la déflexion en statique de l'îlot rigide en silicium. L'écriture du moment cinétique permet d'écrire une équation en θ décrivant le mouvement de l'îlot en rotation, tandis que la

projection du principe fondamental de la dynamique permettra de décrire la dynamique du mouvement vertical de l'îlot rigide.

De manière à décrire l'inertie de l'îlot en silicium, on nomme h_i et ρ_i respectivement l'épaisseur de ce dernier et la masse volumique du matériau le constituant (le silicium dans notre cas : $\rho_i = 2330 \text{ kg/m}^3$).

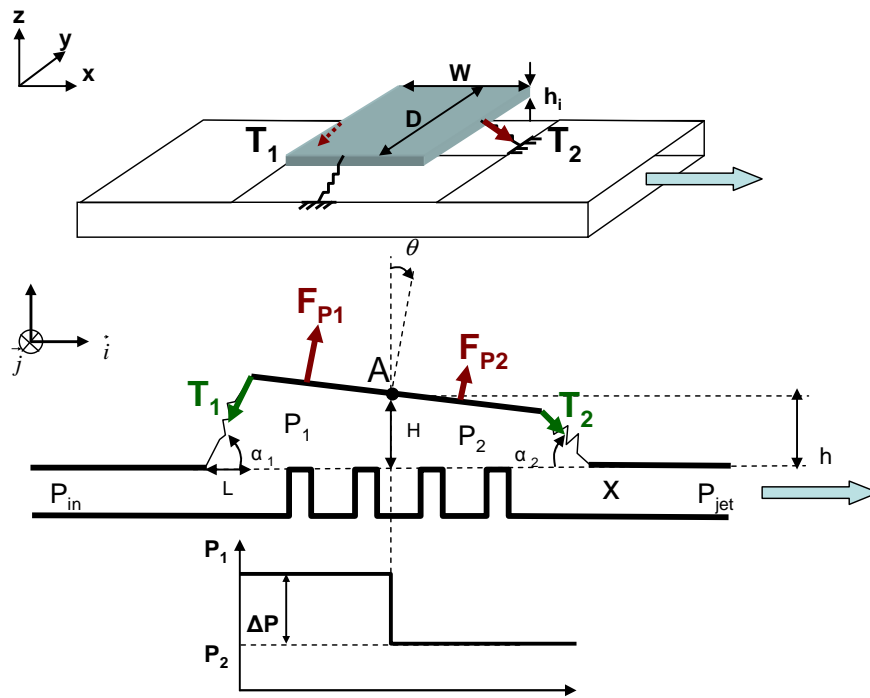


Fig. 3. 35. Variables et hypothèses posées pour l'étude de l'auto-oscillation.

Evaluation des fonctions $P_1(\theta)$, $\Delta P_H(H)$, et $\Delta P_\theta(\theta)$

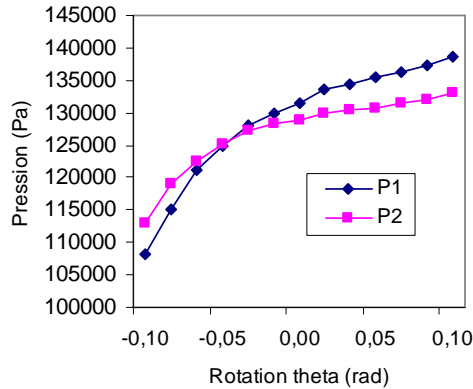
La variation de la perte de charge sous la membrane est réalisée par simulation numérique via le logiciel STAR-CD, dans le cadre des hypothèses suivantes : fluide compressible et turbulent (modèle k, ε).

Le passage du fluide sous la membrane étant un phénomène beaucoup plus rapide que la vibration de cette dernière, le calcul est réalisé en régime stationnaire. Le temps caractéristique associé à un tel passage étant de 30 ms, le calcul réalisé dans cette partie est donc valable pour une fréquence d'actionnement petite devant la fréquence de coupure $F_c = 33 \text{ kHz}$.

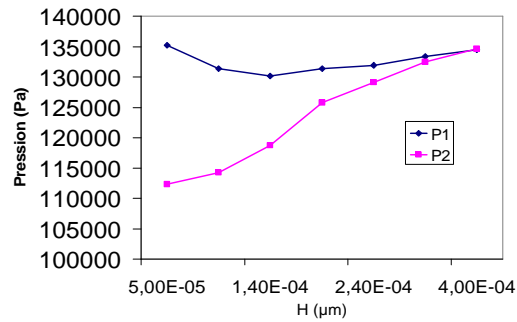
Les valeurs de P_1 , P_2 et ΔP sont calculées pour des valeurs de H comprises entre 50 μm et 400 μm , et pour des valeurs de θ comprises entre -5 et 5 degrés.

Les résultats obtenus sont consignés dans la Fig. 3. 36, on vérifie notamment sur cette figure la faible dépendance de P_1 avec la variable H .

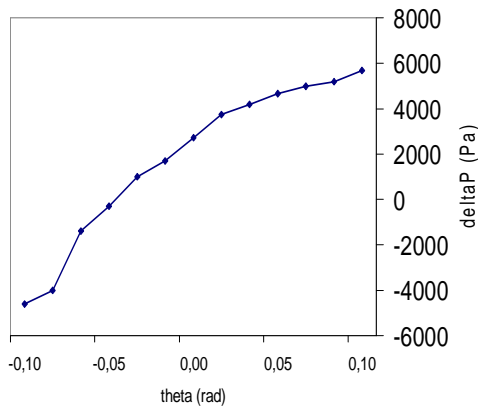
Variation de la pression sous l'îlot rigide en fonction de la rotation θ , pour $H_0=240\mu\text{m}$



Variation de la pression sous l'îlot rigide en fonction du gonflement H , pour $\theta=0$



Variation de la perte de charge $\Delta P=P_1-P_2$ sous l'îlot rigide en fonction de la rotation θ , $H_0=240\mu\text{m}$



Variation de la perte de charge $\Delta P=P_1-P_2$ sous l'îlot rigide en fonction du gonflement H , pour $\theta_0=0$

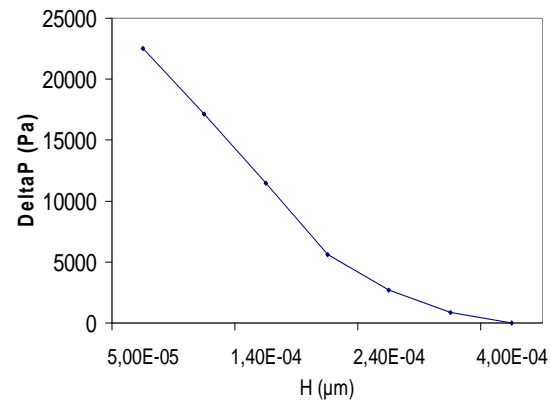


Fig. 3. 36. Valeurs de la pression P_1 et de la perte de charge ΔP calculées pour différentes valeurs du gonflement H et de la rotation θ de l'îlot rigide en silicium. Au vu de la faible variation de P_1 et fonction de H , on considérera $P_1(\theta)$ uniquement.

Une approximation des fonctions $P_1(\theta)$, $\Delta P_H(H)$ et $\Delta P_\theta(\theta)$ est ensuite obtenue par approximation polynomiale du troisième ordre. Notons toutefois que cette approximation est valable dans la plage de variation de H et θ n'excédant pas les valeurs simulées numériquement : (50 – 400 μm pour H et -6 – 6 degrés pour θ).

- Equation en θ : théorème du moment d'inertie

Le moment d'inertie et le moment cinétique du pad en silicium s'écrivent, en fonction de θ , avec D la largeur de l'îlot définie précédemment et h son épaisseur.

$$I = D.h_i \cdot \int_{-W/2}^{W/2} \rho_i \cdot x^2 dx = Dh_i \rho_i \frac{W^3}{12}, \quad (3.20)$$

$$\vec{\Gamma} = I \cdot \vec{\Omega} = Dh_i \rho_i \frac{W^3}{12} \frac{d\theta}{dt} \cdot (\vec{j})$$

L'écriture du moment résultant \vec{M}_p des efforts de pression s'exerçant sur l'îlot mobile donne :

$$\vec{M}_p = \frac{W}{4} \cdot (F_{p1} - F_{p2}) \cdot \vec{j} = D \frac{W^2}{8} \Delta P \cdot \vec{j} \quad (3.21)$$

Dans un premier temps, on considérera la variation de la pression sous la membrane comme une inconnue, caractérisée par les pressions P_1 et P_2 , et par la différence $\Delta P = P_1 - P_2$. On posera également les hypothèses suivantes :

- P_1 est fonction de θ , on notera : $P_1(\theta)$
- ΔP est fonction de H et θ , et est décomposable en :
 $\Delta P(H, \theta) = \Delta P_H(H) \cdot \Delta P_\theta(\theta)$.

Ces deux hypothèses seront ensuite vérifiées par simulation numérique.

L'écriture du moment de efforts de tension exercés par la membrane sur le pad donne :

$$\vec{M}_t = -\frac{W}{2} \left[T_1 \cdot \cos\left(\theta - \alpha_1 - \frac{\Pi}{2}\right) - T_2 \cdot \cos\left(\theta - \alpha_2 - \frac{\Pi}{2}\right) \right] \vec{j} \quad (3.22)$$

L'écriture du théorème du moment d'inertie sur l'îlot donne :

$$\frac{d\vec{\Gamma}}{dt} = \vec{M}_p + \vec{M}_t$$

Soit, sur l'axe \vec{j} : (3.23)

$$I \frac{d^2\theta}{dt^2} = D \frac{W^2}{8} \Delta P(H, \theta) - \frac{W}{2} [T_1 \cdot \sin(\alpha_1 - \theta) - T_2 \cdot \sin(\alpha_2 - \theta)]$$

Posons alors:

$$I \frac{d^2\theta}{dt^2} = D \frac{W^2}{8} \Delta P_H(H) \Delta P_\theta(\theta) - \frac{W}{2} A(H) \cdot \theta \quad (3.24)$$

Un développement limité en θ autour de zéro permet alors de trouver la fonction $A(H)$:

$$A(H) = \frac{2eDE}{L(H^2 + L^2)} \frac{(H^2 + L^2) \left(\sqrt{\frac{H^2 + L^2}{L^2}} - L^2 \right)}{\sqrt{\frac{H^2 + L^2}{L^2}}} \quad (3.25)$$

Posons maintenant l'hypothèse des petites déformations, en considérant que le mouvement vertical et angulaire (H, θ) de l'îlot rigide est petit et décrit par les variables (h, ϕ) et situé autour d'une valeur d'équilibre (H_0, θ_0) :

$$\begin{cases} H = H_0 + h \\ \theta = \theta_0 + \phi \end{cases} \quad (3.26)$$

L'équation (3.24) donne alors, en conservant uniquement les termes dynamiques du premier ordre :

$$I \frac{d^2 \theta}{dt^2} = D \frac{W^2}{8} \left[\frac{d\Delta P_H}{dH}(H_0) \cdot h \cdot \Delta P_\theta(\theta_0) + \Delta P_H(H_0) \cdot \frac{d\Delta P_\theta}{d\theta}(\theta_0) \cdot \phi \right] - \frac{W}{2} \left[A(H_0) \cdot \phi + \frac{dA}{dH}(H_0) \cdot h \cdot \theta_0 \right] \quad (3.27)$$

Identifions ce résultat avec l'équation harmonique couplée :

$$\frac{d^2 \phi}{dt^2} = -\omega_\theta^2 - \eta h \quad (3.28)$$

On obtient :

$$\begin{cases} \omega_\theta^2 = \frac{12}{Dh_i \rho_i W^3} \left[\frac{W}{2} A(H_0) - D \frac{W^2}{8} \Delta P_H(H_0) \cdot \frac{d\Delta P_\theta}{d\theta}(\theta_0) \right] \\ \eta = \frac{12}{Dh_i \rho_i W^3} \left[\frac{W}{2} \frac{dA}{dH}(H_0) \cdot \theta_0 - D \frac{W^2}{8} \frac{d\Delta P_H}{dH}(H_0) \cdot \Delta P_\theta(\theta_0) \right] \end{cases} \quad (3.29)$$

- **Equation en h : principe fondamental de la dynamique**

L'îlot rigide en silicium est soumis aux efforts résultants de la surpression interne dans le microcanal \vec{F}_p , contrebalancée à la tension de la membrane flexible $\vec{T} = \vec{T}_1 + \vec{T}_2$.

La déflexion angulaire θ étant supposée très faible, l'application du principe fondamental de la dynamique appliqué à l'îlot rigide, et projeté sur la direction \vec{k} donne :

$$m \frac{d^2 H}{dt^2} = D \frac{W}{2} (P_1 + P_2) - [T_1 \sin(\alpha_1) + T_2 \sin(\alpha_2)]$$

$$\text{Soit : } m \frac{d^2 H}{dt^2} = D \frac{W}{2} (2P_1(\theta) - \Delta P_H(H) \Delta P_\theta(\theta)) - B(H).H \quad (3.30)$$

$$\text{Avec : } B(H) = \frac{eDE}{L} \cdot \frac{\sqrt{\left(\frac{H}{L}\right)^2 + 1} - 1}{\sqrt{\left(\frac{H}{L}\right)^2 + 1}}$$

En posant l'hypothèse des petites déformations, et en conservant les termes dynamiques de premier ordre, on obtient :

$$m \frac{d^2 H}{dt^2} = DW \frac{dP_1}{d\theta}(\theta_0) \cdot \phi - D \frac{W}{2} \left[\frac{d\Delta P_H}{dH}(H_0) \cdot h \cdot \Delta P_\theta(\theta_0) + \Delta P_H(H_0) \cdot \frac{d\Delta P_\theta}{d\theta}(\theta_0) \right] - \left[H_0 \frac{dB}{dH}(H_0) \cdot h + B(H_0) \cdot h \right] \quad (3.31)$$

Identifions ce résultat avec l'équation harmonique couplée :

$$\frac{d^2 h}{dt^2} = -\omega_H^2 h + \xi \phi \quad (3.32)$$

On obtient :

$$\begin{cases} \omega_H^2 = \frac{1}{h_i \rho_i W D} \left[H_0 \cdot \frac{dB}{dH}(H_0) + B(H_0) - D \frac{W}{2} \frac{d\Delta P_H}{dH}(H_0) \cdot \Delta P_\theta(\theta_0) \right] \\ \xi = \frac{1}{h_i \rho_i W D} \left[DW \frac{dP_1}{d\theta}(\theta_0) - D \frac{W}{2} \Delta P_1(H_0) \cdot \frac{d\Delta P_\theta}{d\theta}(\theta_0) \right] \end{cases} \quad (3.33)$$

En supposant h et ϕ des solutions de type harmonique ; on obtient :

$$\begin{cases} (\omega^2 - \omega_\theta^2) \phi - \eta h = 0 \\ (\omega^2 - \omega_H^2) h + \xi \phi = 0 \end{cases} \quad (3.34)$$

$$\text{soit : } \omega^4 - \omega^2(\omega_\theta^2 + \omega_H^2) + \omega_\theta^2 \omega_H^2 + \eta \xi = 0$$

Les solutions ω^2_1 et ω^2_2 de cette équation sont :

$$\begin{cases} \omega^2_1 = \frac{\omega_\theta^2 + \omega_H^2}{2} + \sqrt{\left[\frac{\omega_\theta^2 - \omega_H^2}{2} \right]^2 - \eta \xi} \\ \omega^2_2 = \frac{\omega_\theta^2 + \omega_H^2}{2} - \sqrt{\left[\frac{\omega_\theta^2 - \omega_H^2}{2} \right]^2 - \eta \xi} \end{cases} \quad (3.35)$$

Interprétation des résultats

Le calcul numérique des valeurs de ω_1^2 et ω_2^2 est réalisé grâce à la simulation numérique de la perte de charge sous la membrane flexible en fonction de H et θ . On note alors :

$$f_{1,2} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\omega_{1,2}^2} \text{ avec } \omega_1 \text{ et } \omega_2 \text{ les solutions obtenues après résolution de l'équation (3. 34).}$$

La Fig. 3. 37 présente la variation du déterminant de cette équation :

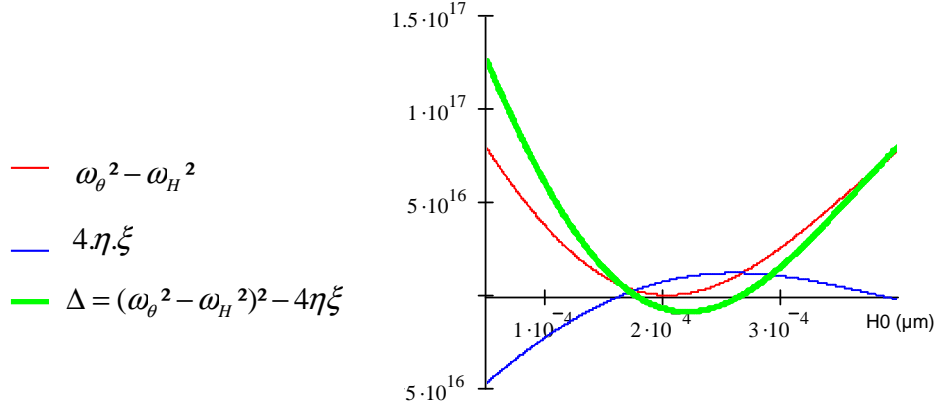


Fig. 3. 37. Variation du coefficient de couplage $\eta\xi$ et du déterminant de l'équation ?? en fonction de la hauteur de gonflement H_0 , pour une rotation en statique $\theta_0 = 2$ degrés.

On constate sur cette figure qu'il existe une plage de valeurs du gonflement caractérisé par un déterminant négatif, offrant un ensemble de solutions au problème de type :

$$\begin{cases} \omega_1^2 = \frac{\omega_\theta^2 + \omega_H^2}{2} + i\sqrt{\frac{\Delta}{4}} \\ \omega_2^2 = \frac{\omega_\theta^2 + \omega_H^2}{2} - i\sqrt{\frac{\Delta}{4}} \end{cases}, \text{ soit } \begin{cases} \omega_1^2 = Ae^{i\varphi} \\ \omega_2^2 = Ae^{-i\varphi} \end{cases} \quad (3. 36)$$

Les solutions f_1 et f_2 sont donc :

$$\begin{cases} f_1 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\omega_1} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{A} e^{i\frac{\varphi}{2}} \\ f_2 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\omega_2} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{A} e^{-i\frac{\varphi}{2}} \end{cases} \quad (3. 37)$$

Les valeurs des solutions f_1 et f_2 ont donc une partie réelle égale et une partie imaginaire opposée. Dans le cas $\Delta < 0$, le système est instable et vibre à la fréquence $f = \text{Re}(f_1) = \text{Re}(f_2)$ sous l'effet d'une excitation de faible amplitude.

Le tracé des valeurs de f_1 et f_2 en dehors de la plage correspondant à $\Delta < 0$ est présenté dans la Fig. 3. 38.

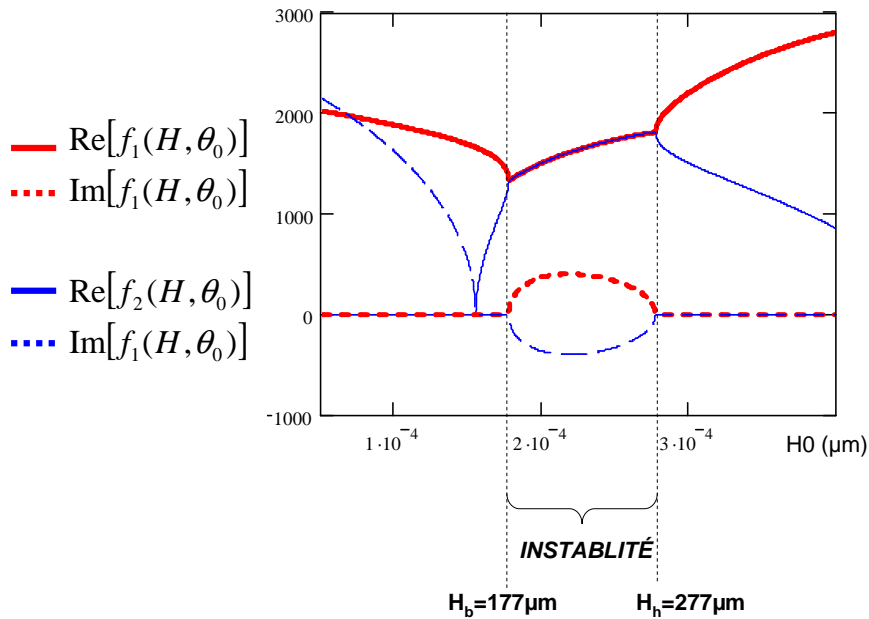


Fig. 3. 38. Variation des parties réelle et imaginaire des fréquences de résonance f_1 et f_2 en fonction du gonflement en statique H_0 , pour une rotation en statique $\theta_0=2$ degrés.

On constate sur cette figure la présence de la bulle d'instabilité précédemment définie par la condition $\Delta < 0$ d'une part, la partie réelle des solutions f_1 et f_2 étant égale et croissante avec l'augmentation du gonflement de la membrane, donc avec l'augmentation de la pression en entrée de microvalve. En effet, une augmentation de cette pression d'entrée, provoquant un gonflement plus important, implique une surtension dans la membrane souple tendant à rigidifier le système dynamique. La fréquence de résonance est donc vouée à augmenter.

On constate également la présence d'une zone instable pour de faibles valeurs de H_0 , explicable par le couplage important entre la perte de charge ΔP et le gonflement de la membrane dans le cas des petites valeurs de celui-ci.

Les caractéristiques fluides des micro-jets pulsés produits par Auto-oscillation sont présentées dans la partie 4. La théorie et l'expérience montrent que dans le cas des microvalves telles qu'elles sont dimensionnées dans cette partie 3, l'excitation par Auto-oscillation est limitée en fréquence à une valeur avoisinant 1500Hz. Cette limite provient en partie de la faible inertie de la partie mobile. Nous verrons dans la partie suivante qu'il est possible d'induire un type d'instabilité sur des structures à forte inertie grâce à une interaction aimant-aimant.

4.3. Auto-oscillation forcée par couplage magnétique

De manière à relier les deux domaines d'actionnement (électromagnétique : $f < 500$ Hz, auto-oscillation : $f > 1500$ Hz), un dernier type d'actionnement a été mis en place. Le principe consiste cette fois-ci à forcer le mouvement oscillant de la membrane lestée en utilisant les efforts de répulsion ayant lieu entre deux aimants permanents dont l'aimantation rémanente s'oppose. La mise en place d'un tel type d'actionneur est très simple et présente le grand avantage de ne pas nécessiter d'apport énergétique pour fonctionner : l'énergie est apportée par la pression de fluide traversant le microcanal.

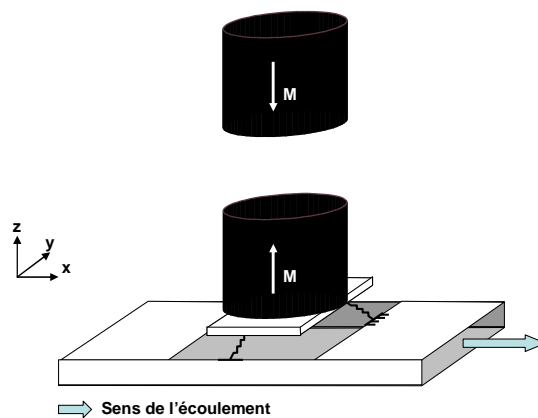


Fig. 3. 39. Principe d'actionnement par auto-oscillation forcée

Intéressons nous dans un premier temps à la force d'interaction engendrée par les deux aimants. Pour ce faire, on utilisera le formalisme de masse magnétique équivalente, permettant de tirer profit de l'analogie entre magnétostatique et électrostatique. Les modèles équivalents disponibles sont explicités sur la figure Fig. 3. 40.

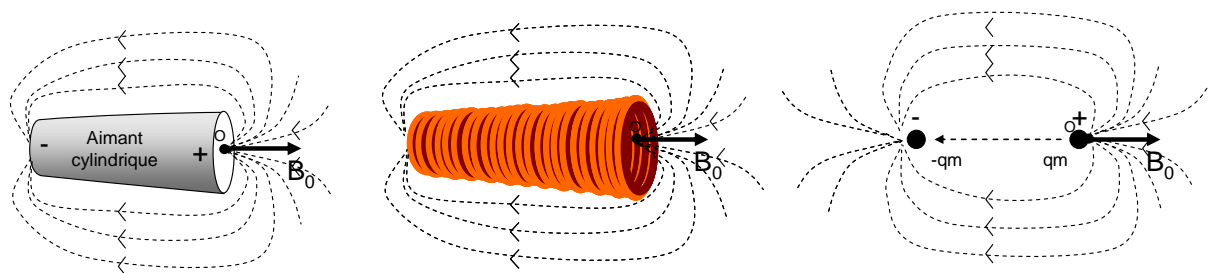


Fig. 3. 40. Modélisation d'un barreau aimanté par masses magnétiques.

Considérons un barreau cylindrique d'aimant permanent, de longueur L et de rayon R . Il émet au niveau de sa surface $A = \Pi R^2$ le champ magnétique B_0 . La bobine équivalente, de

longueur et de rayon identiques, comprenant N tours parcourus par le courant I, émet un champ B_0 à sa surface, donné par l'équation :

$$B_0 = \frac{\mu_0 NI}{2\sqrt{(L_a^2 + R^2)}} \quad (3.38)$$

Cette bobine est équivalente au couple de masses magnétiques ($qm, -qm$), avec

$$qm = \frac{N}{L_a} IA$$

$$\text{Soit : } qm = \frac{2B_0 A}{\mu_0 L} \sqrt{L_a^2 + R^2} \quad (3.39)$$

Le champ magnétique H produit par le dipôle magnétique de masse q_m est alors donné par la relation :

$$\vec{H} = \frac{1}{4\Pi} \frac{q_m \vec{r}}{r^2} \quad (3.40)$$

Le problème du calcul de la force induite entre deux aimants permanents identiques revient donc à considérer l'interaction entre deux dipôles magnétiques parfaitement alignés, séparés de la distance d .

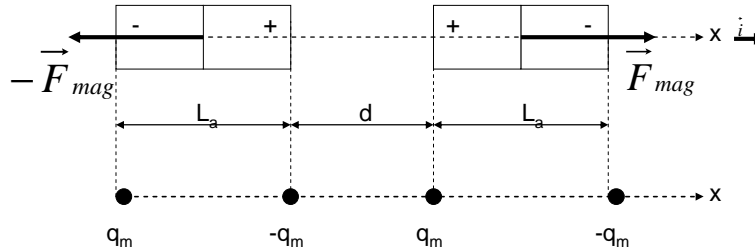


Fig. 3. 41. Force induite par un aimant permanent sur un deuxième, cas parfaitement aligné.

Le calcul de la force induite sur l'aimant 1 par l'aimant 2 revient donc à considérer deux attractions (+-) et deux répulsions (--, ++). La force totale est donnée par l'équation [24],[25]:

$$\vec{F}_{mag} = \frac{B_0^2 A^2}{\Pi \mu_0} \frac{(L_a^2 + R^2)}{L_a^2} \left(\frac{1}{d^2} + \frac{1}{(d + 2L_a)^2} - \frac{2}{(d + L_a)^2} \right) \vec{i} \quad (3.41)$$

Le tracé de la force F dans le cas des aimants sélectionnés pour l'actionnement est détaillé dans la Fig. 3. 42. On constate qu'un éloignement inférieur à 5mm est nécessaire pour compenser les efforts de pression appliqués sur la membrane (0.4 N, cf. Tableau 3. 4).

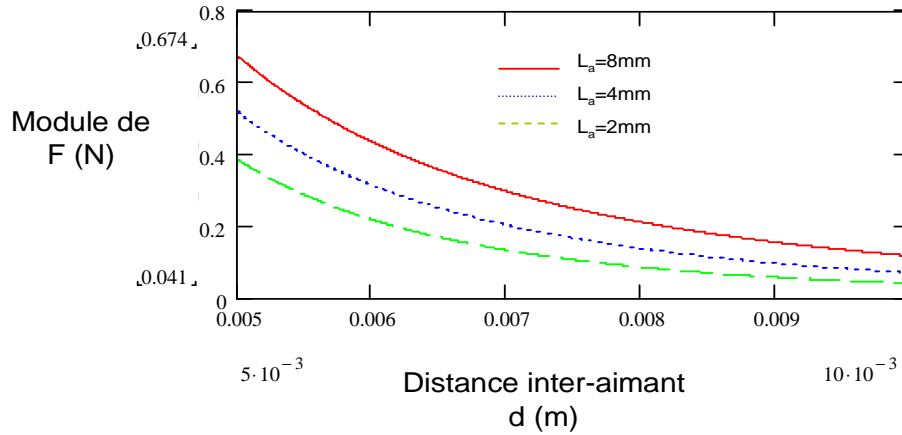


Fig. 3. 42. Module de la force de répulsion entre deux aimants cylindriques, identiques et parfaitement alignés (R=1.5 mm, NdFeB).

Ce type d'actionnement à deux aimants est intéressant du point de vue de l'actionnement en statique (force F obtenue pour la fermeture supérieure à la valeur critique de 0.4 N). Quand les efforts de pression sont complètement compensés par la force F d'interaction, il suffit d'une petite perturbation pour mettre l'îlot en résonance. Le déplacement alors obtenu permet un actionnement efficace du micro-jet en sortie de micro-valve. Il est cependant possible de trouver les fréquences de résonance en dynamique du système (membrane souple-îlot rigide – aimants permanents) par simple application du principe fondamental de la dynamique.

Les forces s'exerçant sur l'îlot rigide sont alors :

- La résultante des efforts de pression $\vec{F}_p = \int_{M \in \text{îlot}} P(M) dS \vec{n}$.
- Les quatre résultantes des efforts de tension de membrane. Par symétrie, on a : $T_1 = T_2$ et $\alpha_1 = -\alpha_2$.
- La force F d'interaction aimant permanent – aimant permanent \vec{F}_{mag} .
- Le poids de l'aimant, négligeable.

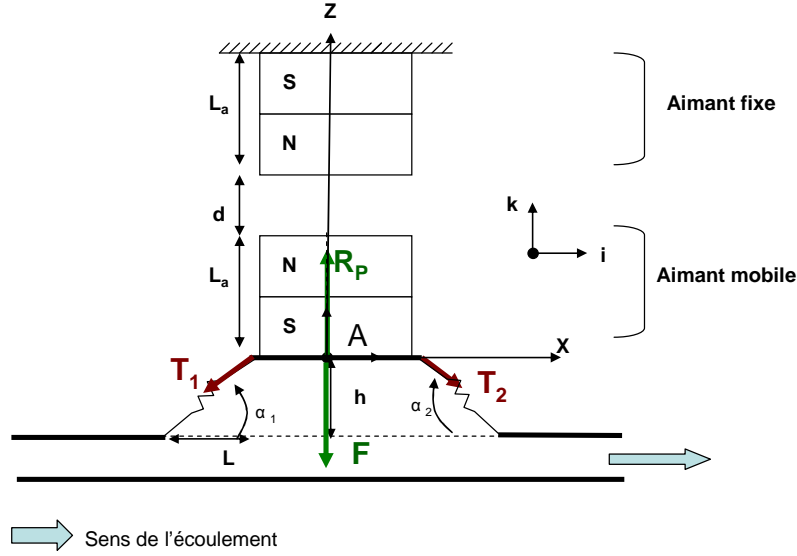


Fig. 3. 43. Variables utilisées pour l'étude du phénomène d'auto-oscillation forcée

Le principe fondamental de la dynamique donne alors pour l'aimant mobile, en projection sur l'axe Oz :

$$\rho_a AL \frac{d^2 h}{dt^2} = DW(P_{in} - P_{ext}) - 4eE \left(\lambda - \frac{1}{\lambda^2} \right) \sin(\alpha_2) - F_{mag} \quad (3.42)$$

Or, il existe une distance d_0 pour laquelle F_{mag} compense exactement les efforts de pression. Dans ce cas-ci, le gonflement h est nul (pas de déformation). En revanche, si on considère h très petit, il est possible de développer au premier ordre les expressions de la tension T et de la force F_{mag} :

$$T(h) \cdot \sin(\alpha(h)) = \frac{3}{2} L^2 h^2 + O(h^4)$$

$$F_{mag}(d) = F_{mag}(d_0) + \frac{B_0^2 A^2 (L^2 + R^2)}{\Pi \mu_0 L_a^2} \left(\frac{2}{d_0^3} + \frac{2}{(d_0 + 2L_a)^3} - \frac{4}{(d_0 + L_a)^3} \right) (d_0 - d) + O(d - d_0)^2 \quad (3.43)$$

$$\text{Avec : } (d_0 - d) = h,$$

$$\text{et } F_{mag}(d_0) = DW(P_{in} - P_{ext}) \text{ (compensation des efforts de pression interne)}$$

Le principe fondamental de la dynamique donne alors, au premier ordre :

$$\rho_a AL_a \frac{d^2 h}{dt^2} = \frac{B_0^2 A^2 (L_a^2 + R^2)}{\Pi \mu_0 L_a^2} \left(\frac{2}{d_0^3} + \frac{2}{(d_0 + 2L_a)^3} - \frac{4}{(d_0 + L_a)^3} \right) h \quad (3.44)$$

En notant :

$$\frac{d^2h}{dt^2} + \Omega^2 h = 0 \quad (3.45)$$

On obtient :

$$\Omega = \sqrt{\frac{1}{\rho_a A L_a} \frac{B_0^2 A^2 (L_a^2 + R_a^2)}{\Pi \mu_0} \left(\frac{2}{d_0^3} + \frac{2}{(d_0 + 2L_a)^3} - \frac{4}{(d_0 + L_a)^3} \right)} \quad (3.46)$$

Les valeurs de la fréquence d'actionnement $f = \frac{\Omega}{2\Pi}$ sont très inférieures à celles obtenues par auto-oscillation (cf. Fig. 3.44)

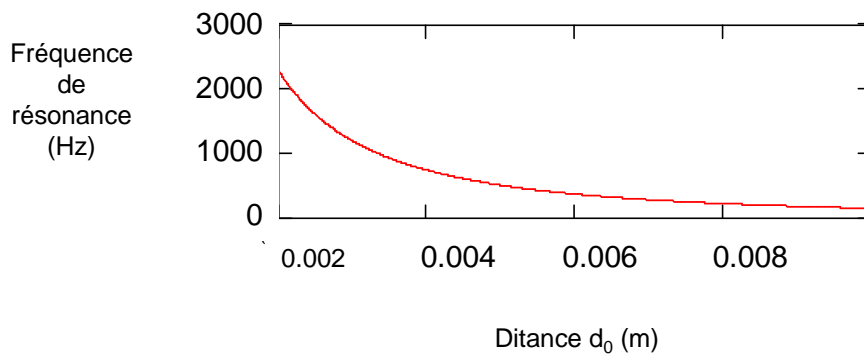


Fig. 3.44. Variation de la fréquence de résonance avec la distance inter-aimant d_0

Le système auto-oscillant ainsi fabriqué permet donc de réaliser un actionnement intermédiaire entre les plages de fonctionnement basse fréquence (actionnement électromagnétique) et haute fréquence (actionnement par auto-oscillation). Ici encore, les observations expérimentales permettent de recouper les données théoriques (augmentation de la fréquence de résonance avec la diminution de l'espace inter-aimant). Cependant, c'est l'analyse des phénomènes non-linéaires entrant en jeu qui permet de formuler un critère de mise en résonance de la structure mobile. Il s'agit en particulier de la prévision des seuils de pression à atteindre en entrée de valve pour obtenir un actionnement, et du seuil à ne pas dépasser pour saturer le système. Des pistes intéressantes sont actuellement développées dans le domaine de l'acoustique musicale, en particulier au niveau de l'étude des seuils de production et de saturation de la clarinette.

5. Conclusions

Le concept de microvalve fonctionnant sur le principe du gonflement d'une membrane souple a été d'abord dimensionné au regard du cahier des charges type fixé dans la partie 1. Le choix des matériaux constitutifs a ensuite été effectué, un soin particulier étant porté à la durée de vie de ces derniers dans les conditions difficiles caractéristiques de l'environnement d'utilisation.

Le système d'actionnement a aussi été défini (cahier des charges type de l'actionneur), puis dimensionné.

Une série de modèles théoriques ont ensuite été définis, d'abord dans le cas d'un fonctionnement en statique, puis en dynamique. Cette étude a permis de mettre en lumière de nouvelles voies d'actionnement par auto-oscillation, caractérisées par des fréquences propres plus importantes et l'absence de nécessité d'apport en énergie.

Pour chacune des méthodes d'actionnement définies précédemment, une plage de fonctionnement a été identifiée. L'ensemble des résultats correspondants est résumé dans la en comparaison avec la bibliographie.

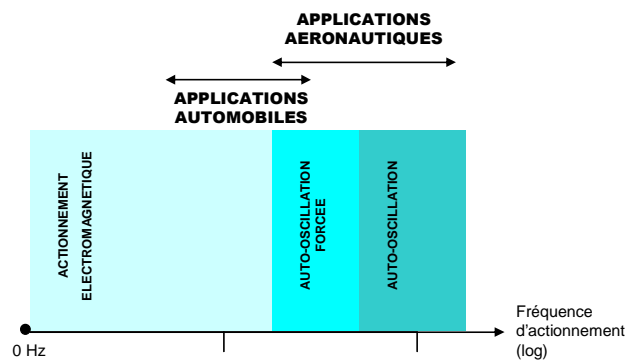


Fig. 3. 45. Plages fréquentielles disponibles pour l'actionnement de la microvalve, en comparaison avec la bibliographie.

Le dimensionnement effectué dans cette partie satisfait donc le cahier des charges type, puisque les fréquences d'actionnement prévues correspondent avec les demandes du secteur aéronautique. Cependant, la connaissance des vitesses obtenues en sortie de valve manque encore au tableau des performances. Si certains résultats ont été obtenus en statique par simulation numérique, l'analyse du problème couplé fluide-structure est très difficile à aborder par simulation. C'est donc surtout la caractérisation des micro structures fabriquées qui va permettre de compléter le tableau. Cette étude fait l'objet de la partie 4.

Références bibliographiques

- [1] B H Kim, D R Williams, « Modelling pulsed blowing systems for flow control », AIAA Journal 43 (2005), pp. 314-325.
- [2] J A Connally, SB brown, “Slow crack growth in single-crystal silicon”, Science 256 (1992), pp. 1537-1539.
- [3] L Buchailot, « Contribution à l’introduction de concepts mécaniques dans les micro et les nano systèmes », HDR , Université des Sciences et Technologies de Lille, Mars 2004.
- [4] C L Muhlstein, S Brown, R O Ritchie, “Fatigue of polycrystalline silicon for MEMS applications : crack growth and stability under resonant loading conditions”, Mechanical Materials, 2002.
- [5] C L Muhlstein, S Brown, R O Ritchie, “High cycle fatigue of polycrystalline silicon films in laboratory air”, Proc. Of Materials Science Microelectromechanical Systems (MEMS) Devices III, Boston, 2000.
- [6] P Combette, I Ernoult, « Physique des polymères, II. Propriétés mécaniques », Hermann Editeurs, 2005.
- [7] R Viard, Rapport de Stage (IEMN-MBDA), 2006.
- [8] D J Bell, T J Liu, NA Fleck, SM spearing, “MEMS actuators and sensors: observations on their performance and selection for purpose”, Journal of Micromechanics and Microengineering 15 (2005), pp. 153-164.
- [9] H Ishiara, F Arai, “Micro mechatronics and actuators”, Proceedings of the IEEE Transactions on Mechatronics (1996), pp. 68-79.
- [10] S Koganezawa, Y Uematsu, T Yamada, H Nakano, J Inoue, T Suzuki, “Dual-stage actuator system for magnetic disk drives using a shear mode piezoelectric microactuator”, IEEE Transactions on Magnetism 35 (1999) pp.988-992.
- [11] QQ Zhang, S J Gross, S Tadigadapa, T N Jackson, F T Djuth, “Lead Zirconate Titanate films for d33 mode cantilever actuators”, Sensors and actuators A 105 (2003) pp. 91-97
- [12] catalogue Polytech PI.
- [13] I Roch, P Bidaud, D Collard, L Buchailot, « Fabrication and characterization of an SU-8 gripper actuated by a shape memory alloy thin film”, Journal of Micromechanics and Microengineering 13 (2003), pp. 330-336.
- [14] E Pagounis, E Quandt, . “Recent advances and challenges in magnetic shape memory materials”, Proceedings of the 10th ACTUATOR conference (2006), pp. 394-400.

- [15] P Sommer Larsen, R Kornbluh, “Overview of recent advances in polymer actuators”, Proceedings of the 10th ACTUATOR conference (2006), pp. 86-96.
- [16] H Sehr, I S Tomlin, B Huang, s P Beepy, A G R Evans, A Brunnschweiler, G S Ensell, C G J Schabmuller, T E G Niblock, “Time constant in lateral resonances of themal vertical bimorph actuators”, Journal of micromechanics and microengineering, 12 (2002), pp. 410-413.
- [17] C Massin, G Boreo, F Vincent, J Abenkaim, P A Besse, R S Popovic, . “High-Q factor RF planar microcoils for microscale NMR spectroscopy”, Sensor and Actuator A 97-98 (2000), pp. 280-288.
- [18]. V Seidemann, S Buettgenbach, “Novel fabrication process for 3D meander-shaped microcoils in SU-8 dielectric and their application to linear micromotors”, Proceedings of SPIE - MEMS Design, Fabrication, Characterization, and Packaging (2001), pp. 304-309.
- [19] B Wagner, W Benecke, “Microfabricated actuator with moving permanent magnet” , Proceedings of the IEEE Inverstigation of MicroStructures Sensors Actuators Machines and Robots (1991), pp. 27-32.
- [20] Y Shinozawa, T Abe, “A proportional micro-valve using a bi-stable magnetic actuator”, Proceedings of the IEEE Micro Electro Mechanical Systems, (1997), pp. 223-243.
- [21] T Fukuda, H Morita, F Arai, H Ishihara, H Matsuura, “Micro resonator using electromagnetic actuator for tactile display”, Proceedings of the IEEE International Symposium on Micromechatronics and Human Science (1997), pp. 143-148.
- [22] P Lethuillier, D Guignoux, Y Souche, O Geoffroy, C Segebarth, J Pierre, M F Rossignol, J C Peuzin, m Molho, C Lacroix, M Decorps, J Laforest, M Cyrot, M Schlenker, J L Porteseil, E du Trémolet de Lachesserie, B Dienny, P Rochette, J P Yonnet, “Magnétisme, Tome II – Matériaux et applications”, Editions EDP, 2000.
- [23] Site Internet du fabricant d’aimants MMC Magnetics : <http://www.mmcmagnetics.com>.
- [24] R Castañer, J M Medina, M J Cuesta-Bolao, “The magnetic dipole interaction as measured by spring dynamometers”, American Journal of Physics 74-6 (2006), pp.510-513.
- [25] S Defrancesco, V Zanetti, “Experiments on magnetic repulsion”, American Journal of Physics 51-11 (1983), pp.1023-1025.

Partie 4

Procédé de fabrication, caractérisation et utilisation des microvalves à membrane souple pour le contrôle actif de décollement

Introduction

Dans cette partie, nous décrivons dans un premier temps le procédé de fabrication des microvalves à membrane souple dont le fonctionnement et le dimensionnement ont été présentés dans la partie 3. Nous nous intéresserons ensuite à la caractérisation de ces systèmes, à partir des outils spécifiques aux micro-écoulements aériens dont la mise en place a été décrite dans la partie 2. Enfin, après un comparatif par rapport au cahier des charges type et aux systèmes concurrents existants, nous décrivons la mise en place de deux expériences de contrôle actif de décollement en soufflerie, réalisées en partenariat avec l'ONERA et le LML. Les premiers résultats de ces expériences seront aussi présentés.

1. Procédé de fabrication

L'utilisation des techniques de microfabrication héritées de la microélectronique pour la réalisation de systèmes à échelle réduite permet de bénéficier de nombreux avantages :

- Une définition très fine des motifs usinés (typiquement $1\mu\text{m}$ pour la lithographie optique).
- L'usinage collectif d'une grande quantité de structures, permettant la réduction importante du coût de fabrication unitaire lors de la production (cf. Fig. 4. 1).

Elle est cependant accompagnée d'un certain nombre d'inconvénients :

- L'utilisation presque systématique de substrats en silicium ou en verre (la majorité des procédés et des machines étant optimisés pour l'usinage de ces deux matériaux)
- Le caractère surfacique de ces méthodes : une grande partie des méthodes de microfabrication réside dans la gravure et le dépôt successifs de couches de matériau structurel, limitant l'épaisseur typique des systèmes fabriqués à une centaine de microns.

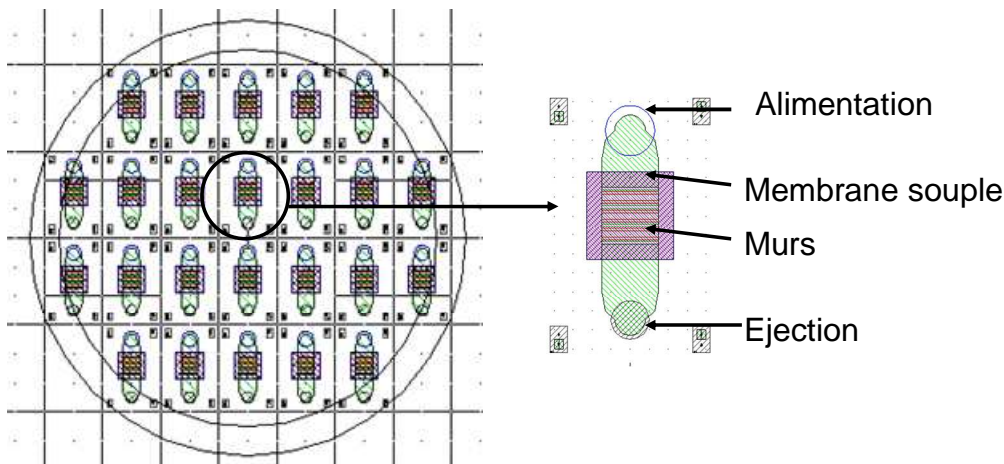


Fig. 4. 1. Distribution spatiale des microvalves sur un substrat : Entre 20 et 30 valves sont typiquement réalisables sur un substrat de diamètre 7,5 cm.

Pour la fabrication de microvalves, la principale difficulté réside dans la réalisation de structures très épaisses (épaisseur du canal : $380\mu\text{m}$, épaisseur totale : $1200\mu\text{m}$ environ). La solution envisagée consiste à utiliser trois substrats usinés séparément (épaisseur $380\mu\text{m}$), puis assemblés. On verra donc successivement dans cette partie les techniques de gravure, puis les techniques d'assemblage utilisées pour la fabrication des microvalves à membrane souple.

Le procédé de fabrication final est résumé sur la Fig. 4. 2.

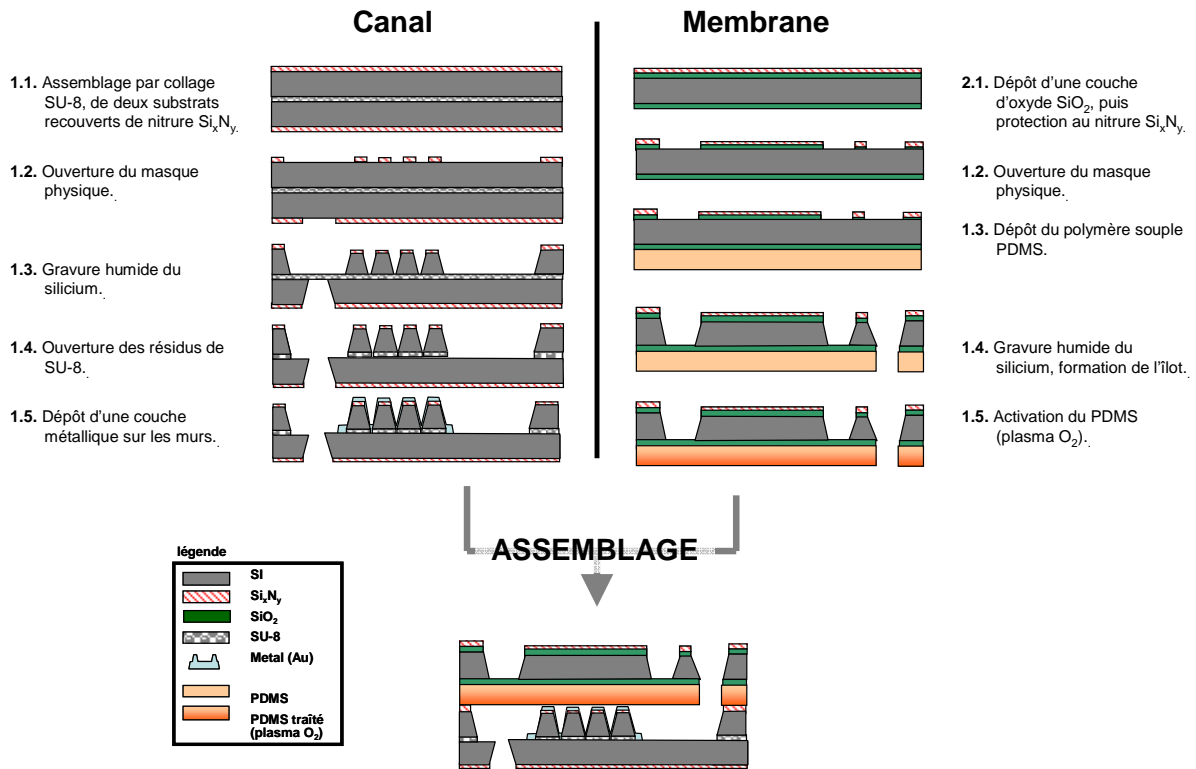


Fig. 4. 2. Procédé de fabrication des microvalves à membrane souple.

1.1. Méthodes de gravure

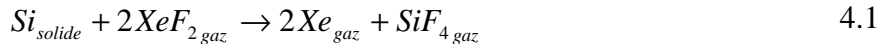
Les méthodes de gravure profonde du silicium typiquement utilisées pour la fabrication de microsystèmes sont les suivantes :

Tableau 4. 1. Procédés de gravure profonde du silicium et profils de gravure associés [1].

Type de gravure	Isotropie	Vitesse	Profil associé
Gravure profonde sèche (DRIE) $\text{CHF}_3\text{-CF}_4/\text{SF}_6\text{-O}_2$	anisotrope	Environ $10\mu\text{m}/\text{min}$ suivant recette	
Gravure humide KOH, 40%, 80°C TMAH, 80°C	anisotrope	$1\mu\text{m}/\text{min}$ $0.5\mu\text{m}/\text{min}$	
Gravure phase gazeuse XeF_2	isotrope	1 à 3 $\mu\text{m}/\text{min}$	

Gravure isotrope en phase gazeuse XeF₂

Le principe de la gravure en phase gazeuse consiste à réaliser périodiquement la mise en présence du silicium à graver et le gaz corrosif XeF₂, puis le pompage de la chambre réactionnelle. Cette méthode de gravure est caractérisée par une vitesse importante (1 à 2 μm/min dans la profondeur, 3 à 4 μm/min en sous-gravure, ([4], [5]), accompagnée d'une grande facilité de mise en place. La réaction chimique entrant en jeu est la suivante :



Cependant, la gravure étant isotrope, les motifs obtenus ont une forme peu intéressante au niveau fluïdique (recirculations et fragilisation au niveau de la sous-gravure). Enfin, les bâtis actuels posent encore de gros problèmes d'homogénéité de gravure.

Gravure humide

Le silicium est un matériau cristallin, les atomes le constituant sont ordonnés suivant l'ordre précis défini par la maille cristalline. Il existe dans cet arrangement périodique des plans caractérisés par une densité atomique plus importante que d'autres. Le procédé de gravure humide est fondé sur la complexation progressive du silicium dans des solutions à forte concentration en ions OH⁻. La cinétique de la réaction étant sensible à l'encombrement stérique au niveau de la surface gravée, le plan cristallin <111> est gravé plus lentement que les autres car il est plus dense en atomes. La gravure nécessite ici aussi un masque, réalisé dans un matériau faiblement gravé par la solution corrosive. Une solution classique consiste à utiliser une couche d'oxyde de silicium SiO₂ ou de nitrure Si₃N₄.

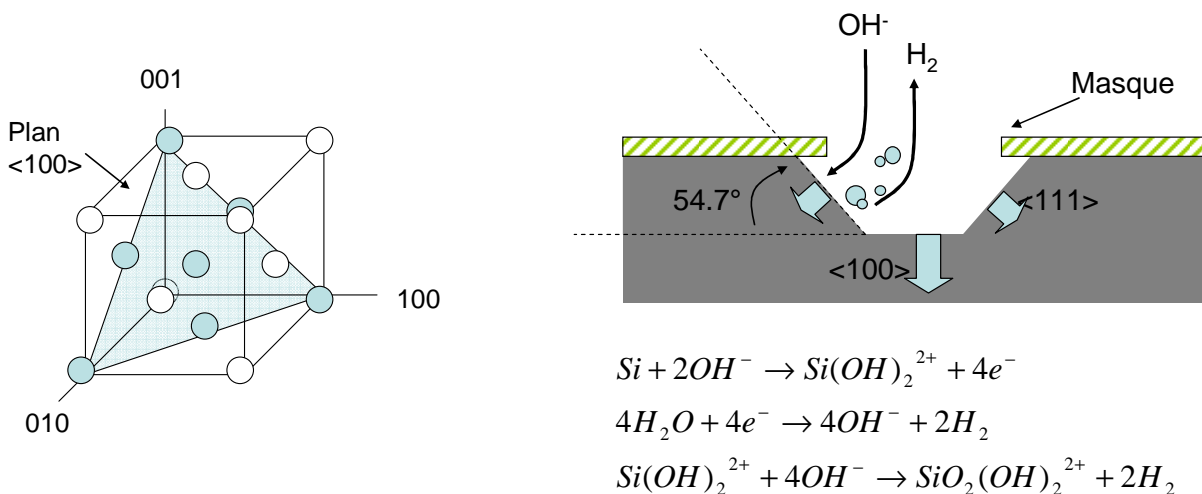


Fig. 4. 4. Plans cristallins du silicium, et principe de la gravure humide KOH [6],[7].

Les deux produits les moins toxiques actuellement utilisés pour ce type de gravure sont la potasse en solution à 40% et le TetraMethylAmmonium hydroxyde (TMAH). La vitesse de gravure atteint alors un maximum pour chacun de ces produits à la température de 80°C, respectivement 1µm/min et 0.5µm/min. TMAH et KOH ne sont pourtant pas identiques du point de vue de l'utilisation, puisque dans notre cas, le PDMS souffrira d'un séjour au TMAH (aspect ridé, gonflement, décollement), mais pas au KOH. Notons enfin que même inclinés, les profils de gravure disposent d'une forme intéressante au niveau fluïdique puisqu'ils constituent des rétrécissements et des élargissements progressifs de la section fluïde (engendrant donc une perte de charge moins importante).

Mise en place pour la fabrication de microvalves

La méthode de gravure choisie est la gravure humide KOH car elle est l'unique méthode de gravure anisotrope supportée par les polymères SU-8 et PDMS utilisés pour l'assemblage de la structure. Pour la réalisation des motifs dans le silicium, on utilisera un masque physique en nitrure contraint Si_3N_4 ou peu contraint Si_xN_y (suivant disponibilité, les contraintes résiduelles apportant des déformations négligeables au vu de l'épaisseur des structures).

Une première étape consiste à déposer le matériau de masquage sur le substrat. 2000 Å de nitrure Si_3N_4 , déposés par technique LPCVD (Low Pressure Chemical Vapour Deposition) suffisent à protéger le silicium pendant la gravure humide. Dans le cas de la protection par nitrure, c'est davantage la densité de la couche déposée qui importe, puisque la vitesse de gravure par le KOH est nulle.

Une couche de résine est ensuite déposée grâce à une tournette sur le substrat, puis insolée et révélée par lithographie classique (cf. Fig. 4. 5). Cette couche polymère constitue un masque pour la gravure de la couche de nitrure précédemment déposée. Il s'agit typiquement d'une couche de 2µm d'épaisseur de résine AZ 1518.

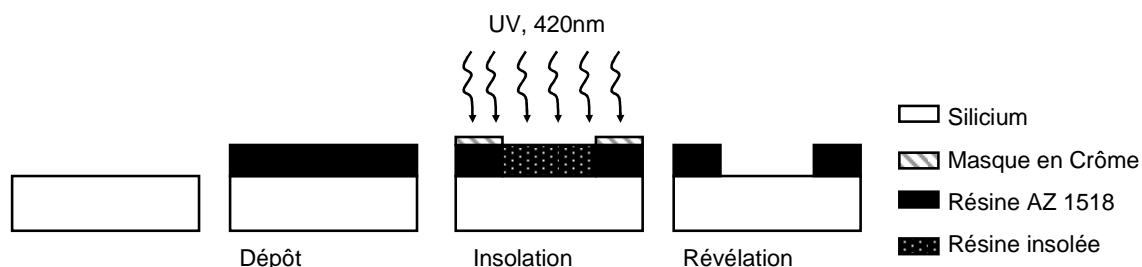


Fig. 4. 5. Procédé de lithographie classique dans le cas d'une résine positive: la résine déposée et recuite est ensuite réticulée localement aux UV à travers un masque en chrome. L'étape de révélation permet de supprimer la part de résine insolée.

L'étape suivante consiste à ouvrir la couche de nitrure au niveau des motifs à graver. Cette étape est réalisée par gravure plasma RIE (Reactive Ion Etching). La couche protectrice de résine photosensible est retirée à l'Acétone de manière à ne pas polluer la solution gravante (cf. Fig. 4. 6).

Les substrats sont enfin plongés dans la solution de gravure (KOH, 40 %, 80°C), puis y sont laissés 6 heures au moins. La gravure du silicium commence au bout de quelques minutes (gravure de la couche d'oxyde natif), et se caractérise par un dégagement d'hydrogène (bulles). De manière à éviter tout agrégat de bulles dans les motifs pendant la gravure (blocage local de la réaction), les substrats sont placés verticalement dans le bain.

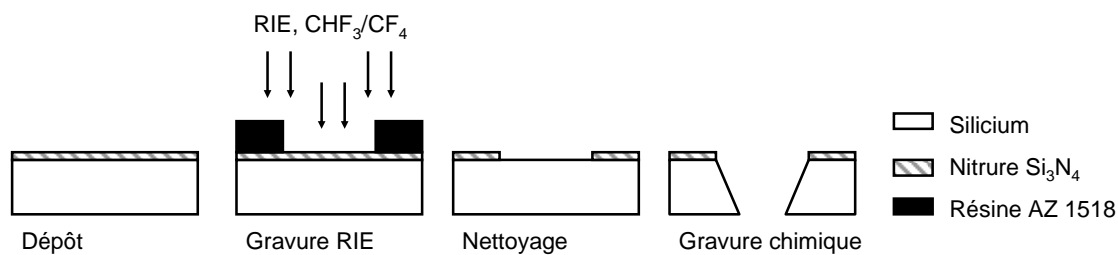


Fig. 4. 6. Dépôt et ouverture de masque en nitrure pour la gravure KOH.

La gravure KOH possède néanmoins le désavantage de transformer les motifs courbes en une succession de droites correspondant aux directions cristallines. Les conséquences de ces phénomènes sont visibles au niveau des trous d'admission et d'expulsion, et au niveau de l'îlot en silicium (dont la forme circulaire est transformée en hexagone par effet de gravure) (cf. Fig. 4. 7).

Une autre conséquence est l'élargissement significatif du trou de sortie, passant d'un diamètre de 1.5 mm à 2 mm.

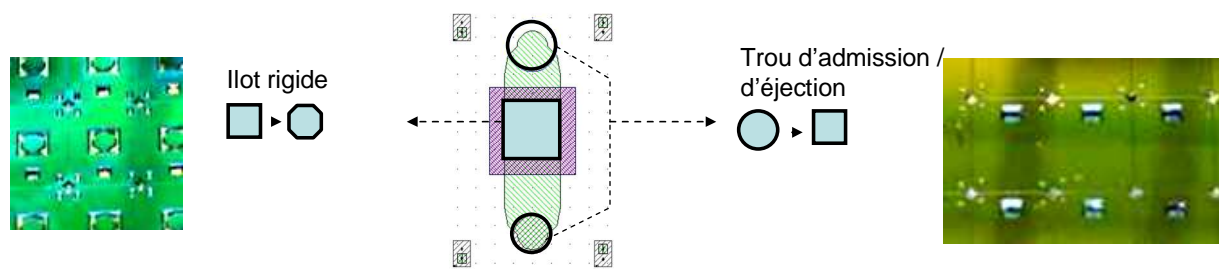


Fig. 4. 7. Modification des formes visées par action de la gravure humide anisotrope.

1.2. Méthodes d'assemblage

Comme on peut le voir sur la Fig. 4. 2., deux assemblages sont nécessaires à la réalisation du procédé de fabrication : d'abord, deux substrats sont collés, puis gravés ensemble pour la réalisation du canal microfluidique, canal qui est assemblé par collage à la membrane souple en fin de fabrication. Pour chacune de ces deux étapes, un procédé de collage spécifique a été mis en place.

Collage SU-8

De manière à obtenir un alignement parfait entre les micro-canaux et les trous de sortie, on fabrique simultanément les constituants du canal et de son couvercle. La technique d'assemblage par collage SU-8, utilisée pour coller les deux substrats en début de fabrication, permet de bénéficier des avantages suivants :

- Facilité de mise en place (pas besoin de machinerie spécifique)
- Bonne résistance aux attaques chimiques (notamment KOH, TMAH et plasma CHF_3/CF_4).

La SU-8 est une résine de type époxy disponible sous forme liquide, en différentes viscosités (SU-8 2002 à 2100). Elle est réticulable aux UV et durcissable à température modérée (95°C). Le procédé de collage consiste à épandre une couche mince de SU-8 2002 (2µm à 10µm) sur chaque substrat préalablement déshydraté, puis de les mettre en contact. Un premier recuit à 80°C permet alors l'alignement des directions cristallines grâce au fluage de la résine, qui est enfin polymérisée à haute température (180 °C)

L'analyse de l'interface par microscopie optique a permis de mettre en lumière l'absence de bulles dans la résine polymérisée pour des épaisseurs fines de SU-8. Pour des épaisseurs plus grandes, la présence de bulles à l'interface engendre un décollement par infiltration des réactifs et sous-gravure dans l'interface lors de l'étape de gravure chimique au KOH (Cf. Fig. 4. 8).

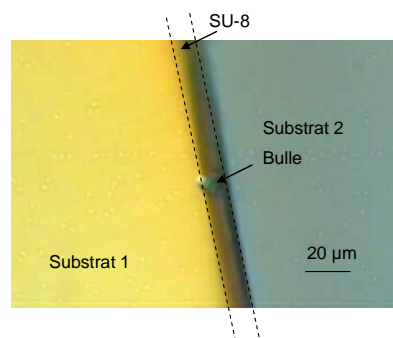


Fig. 4. 8. .Visualisation de bulles à l'interface de collage dans le cas d'une

épaisseur de SU-8 avoisinant 10 μm .

Collage PDMS

On appelle polysiloxane le polymère dont le squelette macromoléculaire est fondé sur l'enchaînement $-\text{Si}-\text{O}-\text{Si}-$. Le silicium étant tétravalent, il porte deux groupements supplémentaires comme par exemple deux groupements méthyle dans le poly(diméthylsiloxane). On appelle « activation » le traitement consistant en une oxydation de la surface du polymère. Cette étape, réalisée par les radicaux libres O^* hautement réactifs présents dans le plasma Oxygène, se traduit à l'échelle moléculaire par le remplacement des fonctions méthyl par des fonctions alcool au niveau très localisé de la surface du polymère. Le polymère, devenu hydrophile en surface, adhère alors parfaitement sur lui-même ou sur des surfaces oxydées par liaison hydrogène ou par liaison covalente $\text{Si}-\text{O}-\text{Si}$ (cf. Fig. 4. 9).

Cette technique, très communément utilisée pour la fabrication de laboratoires sur puce, permet un assemblage aisé de canaux tout-PDMS réalisés par moulage.

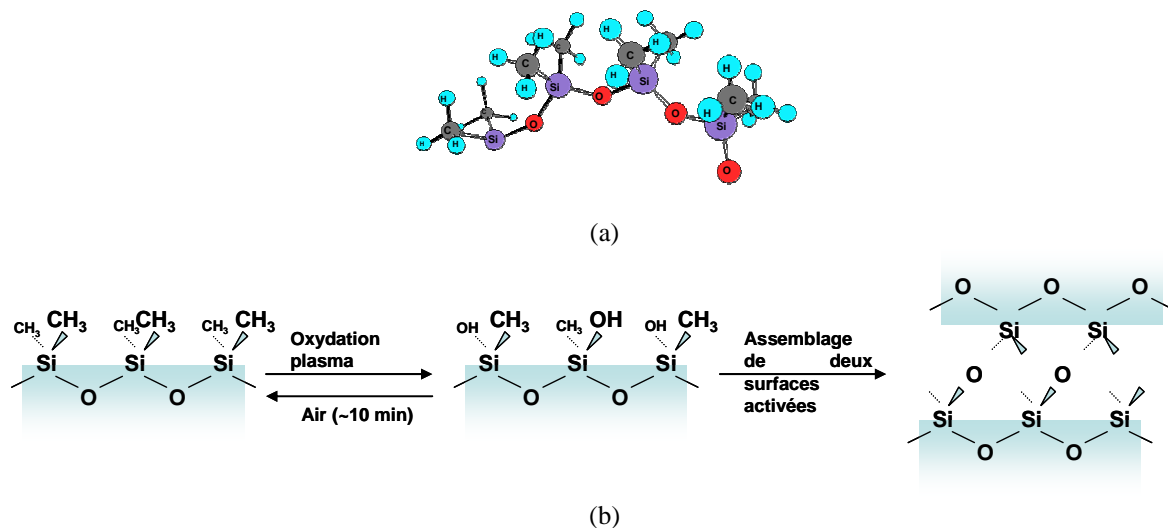


Fig. 4. 9. Configuration spatiale d'une fraction de macromolécule de PDMS (a). Modification de la structure surfacique par oxydation plasma, et chimie d'adhésion dans le cas d'un collage PDMS-PDMS (b).

Mise en place expérimentale

Le PDMS se présente sous forme d'une résine et d'un durcisseur. Les deux constituants sont mélangés dans des proportions fixées à 10 pour 1 en masse, de manière à obtenir un polymère dont les propriétés mécaniques sont reproductibles. La viscosité importante du monomère entraîne l'apparition de bulles d'air lors de l'étape de mélange, qui doivent être supprimées avant dépôt (fragilisation de la couche polymère). Le mélange est donc dégazé dans une

enceinte sous vide jusqu'à la disparition complète des bulles. Enfin, le polymère est résiné directement sur la couche de SiO₂ recouvrant le substrat silicium. Une courbe de calibration est présentée dans la Fig. 4. 10. La couche est ensuite recuite à 150°C pendant une minute pour en accélérer la polymérisation.

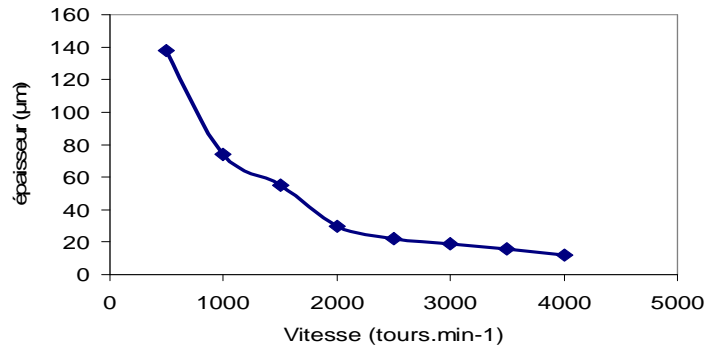


Fig. 4. 10. Courbe de calibration utilisée pour de dépôt du PDMS, influence de la vitesse de rotation, accélération : 500 tours.min⁻¹.s⁻¹, temps : 30s

Notons néanmoins que la reproductibilité des dépôts dépend essentiellement du degré de polymérisation du mélange monomère-durcisseur lors de l'épandage sur le substrat (viscosité non constante). De manière à endiguer ce phénomène, le polymère est conservé au froid pendant les étapes de préparation.

De manière à éviter la formation d'une bulle lors de la mise en contact entre les deux parties constituantes de la microvalve, un détourage et une homogénéisation de l'épaisseur de la couche de PDMS sont réalisés avant polymérisation (cf. Fig. 4. 11).

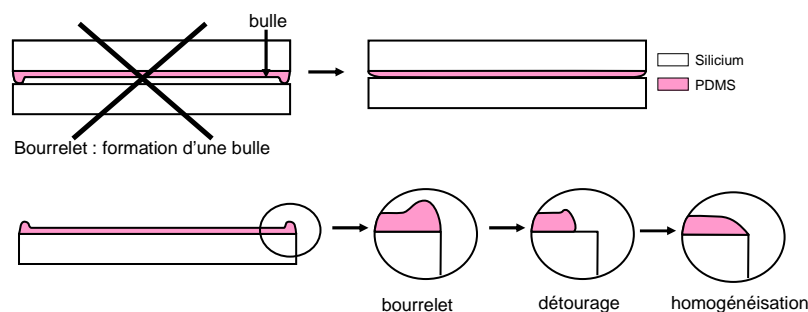


Fig. 4. 11. Principe de détourage et d'homogénéisation de la couche de PDMS, réalisé avant polymérisation de manière à éviter la formation d'une bulle lors de la mise en contact.

1.3. Alignement

Trois alignements sont à réaliser pour la fabrication des microvalves :

- Au cours du collage SU-8 des substrats permettant la réalisation des micro-canaux (Cf. Fig. 4. 2, étape 1.1), les directions cristallines sont alignées sur une référence plane grâce aux méplats présents sur les substrats.
- Lors de la gravure RIE du masque en nitrure, les motifs sont alignés au micron près grâce à un aligneur MA 6 KST. Cette précision est plus que suffisante car les murs, éléments de plus petite taille de la structure, ont une largeur de 100 μm . Cet alignement est réalisé grâce à des marques numérotées placées en plusieurs points stratégiques du substrat.
- Enfin, l'alignement des deux substrats en fin de fabrication est réalisé par enfilage sur une plaquette munie d'aiguilles. Des marques d'alignement traversantes, spécifiquement réparties sur le substrat, permettent un tel procédé. Un alignement plus fin est ensuite réalisé sous binoculaire, le déplacement relatif étant alors limité au jeu des aiguilles dans les trous d'alignement.

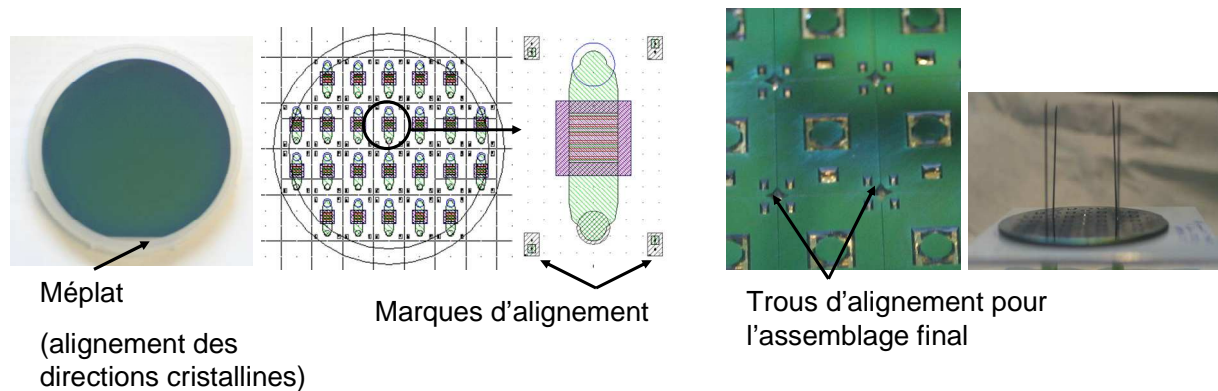


Fig. 4. 12. Marques d'alignement utilisées lors de la fabrication.

Dans le cadre du procédé de fabrication des microvalves à membrane souple, une attention particulière est portée à ce que le PDMS n'adhère pas aux murs en silicium situés sous la membrane (ouverture impossible du microsystème). Une couche métallique est donc déposée sur les murs par évaporation à travers un masque physique (Cf. Fig. 4. 13) (Au, 2000 Å , couche d'accroche en Ti, 100 Å). Le métal, suffisamment inerte, adhère alors très peu au polymère activé.

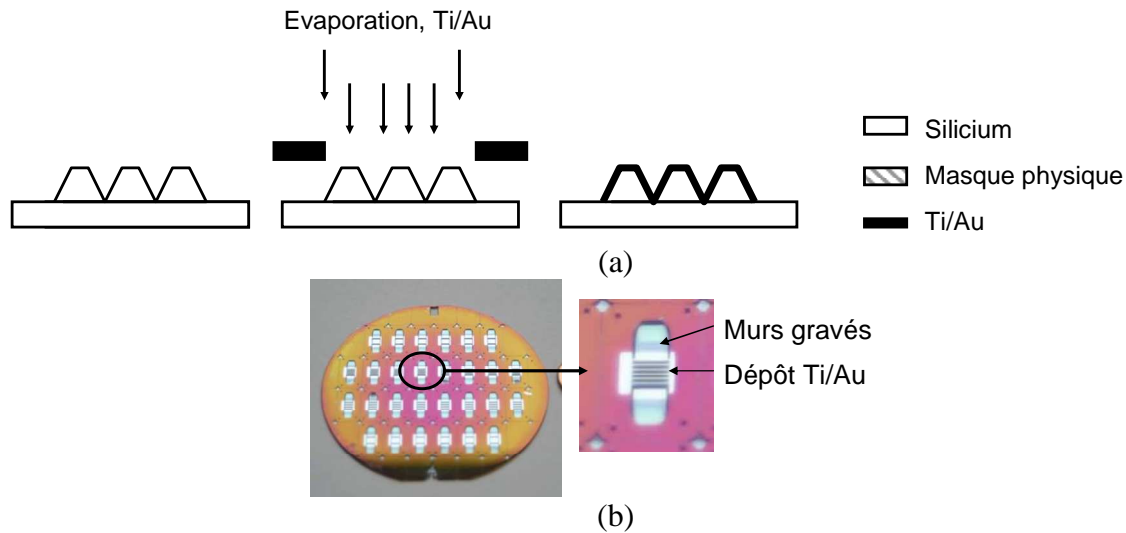


Fig. 4. 13. Dépôt et ouverture de masque en nitrure pour la gravure KOH (a) et réalisation (b).

1.4. Séparation des barrettes

En fin de fabrication, les microvalves sont séparées en barrettes ou en éléments individuels par simple clivage. De manière à faciliter cette tâche, des lignes de clivage sont gravées sur une profondeur de $50\mu\text{m}$. Elles permettent le guidage de faille dans le matériau, parfois mauvaise quand ce dernier comporte des défauts intrinsèques. Les marques, quadrillant le substrat, permettent l'obtention de barrettes de valves espacées de 10 ou 15 mm suivant la direction de coupe (cf. Fig. 4. 14)

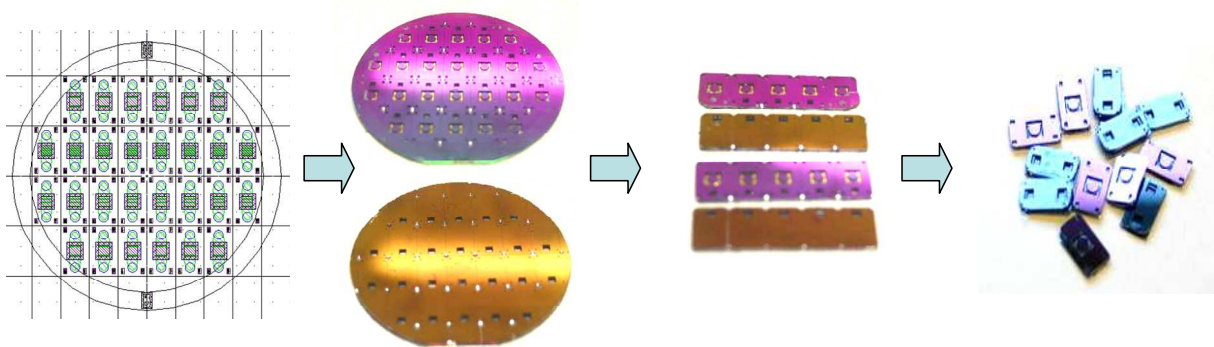


Fig. 4. 14. Clivage des substrats en barrettes ou en éléments individuels.

1.5. Connections fluides et actionnement

La connectique fluide est constituée de tubes en silicone de diamètre interne 1mm et externe 2mm, choisis pour leur flexibilité (facilité de montage sans pliage du câble d'alimentation). Le montage est réalisé grâce à un point de colle époxy de type Araldite. Les valves fabriquées et connectées sont présentées sur la Fig. 4. 15.

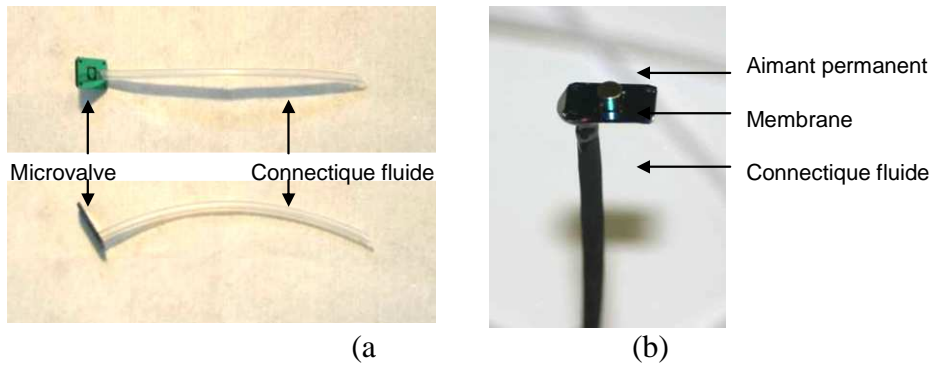


Fig. 4. 15. Microvalve individuelle avec connectique, prête pour utilisation (a), assemblage d'un aimant permanent pour l'actionnement (b).

2. Caractérisation de la microvalve en statique (sans actionnement)

Dans cette partie, on développera successivement la caractérisation mécanique des performances des microvalves fabriquées, puis les caractéristiques des microjets en sortie dans le cas d'un fonctionnement en statique (perte de charge en statique, géométrie des microjets).

2.1. Etude du déplacement de la membrane en statique

Le déplacement de la membrane en statique (gonflement, déflexion angulaire) en fonction de la pression d'entrée de la microvalve est mesuré à l'aide d'un microscope optique. Le principe de la mesure consiste à utiliser la profondeur de champ du microscope comme d'une sonde à profondeur fixe, puis de faire monter ou descendre l'échantillon à mesurer à l'aide d'une vis micrométrique. On utilise un objectif x100 de manière à obtenir une précision acceptable sur la mesure (précision de l'ordre de $2\mu\text{m}$). Lors des mesures, la membrane est lestée, de manière à empêcher son auto-oscillation (cf. partie 3).

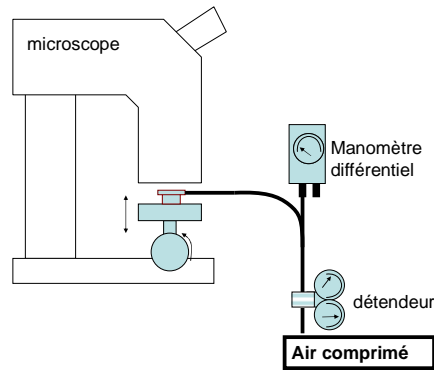


Fig. 4. 16. Principe de la mesure optique du gonflement en statique.

Les résultats obtenus sont ensuite comparés aux calculs réalisés en partie 3 (cf. Fig. 4. 16).

Pour une pression d'entrée faible, le gonflement H mesuré correspond aux résultats obtenus par étude analytique du système (membrane + pad) sans prise en compte de la perte de charge dans le canal sous la membrane (cf. Fig. 3.13).

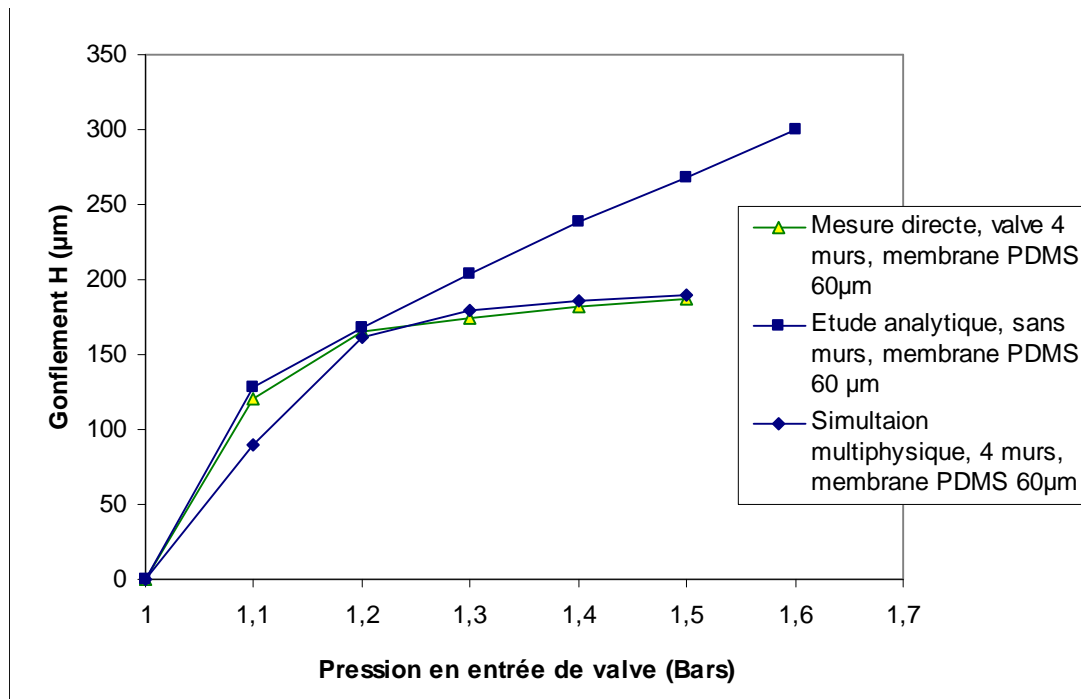


Fig. 4. 17. Mesure du gonflement en statique, et comparaison avec les valeurs obtenue par étude analytique et étude numérique (STAR-CD / FEMLAB).

Dans le cas d'une pression plus élevée en entrée de valve, la valeur mesurée du gonflement en statique sature rapidement car les pertes de charge dues à l'écoulement du fluide sous la membrane souple et dans les canaux en amont et en aval de cette dernière deviennent importantes, ce qui explique l'écart significatif entre les deux courbes au-delà de $P=1.2$ Bars.

De manière à rendre compte de ces effets, les simulations numériques réalisées grâce au logiciel de calcul multi physique FEMLAB, permettant le calcul du gonflement en statique,

doivent être couplées avec les simulations numériques réalisées avec le logiciel STAR CD, permettant le calcul de la distribution de pression dans toute la microvalve en prenant en compte les effets de compressibilité. Par exemple, pour une pression d'entrée de 1.5 Bars, la pression dans le canal n'est plus que de 1.39 Bars en amont de la membrane et 1.26 Bars en aval de celle-ci. Les résultats obtenus sont également présentés sur le graphe.

Les résultats de simulation ainsi obtenus sont cohérents avec les mesures effectuées pour une pression supérieure à 1.3 Bars. On constate néanmoins que la valeur du gonflement calculée dans le cas d'une pression d'entrée de 1.2 Bars est sous-dimensionnée. Ceci peut s'expliquer par le fait que le calcul a été réalisé pour un fluide turbulent et compressible, représentant mal le fluide à basse pression dans le microcanal (écoulement laminaire et incompressible).

2.2. Analyse de la géométrie du jet en sortie de valve et pression admissible

Le microjet produit en sortie du microsystème est visualisé par ombroscopie (cf. partie 2, cf. Fig. 4. 18). En plus de subir une inclinaison importante, le micro-jet est caractérisé par une ouverture angulaire importante dépendant légèrement de la pression P_{in} , du fait de l'attachement du fluide sur la surface d'éjection par effet coanda.

Si, pour un pression très faible en entrée de valve, l'écoulement semble laminaire ($P < 1.1$ Bars), une transition s'opère très rapidement vers un régime turbulent. Cette turbulence importante est supposée provenir des décollements fluides ayant lieu à l'intérieur de la microvalve au niveau des murs situés sous la membrane souple.

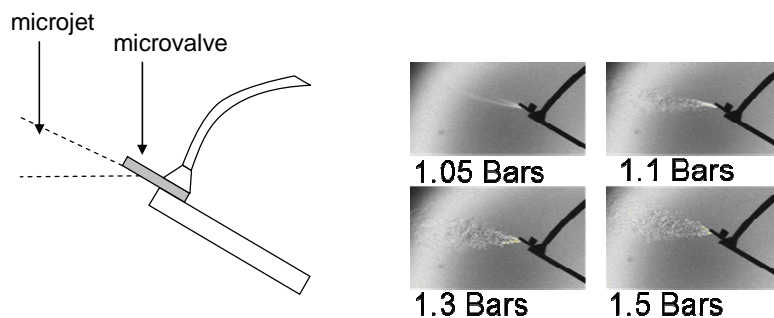


Fig. 4. 18. Visualisation du microjet par ombroscopie (Hélium dans l'air). Une forme très évasée est obtenue par effet Coanda sur la surface de la micro-valve à proximité du trou d'éjection.

L'analyse par ombroscopie permet également le diagnostic de fuites éventuelles sur les systèmes montés. La pression maximale $P_{in\ max}$ supportée en entrée de microvalve a ainsi pu être mesurée sur un prototype de microvalve, et les points mécaniques sensibles ont pu être

identifiés. Ainsi, c'est l'interface PDMS-nitruure qui subit les premiers décollements aux alentours de $P_{in}=2\text{Bars}$ (cf.). Ce problème est évité par l'ajout d'un joint d'étanchéité en résine époxy sur le pourtour du système. Néanmoins, des dommages irréversibles sont observés aux alentours de $P_{in}=3\text{Bars}$ (déchirement de la membrane souple).

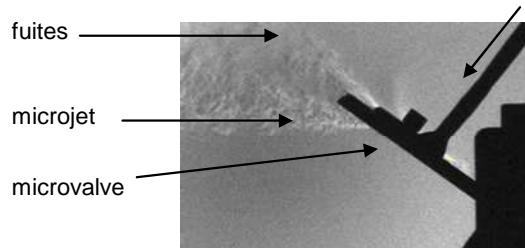


Fig. 4. 19. Apparition du décollement au niveau de l'interface PDMS-nitruure pour $P_{in}=2\text{Bars}$ (ombroscopie).

2.3. Mesure de la vitesse d'éjection - Perte de charge dans la structure

La perte de charge dans la microvalve est mesurée par anémométrie à fil chaud. Le banc de positionnement décrit dans la partie 2 est utilisé pour positionner la valve par rapport au fil chaud, immobile. Après avoir pressurisé la microvalve grâce à un détendeur et un manomètre différentiel, le trou d'éjection est positionné à $500\ \mu\text{m}$ environ de distance du fil chaud (cf. Fig. 4. 20). La microvalve est ensuite déplacée grâce aux tables de micropositionnement dans le plan normal à l'axe du fil chaud jusqu'à l'obtention du maximum absolu de la valeur de la vitesse mesurée. Le fil chaud est alors positionné au centre du microjet et parallèlement à ce dernier.

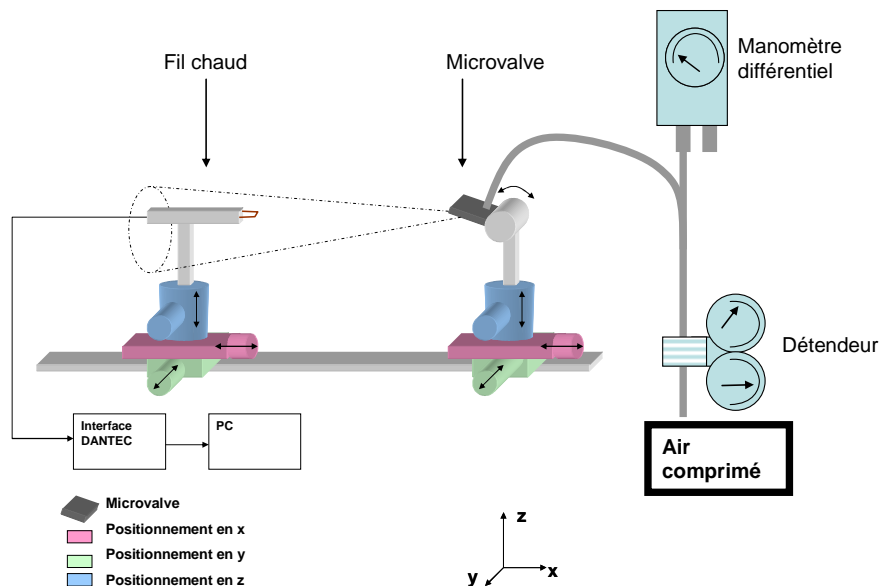


Fig. 4. 20. Principe de fonctionnement du banc de cartographie de micro-jet.

La mesure de la vitesse V_{max} obtenue en sortie de valve en fonction de la pression P_{in} fixée en entrée est présentée dans la Fig. 4. 21. Une vitesse de 130 m/s est obtenue dans le microjet pour une pression en entrée de l'ordre de 1.6 Bars.

Le tracé de la perte de charge dans le microsysteme permet la comparaison avec le modèle théorique des pertes par frottement défini dans la partie 2 (Nombre de Reynolds compris entre 900 et 6000). Les valeurs obtenues sont beaucoup plus faibles, une grande partie de la perte de charge globale provient donc des singularités situées sous la membrane (murs) et des changements directionnels provoqués à l'entrée et à la sortie de la microvalve.

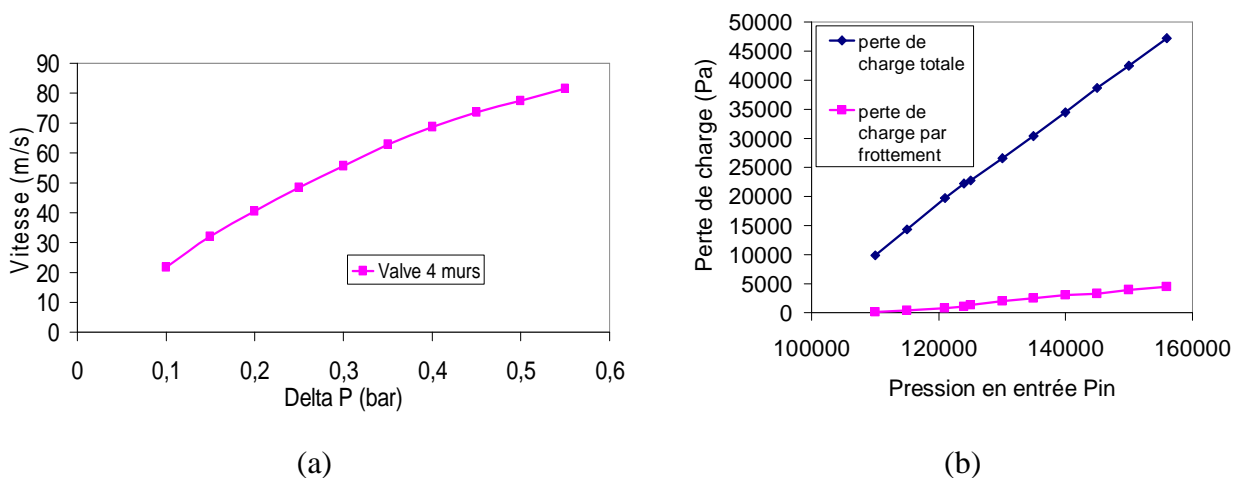


Fig. 4. 21. Variation de la vitesse V_{max} en sortie de microvalve en fonction de la pression d'entrée P_{in} (a), perte de charge associée dans la microvalve à quatre murs (b).

Les cartographies présentées dans la Fig. 4. 22 montrent des coupes longitudinales et transversales du microjet. L'importante ouverture du microjet, ainsi qu'une diminution rapide de la vitesse avec l'éloignement par rapport au trou de sortie peuvent être observés. Notons également que la valeur de 80m/s mesurée ne correspond pas au maximum absolu de vitesse V_{max} .

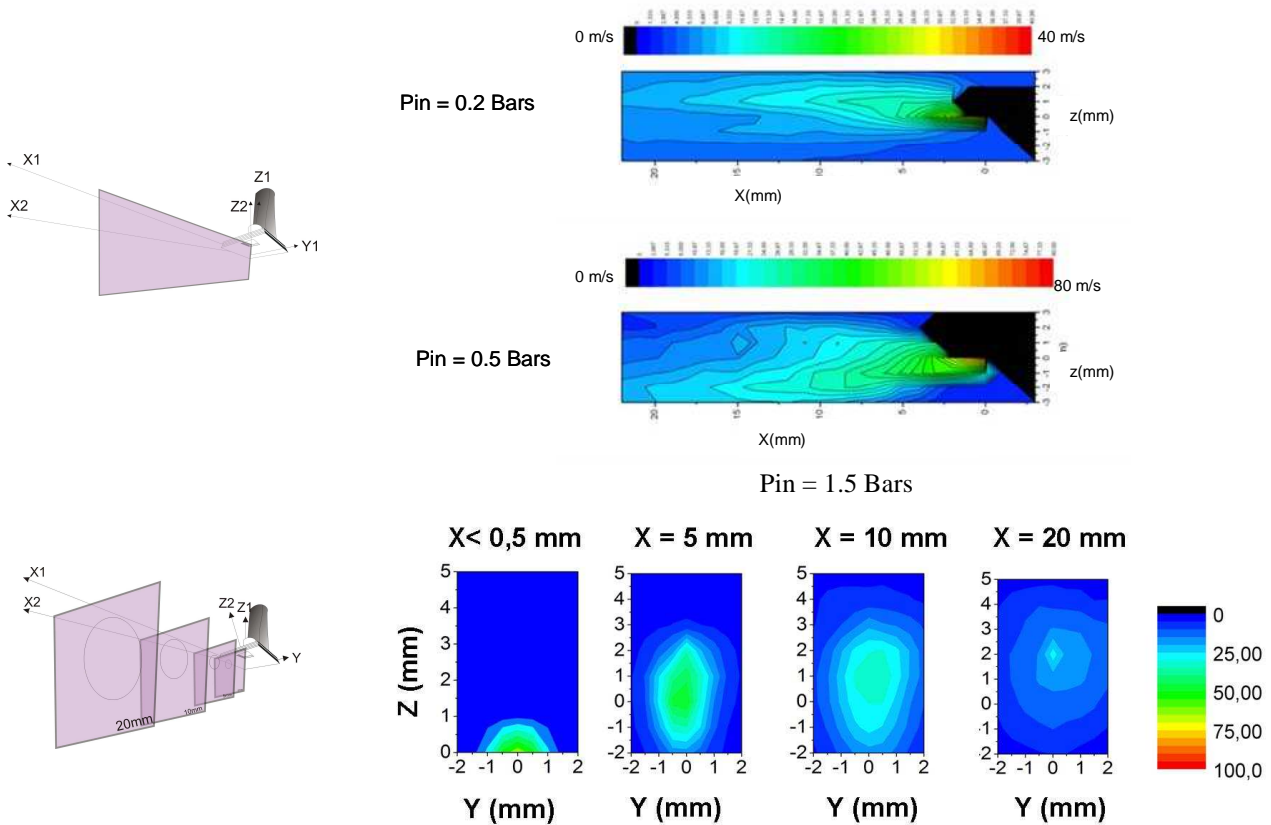


Fig. 4. 22. Distribution spatiale de la vitesse en sortie de microvalve, plans en coupe XZ et YZ.

2.4. Amélioration par utilisation d'une plaquette de guidage

Lors de leur installation en soufflerie ou sur maquette réelle, les microvalves sont assemblées à une surface trouée permettant le contrôle de l'orientation des microjets ainsi qu'une adaptation à la section voulue. De manière à obtenir des caractéristiques les plus proches possibles des conditions réelles d'utilisation, les microvalves fabriquées ont été assemblées à de telles plaquettes, puis caractérisées. Les résultats montrent une meilleure concentration du microjet et une accélération significative de la vitesse maximale mesurée en sortie (10 à 20 m/s dans le cas d'un guidage incliné de 45 degrés par rapport à la surface active, 50m/s dans le cas d'un guidage perpendiculaire à cette surface), du fait de l'adaptation de la section fluide, passant d'un diamètre de 2mm en sortie de valve à 1mm dans la plaquette (Fig. 4. 23) et de l'évasement plus faible du microjet.

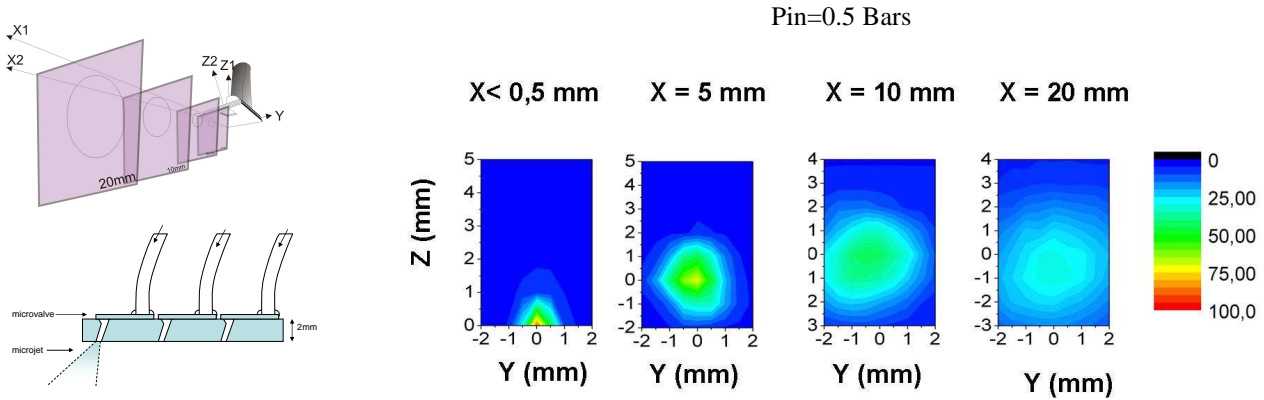


Fig. 4.23. Recentrage et accélération du microjet observés après montage des microsystèmes sur plaquette de guidage orientée à 45° par rapport au plan de la surface d'éjection.

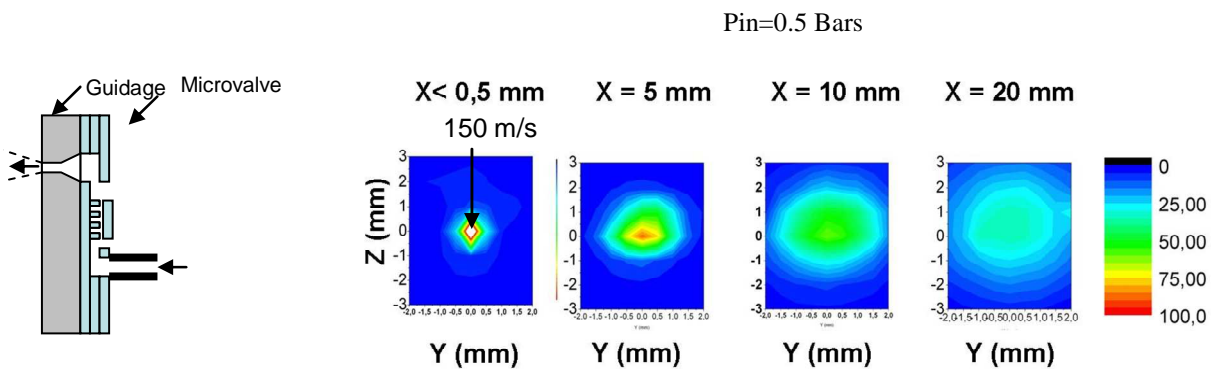


Fig. 4.24. Recentrage et accélération du microjet observés après montage des microsystèmes sur plaquette de guidage perpendiculaire au trou de sortie. Une vitesse plus importante est mesurée en sortie du fait que le microjet ne colle pas à la surface d'éjection, il est donc très peu ouvert.

2.5. Simulation de l'écoulement dans la microvalve et sa plaquette de guidage, influence de la géométrie des entrées / sorties.

L'étude de la déformation de la micromembrane souple en statique (partie 3) a permis de fixer le cadre géométrique de l'analyse de l'écoulement dans le microcanal. Pour ce faire, une série de simulations ont été mises en réalisées à partir du logiciel STAR CD. L'écoulement ayant été caractérisé comme turbulent en sortie de microvalve pour la pression de fonctionnement de 1.5 Bars, un modèle de turbulence de type $k-\varepsilon$ est utilisé pour décrire l'écoulement. Même si les résultats présentés ici montrent une étude de principe sur un modèle de fluide incompressible, l'optimisation de la microvalve est actuellement transposée sur un modèle 3D en supposant le fluide compressible.

Comme nous le verrons dans ce paragraphe, cette étude a permis de réaliser une optimisation de la géométrie de la microvalve comme de sa plaquette de guidage. Notons enfin que

l'ensemble de ces simulations, concernent un fonctionnement statique ou quasi-statique pour le micro-système.

Géométrie étudiée :

On prendra ici en compte la présence d'un trou de guidage percé dans une plaquette d'épaisseur 2mm avec un angle de 45° par rapport à la normale au plan de la microvalve. Cette étude vise la compréhension du comportement du fluide entre la sortie de la microvalve et la sortie du trou de guidage de manière à maximiser la valeur de la vitesse dans le microjet.

Optimisation de la géométrie pour l'amélioration des écoulements internes :

Il est possible, d'après les simulations réalisées, d'optimiser l'écoulement à l'intérieur des microcanaux par plusieurs biais :

- Trous d'entrée et de sortie : On constate qu'une déviation importante est réalisée sur le microjet au niveau des trous de sortie et d'entrée. Ces dernières, accompagnée par une re-circulation dans un volume mort (conséquence du procédé de fabrication choisi), sont caractérisées par une forte perte de vitesse. Une amélioration du système consiste donc à supprimer ces re-circulations en repensant la fabrication des microvalves. De plus, une partie de la perte de charge totale peut être supprimée en rapprochant l'entrée et la sortie de la partie active : la membrane souple.
- On constate enfin qu'un gain important en vitesse d'éjection peut être réalisé en repensant l'utilisation des microvalves dans un seul plan. La microvalve ainsi fabriquée est alimentée dans la section et produit un microjet sur une fente dont les dimensions correspondent à celles du canal microfluidique (3mm x 380 µm). Les simulations numériques montrent alors une vitesse en sortie dépassant 180 m/s pour un microjet en forme de fente.

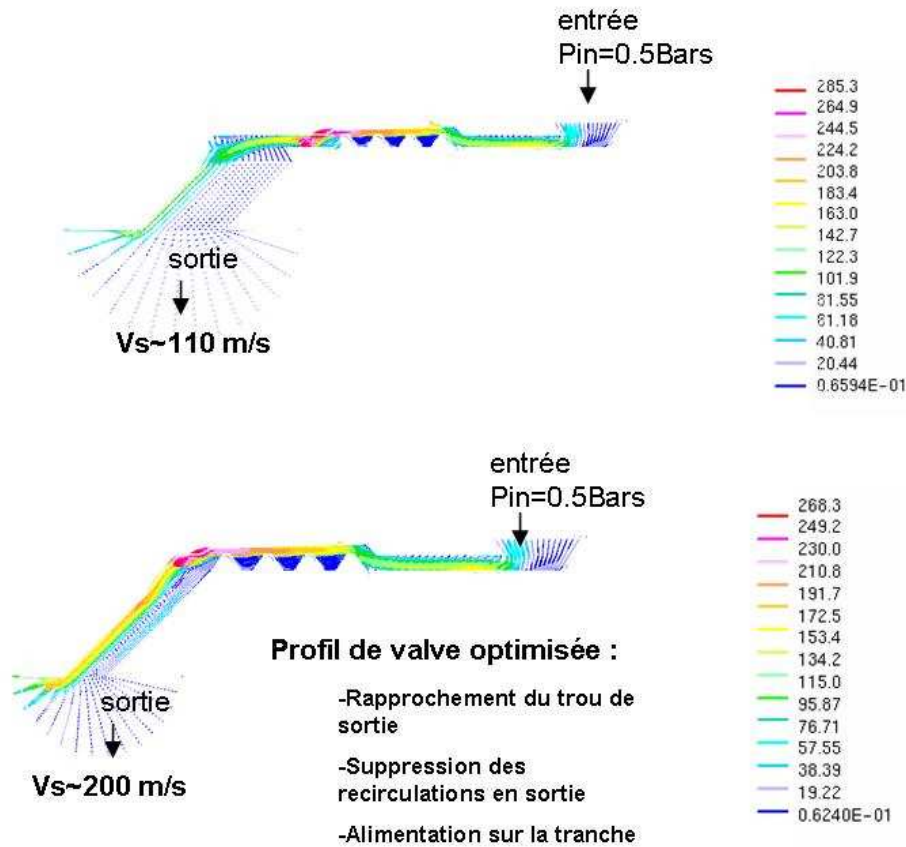


Fig. 4. 25. Distribution spatiale de la vitesse de l'écoulement dans une section de fluide du microcanal (écoulement 2D, cf. partie 3). Influence des modifications possibles pour maximiser la vitesse du microjet en sortie de microvalve.

3. Fonctionnement en mode quasi-statique

Comme nous l'avons développé dans la partie précédente, le mode d'actionnement choisi pour la pulsation des microjets à basse fréquence est un système électromagnétique dont le fonctionnement est fondé sur le couplage magnétique entre une bobine et un aimant permanent fixé sur la membrane souple.

Nous verrons dans la partie suivante les différents actionneurs fabriqués pour l'actionnement basse fréquence, puis les caractéristiques des microjets correspondants.

3.1. Actionneurs choisis

Deux types d'actionneurs ont été choisis pour la mise en mouvement de la membrane souple, chacun étant dédié à une plage fréquentielle propre :

- Pour l'actionnement quasi-statique, nous avons choisi des micro-électroaimants dotés d'un noyau mobile en ferrite. Le grand nombre de tours des bobines et l'inertie importante du noyau en ferrite en font de bons

candidats pour les applications très basse fréquence. De plus, la possibilité d'ajouter un ressort sur la partie mobile permet de limiter la consommation électrique de l'actionneur. Pour une puissance de fonctionnement de 2,8 Watts (0.4 N, 200 μ m), cette solution ne permet pas de dépasser les 50 Hz en fréquence de pulsation.

- Pour l'actionnement basse fréquence (typiquement $f_{act} < 1\text{KHz}$ en fonction des fréquences propres de la structure), on préférera l'utilisation d'un aimant permanent couplé à une bobine (cf. partie 3). Cette solution permet de bénéficier de la résonance mécanique de la structure aimant - îlot rigide – membrane souple, situé entre 400 Hz et 1 KHz en suivant les dimensions de l'aimant utilisé.

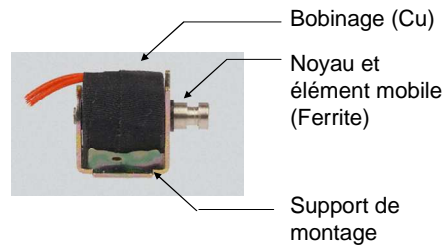


Fig. 4. 26. Actionneurs utilisés pour les applications quasi-statique (quelques Hz, a) et basse fréquence ($100\text{Hz} < f_{act} < 1\text{KHz}$, b).

3.2. Caractérisation des microjets en mode dynamique

Actionnement quasi-statique :

Les résultats de caractérisation des microjets actionnés en quasi-statique montrent une vitesse maximale de sortie identique aux résultats obtenus pour le fonctionnement sans actionnement (cf. chapitre 2.4). Les caractéristiques fréquentielles sont cependant limitées par l'actionneur à une fréquence de 50 Hz environ.

Actionnement basse fréquence :

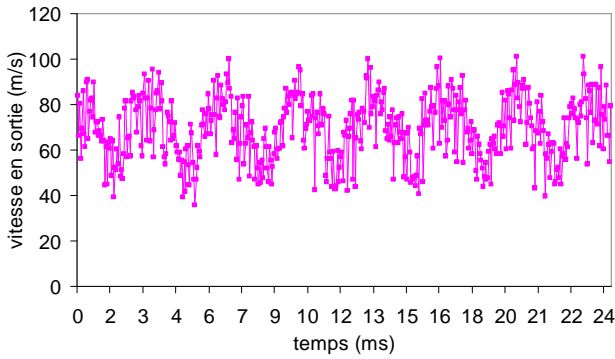
Les caractéristiques des microjets actionnés grâce au couplage aimant permanent-bobine sont présentées dans la Fig. 4. 27. Le courant nominal traversant la bobine est de 0.3 A.

Hors résonance, une vitesse de fuite de 50 m/s est alors obtenue en mode fermé, pour une vitesse d'éjection de l'ordre de 80 m/s en mode ouvert. La fermeture totale de la microvalve peut être obtenue en ajustant le courant d'actionnement I à la valeur de 0.8 A. L'augmentation

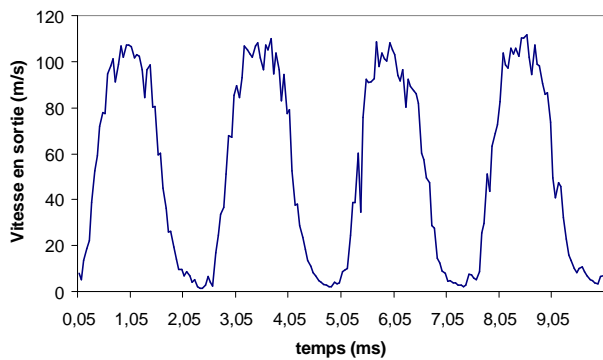
brutale de la température de la bobine ne permet alors pas une utilisation prolongée dans ces conditions tant que le système n'est pas régulé en température.

Les caractéristiques fluides du microjet en sortie de valve sont résumées dans la fig. 4.27. Ces résultats sont obtenus en assemblant un aimant permanent cylindrique en NdFeB de diamètre 3mm et de hauteur 3mm sur l'îlot rigide de la microvalve. Le système magnétique est couplé avec une bobine d'actionnement de 500 tours constituée par un fil de cuivre de diamètre 200 μm . On constate sur cette figure que pour un courant d'actionnement de 0.3 A, à la fréquence d'actionnement de 300 Hz, la vitesse en sortie de microvalve est modulée autour d'une valeur constante de 80 m/s. En revanche, la fermeture totale de la microvalve est obtenue pour une fréquence d'actionnement de 400 Hz, ce qui est montré par la forte modulation de la vitesse du microjet en sortie de microvalve, atteignant 0 m/s en mode fermé et 100 m/s en mode ouvert.

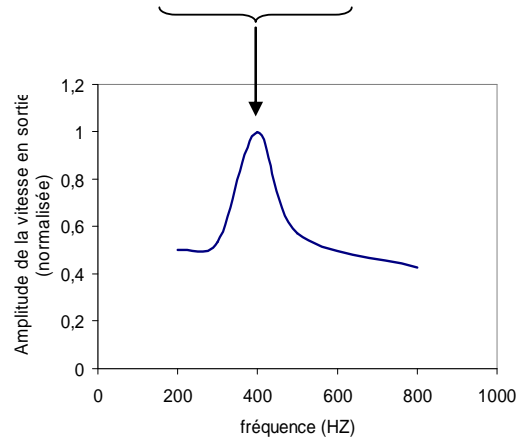
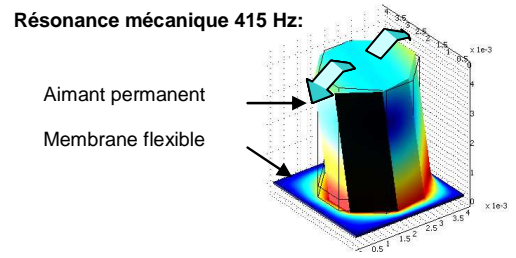
La résonance mécanique de la structure permet donc d'obtenir non seulement la fermeture complète du système, mais aussi une vitesse plus grande en mode ouvert du fait de la surpression en entrée permise par la fermeture de la microvalve. Les performances obtenues sont alors intéressantes : vitesse maximale de l'ordre de 100m/s pour une vitesse de fuite nulle.



(a) Valve 6 murs, $P_{in}=0.5$ Bars, $I=0.3$ A, $f_{act}=300$ Hz, hors résonance mécanique.



(b) Valve 6 murs, $I=0.3$ A, $P_{in}=0.5$ Bars, $f_{act}=400$ Hz, résonance mécanique.



(c) Influence de la fréquence d'actionnement sur l'amplitude de la vitesse en sortie, effet de la résonance mécanique induite sur le système (membrane – aimant permanent).

Fig. 4. 27. Vitesse en sortie de microvalve, couplage aimant permanent-bobine (a), amélioration des performances après ajustement de la fréquence d'actionnement (b), bande passante associée (c).

Le développement du microjet dans l'espace est visualisé par ombroscopie en mode stroboscopique (cf. Fig. 4. 28).

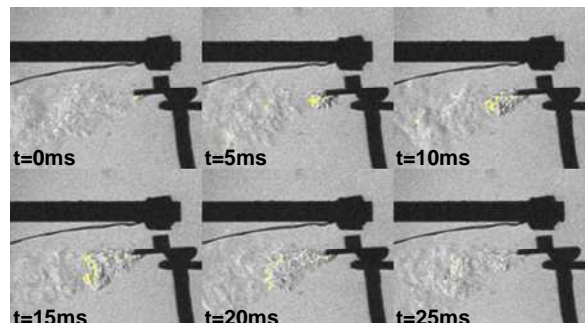
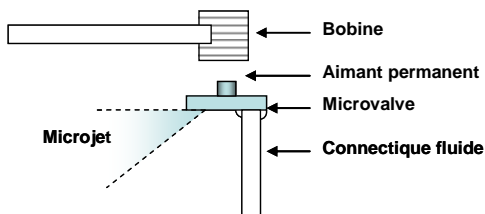


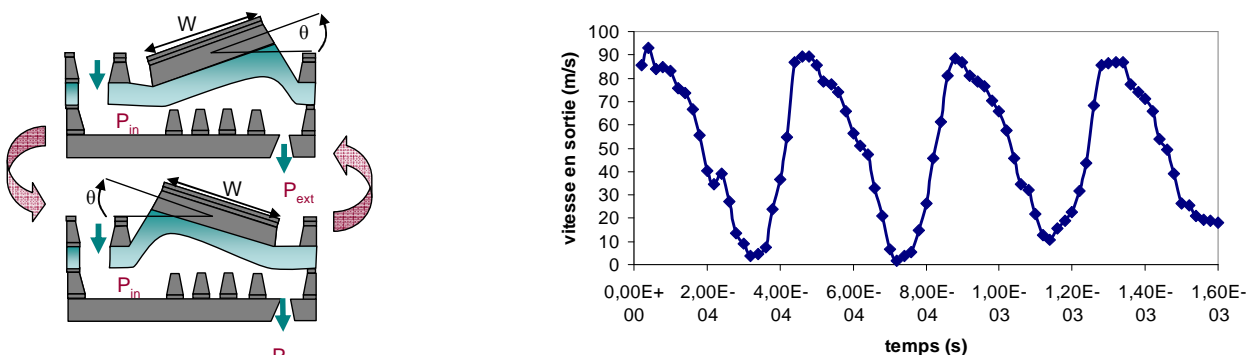
Fig. 4. 28. Visualisation du développement du microjet dans l'espace en actionnement dynamique ($f_{act}=400$ Hz).

4. Fonctionnement en mode auto-oscillant

Comme nous l'avons développé dans la partie 3, il existe deux manières d'utiliser l'auto-oscillation du système mécanique pour pulser le microjet. Ces deux méthodes sont très intéressantes du point de vue énergétique car elles ne nécessitent pas d'apport extérieur d'énergie, la membrane souple étant mue sous l'effet de la perte de charge sous la membrane souple. De plus, cette méthode d'actionnement permet de satisfaire le cahier des charges type fixé dans la partie 1. Comme nous allons le voir dans ce chapitre, des vitesses de sortie de l'ordre de 90 m/s ont été mesurées, à une fréquence de pulsation avoisinant 2KHz. Ces caractéristiques font de l'auto-oscillation un bon candidat pour l'actionnement in situ pour le contrôle actif de couche limite.

4.1. Caractérisation temporelle de la vitesse de sortie

Les caractéristiques des microjets fabriqués par auto-oscillation du système îlot rigide – pression interne au canal microfluidique sont obtenues dans un premier temps par anémométrie à fil chaud, le fil étant placé à 500 μm de distance du trou de sortie, sans plaquette de guidage, parallèlement au microjet. La mesure de la vitesse V_{max} en fonction du temps est présentée dans la Fig. 4. 29.



Valve 4 murs, $P_{\text{in}}=1.5$ Bars, auto-oscillation, fact = 2.2 KHz.

Fig. 4. 29. Mesure de la vitesse V_{max} n fonction du temps, actionnement par auto-oscillation.

L'étude de la variation de la fréquence de résonance avec la pression d'entrée est analogue avec les valeurs prédites par le modèle développé en partie 3 (cf. Fig. 4. 30): on observe expérimentalement une augmentation de la fréquence d'auto-oscillation, liée à une augmentation de la tension de la membrane souple sous l'effet de la pression interne.

Si l'auto-oscillation est caractérisée par une fréquence comprise entre 1.8 KHz et 2KHz, les limites basse et haute du domaine auto-oscillant dépendent fortement du milieu extérieur. En effet, la présence de vibrations, ou d'impulsions données sur la microvalve peuvent engendrer

le déclenchement de l'instabilité, il faut ensuite que la pression d'alimentation dépasse un certain seuil pour que le phénomène cesse.

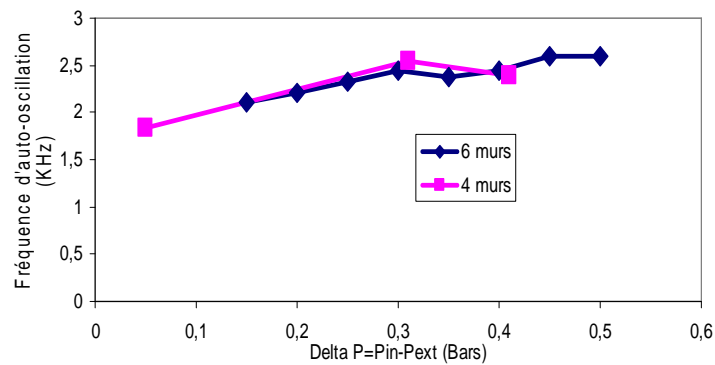


Fig. 4. 30. Variation de la fréquence d'auto-oscillation en fonction de la différence $\Delta P = P_{in} - P_{atm}$.

Il est possible de décaler la fréquence d'auto-oscillation vers les basses fréquences de façon simple par la modification de la charge de la membrane, et donc de son inertie (cf. Fig. 4. 31). Il est alors possible de couvrir une plage de fonctionnement intermédiaire entre l'actionnement électromagnétique classique et l'autot-oscillation. Dans la pratique, on modifie l'inertie de la partie mobile en venant coller une masse sur l'îlot en silicium. De manière à provoquer de nouveau le phénomène d'auto-oscillation, la masse additionnelle (aimant permanent) est couplée avec un autre aimant permanent en mode répulsif de manière à rigidifier le système mécanique (auto-oscillation forcée).

La Fig. 4. 31 présente les caractéristiques dynamiques des microjets obtenus dans le cas du collage de deux masses additionnelles distinctes.

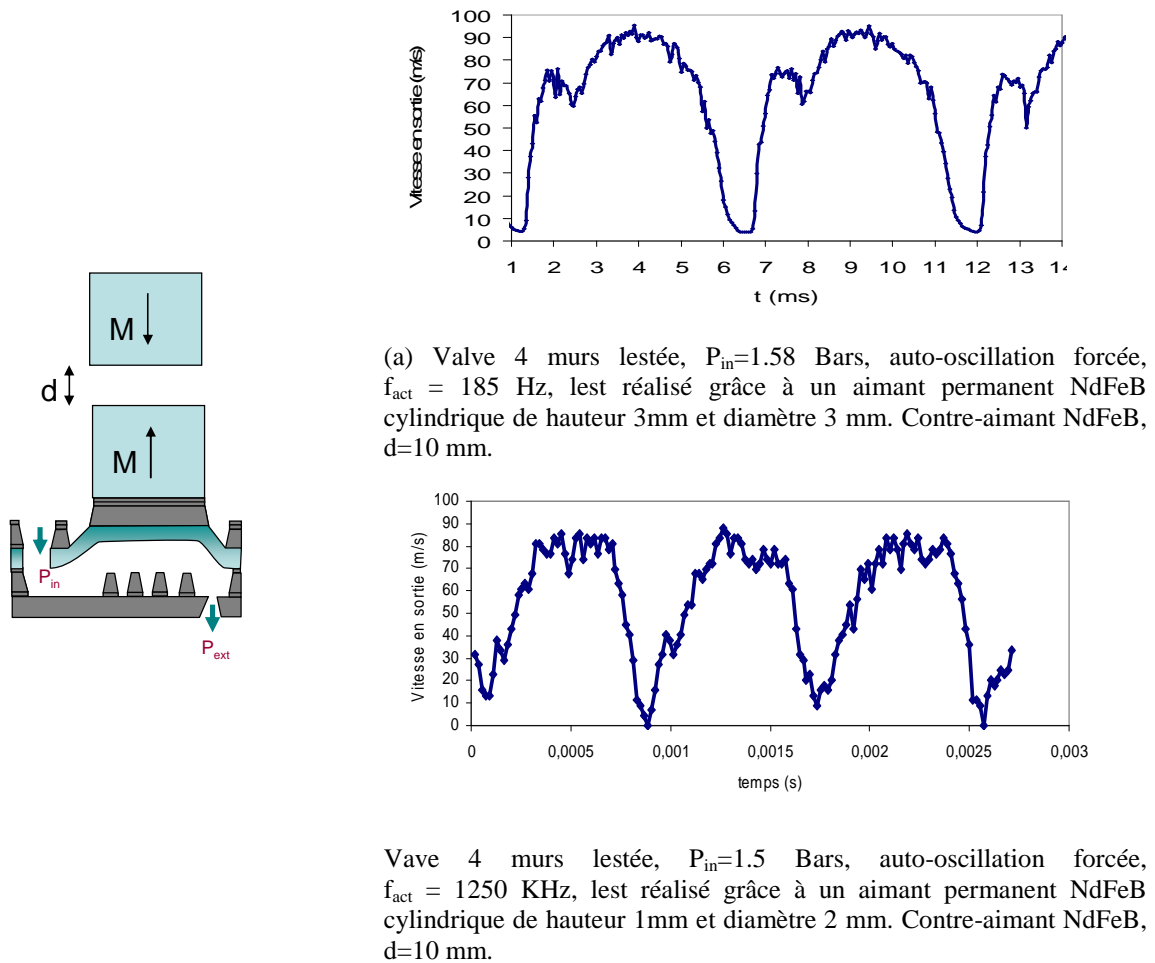


Fig. 4. 31. Mesure de la vitesse V_{max} n fonction du temps, actionnement par auto-oscillation forcée.

L'utilisation de l'actionnement par auto-oscillation forcée est toutefois difficile car limitée par le placement très précis du contre-aimant. De plus, les contraintes tangentielles importantes sont subies par la membrane souple (moment appliqué sur l'aimant permanent allant vers un retournement complet de celui-ci), responsables la plupart du temps de la rupture de la membrane.

5. Conclusion – Situation par rapport aux actionneurs existants

La caractérisation des microvalves fabriquées montrent des vitesses d'éjection atteignant 80m/s (trou de sortie à nu, diamètre du trou 1.5 mm, microjet évasé) à 150m/s (avec plaquette de guidage perpendiculaire à la surface d'éjection, diamètre du trou 1mm, microjet centré). De plus, une très large bande de fréquence de pulsation des microjets ont été mise en lumière, grâce à l'utilisation de quatre moyens d'actionnement dédiés chacun à une bande fréquentielle

typique. Cette forte adaptabilité en fréquence est permise par la géométrie même de la structure, compatible avec de nombreuses voies d'actionnement.

En comparaison aux systèmes existants, les microvalves à membrane souple se situent très bien, autant au niveau de la vitesse de sortie que de la fréquence de pulsation. Elles répondent directement au cahier des charges type fixé en partie 1, donc aux besoins de l'industrie aéronautique pour le contrôle actif de décollement (cf. Fig. 4. 32).

Notons de plus que contrairement à la plupart des systèmes existants, les voies d'actionnement mises en place pour la microvalve à membrane souple présentent la possibilité d'être ajustés en fréquence sur une bande fréquentielle relativement large (100 Hz typiquement) contrairement aux systèmes existants fondés sur des résonances mécaniques fines (10 Hz).

Enfin, le concept d'auto-oscillation possède l'immense avantage de ne pas nécessiter de source extérieure de puissance. Cette remarque prend toute son ampleur quand on imagine la puissance nécessaire à alimenter les quelques centaines de microvalves nécessitées pour le contrôle actif de décollement sur aile réelle.

Comparatif des méthodes d'actionnement pour le jet pulsé

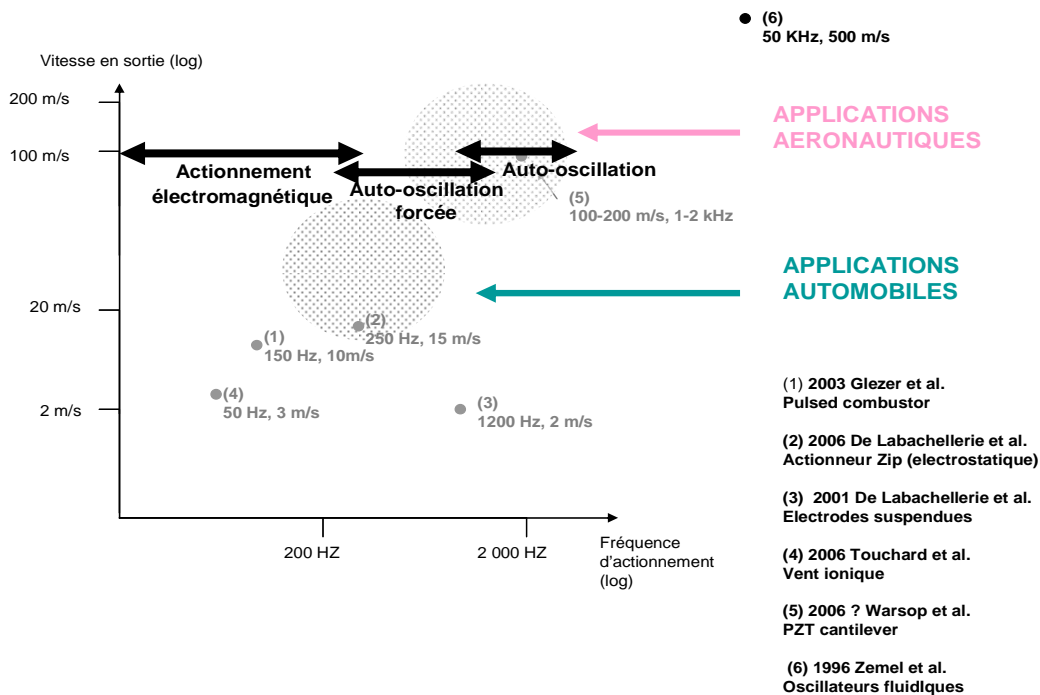


Fig. 4. 32. Situation des actionneurs par rapport à l'existant (cf. partie 1).

6. Validation expérimentale du principe de recollement de couche limite

De manière à mesurer expérimentalement l'efficacité des microjets pulsés sur un écoulement décollé, deux expériences ont été parallèlement mises en place, et concernent :

- Le contrôle du décollement au dessus d'une paroi plane, dans une soufflerie subsonique (partenariat ONERA).
- Le contrôle du décollement en aval d'un dièdre, dans une soufflerie subsonique située au LML (Lille).

Dans cette partie, nous décrirons successivement la mise en place expérimentale de ces deux validations expérimentales, puis le packaging commun développé pour les barrettes de microvalves. Un détail des premiers résultats expérimentaux sera ensuite développé.

6.1. Packaging de l'actionneur

Le packaging adopté pour les microvalves est réalisé dans l'optique de pouvoir être utilisé indifféremment dans l'une ou l'autre des deux expériences en soufflerie. Système de packaging doit permettre :

- Une robustesse suffisante (vibrations, déplacements, etc...).
- Une bonne étanchéité (absence de fuites, ni pour la pressurisation des microvalves, ni pour l'acheminement des microjets).
- Un montage/démontage aisé.
- Des conditions de pression et d'actionnement identiques pour chaque microvalve (homogénéité des microjets).
- Le contrôle de l'orientation de chaque microjet.
- Le diagnostic individuel de chaque microjet pendant le fonctionnement des microvalves (optionnel).

Le système de packaging choisi pour les microvalves à membrane souple est constitué de deux parties indépendantes : une plaquette de guidage et un étage d'actionnement et pressurisation.

Plaquette de guidage :

La plaquette de guidage, permet le contrôle du diamètre et de l'orientation des trous d'éjection (accélération éventuelle des microjets). Les microvalves sont assemblées de manière définitive à cette plaquette par collage époxy de manière à éviter la présence de fuites.

De manière à ne pas perturber l'écoulement au voisinage de la plaquette, cette dernière est assemblée de manière affleurante dans une tranchée préalablement réalisée dans la maquette destinée à l'essai en soufflerie. Le collage est réalisé sur un marbre (planéité de l'assemblage) grâce à une joint en silicone.

Eventuellement, la plaquette de guidage comprend un accès en amont de chaque microjet permettant la mesure de la pression locale entre la sorte de la microvalve et le trou d'éjection de la plaquette de guidage. Ces prises de pression permettent de témoigner du fonctionnement correct des microjets pendant les essais en soufflerie (démontage impossible).

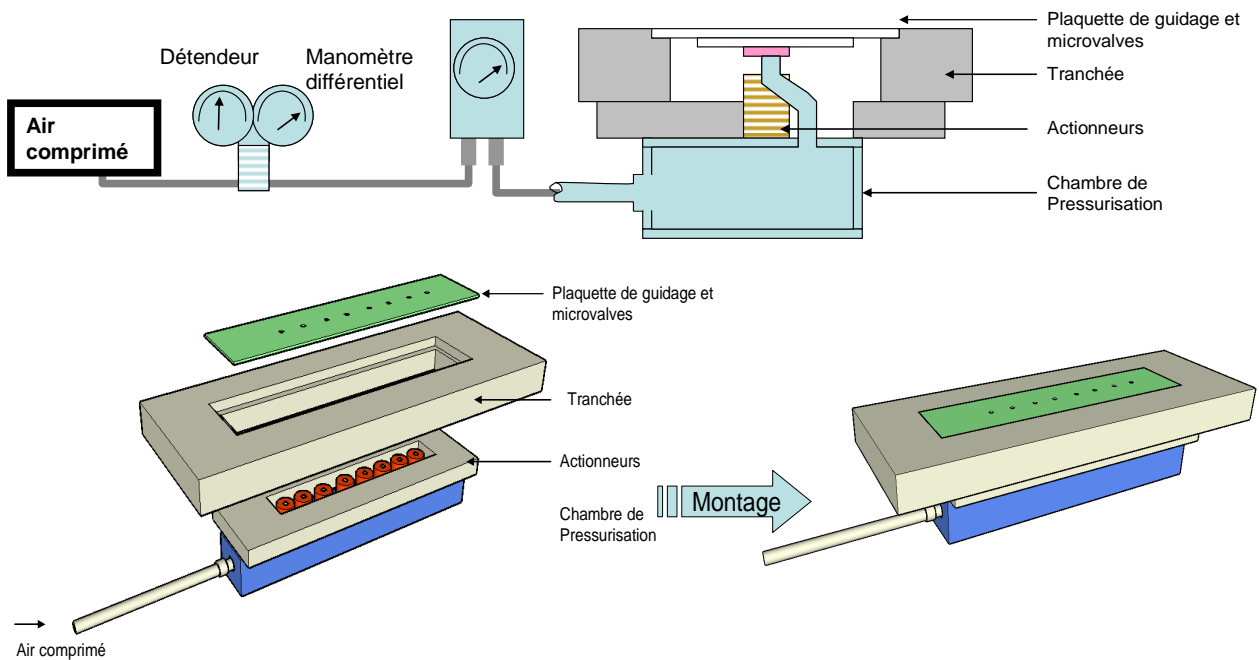


Fig. 4. 33. Pièces constitutives du packaging choisi pour les microvalves à membrane souple.

Actionneurs et pressurisation :

Cette plaquette comprend l'étage des actionneurs (aimants permanents, bobines, électroaimants ...) et un étage de répartition de pression. De manière à assurer une pression égale en entrée de chaque microvalve, on fabrique dans un premier temps une prise en étoile (pas de perte de charge additionnelle entre les entrées). Une deuxième solution, plus facile à mettre en place, consiste à utiliser une cavité de volume important (perte de charge

négligeable car grand diamètre hydraulique). Les connectiques permettant la pressurisation de chaque microvalves sont réduites au minimum.

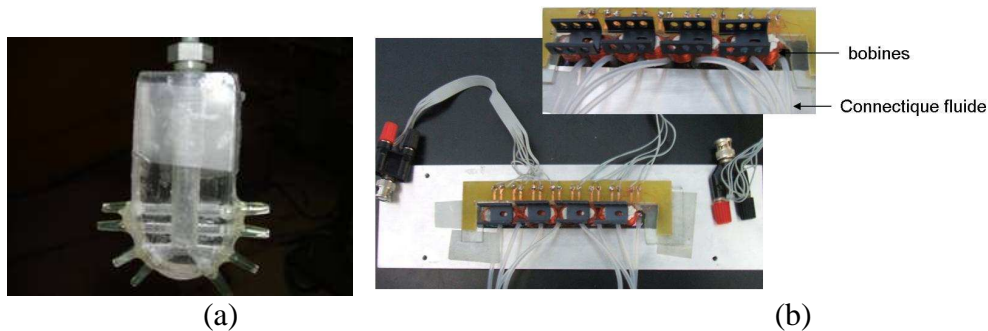


Fig. 4. 34. Connectique en étoile (a) et packaging complet en fin de réalisation (b).

6.2. Premiers résultats

Les premières caractérisations par ombroscopie montrent une disparité importante dans les caractéristiques des microjets issus d'une barrette complète de 10 microvalves issues d'un même substrat. Les disparités proviennent donc du montage complet avec actionneurs, en particulier de la distribution de pression en étoile.

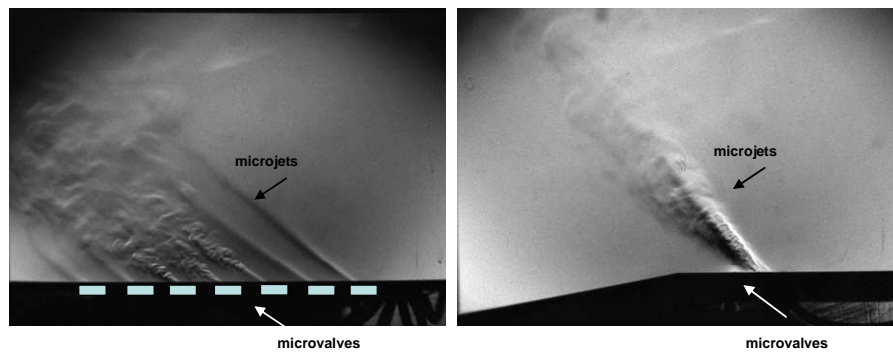


Fig. 4. 35. Caractérisation des microjets produits par une barrette de 7 microvalves (ombroscopie).

6.3. Expérience mise en place à l'ONERA Lille

Cette étude est réalisée dans le cadre du projet Européen ADVACT, rassemblant de nombreux partenaires dans le domaine de l'aéronautique. Le contexte de la collaboration consiste en l'amélioration des écoulements aérauliques à l'intérieur comme à l'extérieur des futures générations de compresseurs.

Le principe du montage mis en place à l'ONERA Lille consiste à créer artificiellement un décollement sur l'une des parois d'une soufflerie subsonique ($U_{\infty} = 30m./s$). Un tel décollement est obtenu grâce à un divergeant et une aspiration, créant une dépression en face de la surface subissant le décollement (cf. Fig. 4. 36). Un aileron, situé en aval du décollement, permet le recollement de la couche limite. Le dispositif de contrôle actif est placé légèrement en amont du décollement, grâce à une plaque affleurante démontable.

Le principe de l'étude concerne l'étude comparative de générateurs de vortex mécaniques classiques et des microvalves à membrane souple. Parallèlement, une étude paramétrique doit permettre d'isoler l'influence des paramètres suivants sur le décollement :

- La vitesse relative des microjets par rapport à celle de l'écoulement
- La fréquence de pulsation
- La distance des microjets par rapport au front de décollement

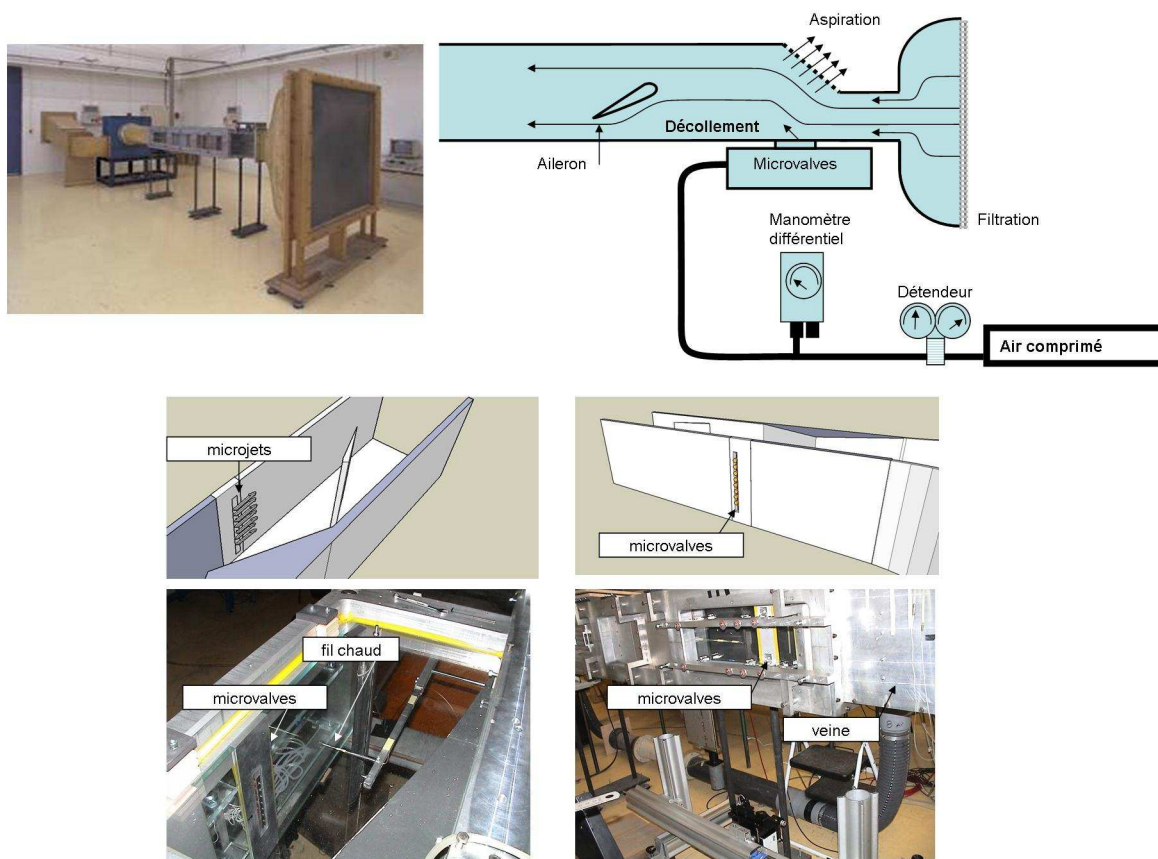


Fig. 4. 36. Mise en place expérimentale du décollement au dessus d'une paroi plane (ONERA).

Une analyse fine de la norme de la vitesse dans la couche limite , réalisée au fil chaud unidimensionnel est rendue possible grâce à un système de positionnement très fin, et des campagnes de mesure par PIV sont réalisées (information directionnelle).

L'efficacité des vortex-générateurs fluidiques (microvalves) est comparés à celle de solutions classiques constituées de mini-ailerons centimétriques collés sur la surface de la veine légèrement en amont du décollement (cf. Fig. 4. 37). Dans le cas de cette expérience, les microjets sont alimentés avec une pression de 1.5 Bars et pulsés à la fréquence de 150 Hz ($F^+=0.8$). Les microjets créés sont soufflés à travers une série de huit trous disposés en ligne, de diamètre 1mm et orientés de 30° par rapport à la surface d'éjection et 45° par rapport à la direction de l'écoulement au loin (axe Ox).

Comme on peut le constater sur la Fig. 4. 37, les microvalves permettent un recollement plus efficace de la bulle de décollement créée dans la veine par rapport aux solutions mécaniques, cependant l'effet est principalement localisé dans une moitié de veine. Ce résultat est principalement dû à l'orientation des microjets vers cette moitié privilégiée et à la mauvaise homogénéité des vitesses en sortie des trous de guidage.

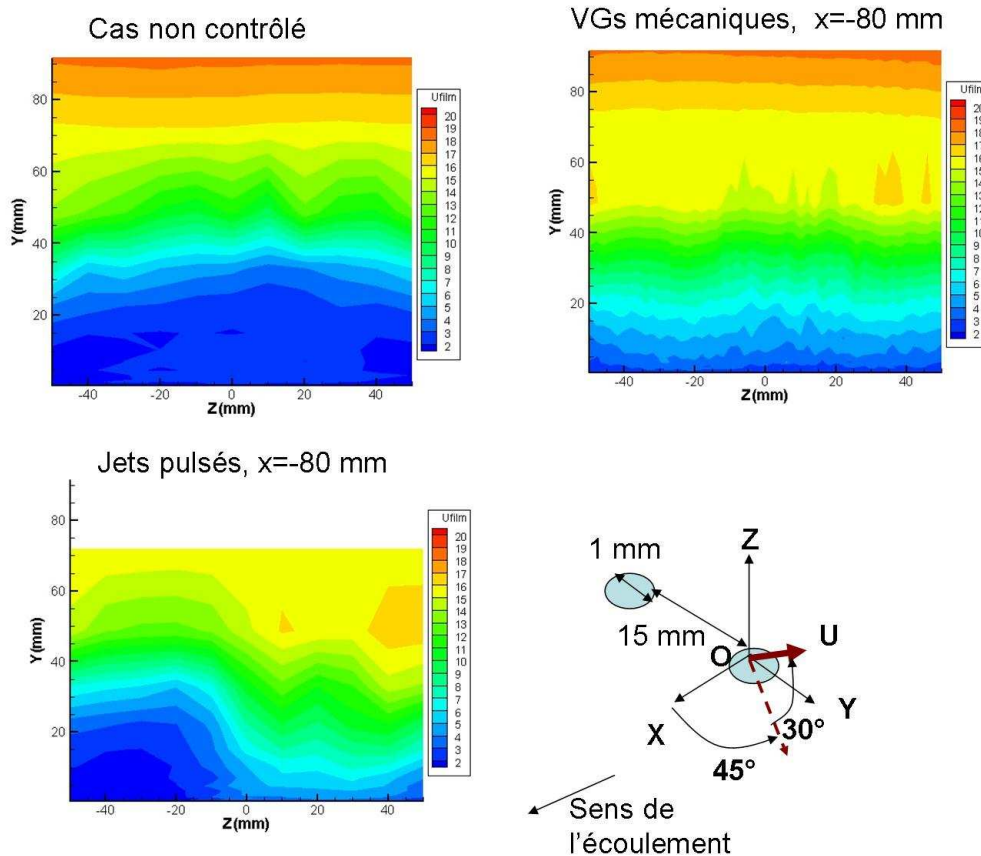


Fig. 4. 37. Vitesse mesurée par le fil chaud dans la bulle de décollement, sur le plan YZ, fil chaud unidirectionnel placé parallèlement à l'axe Ox.

6.4. Expérience mise en place au LML Lille

Analogue à l'expérience décrite ci-dessus, le principe de cette expérience consiste à réaliser une étude paramétrique des microjets sur le décollement en aval d'une discontinuité géométrique (dièdre). Le principe de l'étude est la reproduction des expériences conduites par Mc Magnus et al., conjuguées avec les hautes performances permises par les microvalves à membrane souple. Plusieurs dièdres sont fabriqués (angle de 10, 15 et 20 degrés), les microjets sont placés quelques millimètres en amont de la discontinuité, et soufflent dans une direction définie (45° par rapport à l'écoulement, 30° par rapport à la surface).

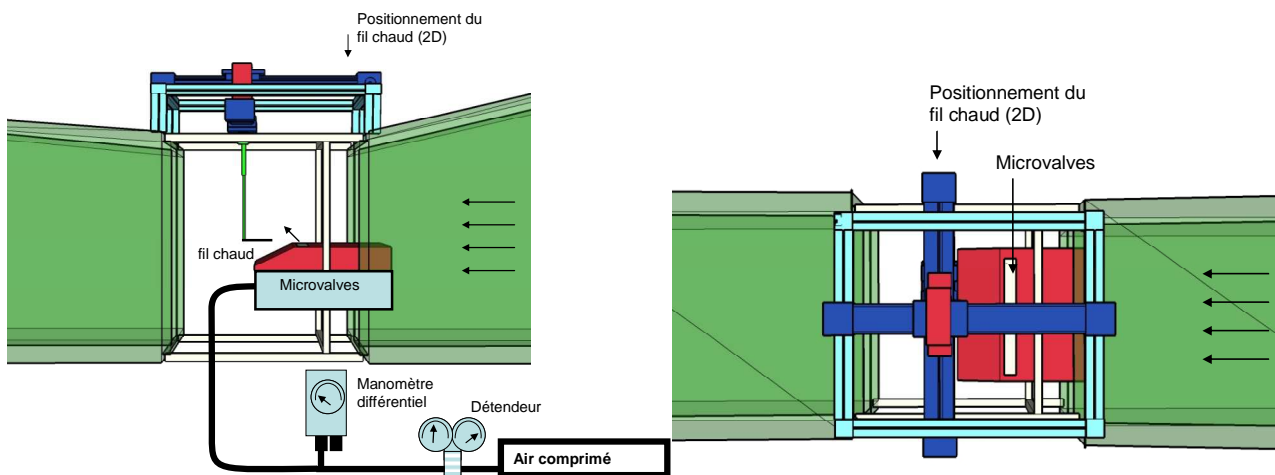


Fig. 4. 38. Mise en place expérimentale du décollement en aval d'un dièdre (LML).

La soufflerie subsonique utilisée est entièrement instrumentée (fil chaud et système automatisé de positionnement).

7. Conclusion

Tirant parti des possibilités offertes par les techniques de microfabrication, pourtant peu adaptées à la fabrication de structures épaisses, les procédés mis en place pour la fabrication des microvalves à membrane souple ont permis l'obtention de prototypes dont les caractéristiques fluidiques et mécaniques répondent au cahier des charges type fixé dans la partie 1. Ces microvalves, fabriquées en séries de 20 à 30 par substrat, sont caractérisées par une vitesse en sortie de l'ordre de 90 m/s et atteignant 150m/s dans certaines conditions de guidage, pour une fréquence de pulsation allant jusqu'à 2KHz sans apport externe d'énergie en mode auto-oscillant. Ces actionneurs se positionnent donc très bien par rapport à l'existant et par rapport aux besoins des industries aéronautique et automobile. Afin de démontrer les capacités des microvalves sur des écoulements décollés, deux expériences en soufflerie ont été mises en place (ONERA/ LML). Les premiers résultats très encourageants obtenus par ces biais permettent aux mécaniciens des fluides de réaliser les études paramétriques nécessaires à une meilleure compréhension des phénomènes physiques entrant en jeu lors de l'interaction des microjets pulsés avec les écoulements décollés.

Références bibliographiques

- [1] R W Tjerkstra, M Boer, E Berenshot, J G E Gardeniers, A Van den Berg, M Elwenspoek, "Etching technology for microchannels", Proceedings of the IEEE conference on Micro Electromechanical Systems (1997), pp. 147-152.
- [2] F. Laermer, A. Schilp. "Method of anisotropically etching silicon", US-Patent n°5501893 accorded to Robert Bosch GmbH, 1996.
- [3] A Rickard, M McNie, "Characterisation and optimization of deep dry etching for MEMS applications", SPIE International Conference on Microelectronic & MEMS technologies, 2001.
- [4] P Attia, "Fabrication et caractérisation de microdispositifs mécaniques à deflexion électrostatique", Thèse de doctorat, Université de Paris XI Orsay, 1997.
- [5] I W T Chan, K B Brown, R P W Lawson, A M Robinson, Y Ma, D Strelbicke, "Gas phase pulse etching of silicon for MEMS with Xenon Difluoride", Proceedings of the IEEE Canadian Conference on Electrical and Computer Engineering", 1999.
- [6] G Kovacs, N I Maluf, K E Petersen, "Bulk micromachining of silicon", IEEE proceedings, vol. 86-8, 1998.
- [7] M Elwenspoek, J Hansen, "Silicon Micromachining", editions Cambridge University Press, 1998.
- [8] D C Duffy, J C McDonald, O J A Schuller, G M Whitesides, "Rapid prototyping of microfluidics systems in Poly(dimethylsiloxane)", Analytical Chemistry 70-23 (1998), pp.4974-4984.
- [9] K R McMagnus, H H Legner, S Davis, "Pulse vortex generator jets for active control of flow separation", AIAA paper 94-2218 (1994).

Partie 5

Microvalves à poutre vibrante actionnées par films magnétostrictifs pour le contrôle actif de couche limite.

Introduction

De manière à élargir le cadre de l'étude, une partie du travail effectué pendant la présente thèse concerne l'étude de micro-structures actionnées par magnétostriction. Un prototype innovant de microvalve, dont le fonctionnement est fondé sur la vibration d'une micropoutre provoquée par magnétostriction, a été dimensionné, fabriqué et caractérisé. L'originalité de ce travail réside dans la mise à profit d'une instabilité magnétique (Transition de Réorientation de Spin), induite artificiellement dans des films multicouches nanostructurés à magnétostriction géante pour l'actionnement proprement dit. Après une brève introduction, nous décrirons le développement et la réalisation de l'actionnement magnétostrictif in situ, puis l'utilisation de ce nouveau concept d'actionnement pour la réalisation d'une microvalve à poutre vibrante.

1. Introduction

1.1. Phénomène de magnétostriction

Lorsque l'intensité et l'orientation des moments magnétiques d'un matériau varient, il peut s'en suivre une variation des distances inter-atomiques, se traduisant à l'échelle macroscopique par une déformation. Ces variations peuvent avoir plusieurs origines : champ magnétique externe, température... On parle alors de magnétostriction. L'effet magnétostrictif inverse existe et se traduit par une réorientation des moments magnétiques sous l'effet d'une contrainte mécanique.

On distingue deux types de magnétostriction : la magnétostriction de volume (déformation isotrope, interaction d'Heisenberg, allongement relatif noté $\Delta l/l = \lambda^{\alpha,0}$) et la magnétostriction de Joule (déformation anisotrope à volume constant, matériaux à forte anisotropie magnétique, allongement relatif $\Delta l/l = \lambda_s$).

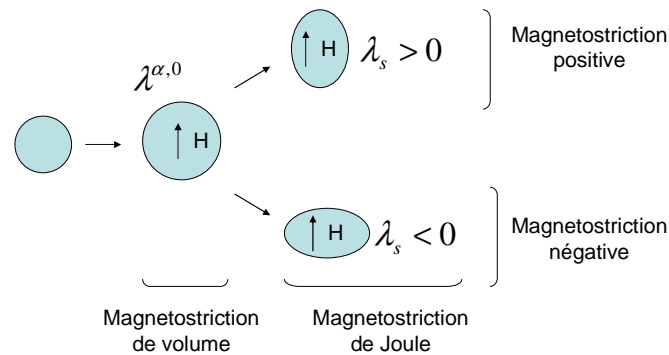


Fig. 5. 1. Modes principaux de magnétostriction observables dans le cas d'une substance isotrope, d'après [1].

Magnétostrictions de volume et de Joule sont dimensionnées à partir d'un coefficient intrinsèque à chaque matériau : $b^{\alpha,0}$ pour la magnétostriction de volume et $b^{\gamma,2}$ pour la magnétostriction de Joule. Les coefficients λ_s et $b^{\gamma,2}$ sont reliés par la relation :

$$\lambda_s = -\frac{2}{3} b^{\gamma,2} \frac{(1+\nu_f)}{E_f} \quad (5.1)$$

Avec E_f et ν_f respectivement le module d'Young et le coefficient de Poisson du matériau magnétostrictif.

Dans la suite de l'étude, on s'intéressera essentiellement à la magnétostriction de Joule, très marquée dans le cas de certains alliages à base de terres rares ($\lambda_s \approx 10^{-3}$).

Matériaux

La plupart des matériaux offrent un allongement relatif en magnétostriction de Joule λ_s de l'ordre de 10^{-6} . Cependant, certains matériaux, notamment certains alliages à base de terres rares et de métaux de transition profitent des orbitales très allongées d'éléments tels que le Terbium ou le Samarium pour présenter une magnétostriction géante ($\lambda_s \approx 10^{-3}$). De plus, l'influence de la cristallinité du matériau est grande puisque les matériaux amorphes se déformeront moins que leurs homologues cristallins, tout en étant caractérisés par des champs de saturation, et donc d'actionnement, plus faibles.

Tableau 5. 1. Comparaison du taux d'allongement induit par magnétostriction en fonction du type de matériau et de sa cristallinité.

Matériau		$\lambda_s * 10^6$
Nickel		-36
Permalloy		+27
Terfenol (TbFe ₂)	Cristallin	+2460
	Polycristallin	+1735
	Amorphe	+475
Terfenol-D (Te _{0.3} Dy _{0.7} Fe ₂)		+1100

Films minces magnétostrictifs

Dans le cas précis de l'actionnement de microstructures, on préférera utiliser les matériaux actifs sous forme de films minces dont l'épaisseur typique est de quelques microns. Les techniques associées telles que la pulvérisation cathodique, l'évaporation, etc... conjuguent alors des avantages suivants :

- Contrôle très fin sur la géométrie et l'épaisseur déposée : précision de l'ordre du micron sur les motifs et de l'ordre de la dizaine de nanomètres en épaisseur.
- Epaisseur déposée de l'ordre de grandeur de celle des structures fabriquées, i.e. de quelques nanomètres à quelques microns.
- Possibilité d'ajouter au matériau des couches augmentant ses performances intrinsèques : couches de polarisation, protection ...

1.2. Actionnement

Considérons les alliages à base de terres rares, intéressants pour leur très grande déformation induite. Ces types de matériaux nécessitent des champs de commande très importants, en grande partie dus à la compensation de leur champ d'anisotropie très grand. En effet, le champ de saturation est proportionnel au ratio de l'anisotropie magnétocristalline K_u et de

l'aimantation $M : H_{sat} \propto \frac{K_u}{M}$. Non compatibles avec les possibilités offertes par les microsystemes, ces champs de commande doivent être diminués. Nous verrons dans cette partie les moyens couramment utilisés pour augmenter la sensibilité des matériaux magnétostrictifs utilisés pour l'actionnement de microstructures par champs de commande faibles.

Travail sur de nouveaux matériaux

Une voie efficace consiste à réduire l'anisotropie magnétocristalline K_u . Plusieurs solutions sont disponibles :

- Injecter dans l'alliage magnétostrictif des éléments bien choisis. Par exemple, dans le cas du terfénol $TbFe_2$, dont le champ de saturation est de l'ordre de 1 Tesla, la substitution d'une partie du Tb par du Dysposium Dy en quantité précise permet une diminution du champ de saturation à la valeur de 0.35 Tesla (alliage $Tb_{0.27}Dy_{0.73}Fe_2$). Cependant, la magnétostriction à saturation est alors légèrement moins importante ($\lambda_s = 1,1 \cdot 10^{-3}$).
- Utiliser des matériaux amorphes, même si la cristallinité permet un allongement plus important.

Systèmes multicouches

L'idée consiste ici à fabriquer un nouveau type de matériau en empilant des couches de deux matériaux différents dont on veut coupler les propriétés. Dans le cas des matériaux magnétiques, les aimantations des couches sont couplées par interaction d'Heisenberg. L'épaisseur typique de ces dernières est donc déterminée par la longueur de cette interaction, i.e. une dizaine de nanomètres.

Dans le cas présent, on exploite la magnétostriction géante du terfenol en le couplant avec un matériau à forte aimantation comme le fer. Le matériau est alors constitué d'un empilement de couches dures magnétostrictives ($TbFe_2$) et douces (Fe ou FeCo).

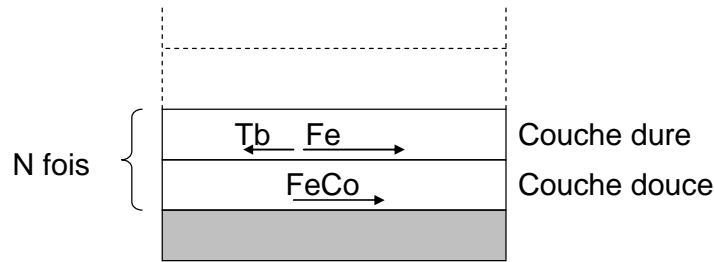


Fig. 5. 2. Système multicouche TbFe/FeCo. L'aimantation du Fe prédominant sur celle du Tb, le couplage d'une couche à l'autre est globalement parallèle.

La réalisation de tels matériaux est rendue possible par pulvérisation cathodique, technique de dépôt largement utilisée en microélectronique, notamment pour les matériaux magnétiques (mémoires, têtes de lecture).

Le pulvérisateur se compose d'une enceinte sous vide dans laquelle on place face à face une « cible » portant le matériau à pulvériser placée face à un plateau portant une série de substrats. Le principe de dépôt consiste à injecter, puis ioniser un gaz de pulvérisation (Ar), puis à accélérer ces ions vers la cible dont ils vont contribuer à l'arrachement des atomes par transfert d'énergie cinétique. Deux types de champ électrique sont envisageables : pour une pulvérisation DC, on applique un fort potentiel directement sur la cible posant alors un problème d'évacuation des charges, alors que la pulvérisation RF consiste en l'application d'un potentiel alternatif radio-fréquence. On appellera alors tension d'autopolarisation la différence de potentiel créée entre les électrodes par différence de mobilité entre les électrons et les ions.

Suivant les paramètres de pression, puissance et débit gazeux, des couches de matériau très fines sont réalisables par pulvérisation cathodique, typiquement quelques nanomètres. Pour la réalisation de films multicouches, on dispose d'une machine de type LEYBOLD dotée d'un plateau tournant et d'une série de cinq cibles. Cette machine présente la possibilité de réaliser plusieurs dépôts successifs sans ouvrir la chambre à vide. Les problèmes liés à l'oxydation très rapide des terres rares au contact avec l'air sont alors évités.

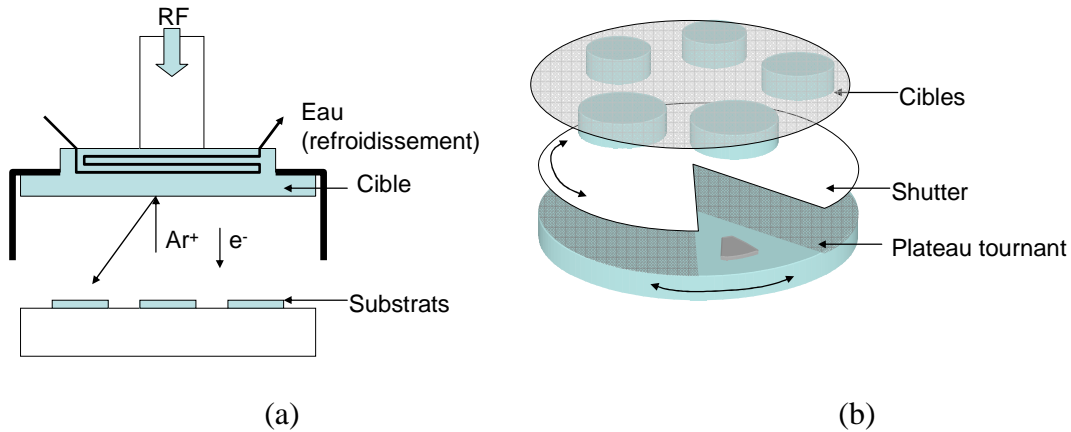


Fig. 5. 3. Principe simplifié de la pulvérisation cathodique (a), architecture de la machine à plateau tournant (b).

Instabilités magnétiques et sensibilité

Des gains importants en sensibilité ont été mis en lumière par N Tiercelin et al [4], par l'actionnement dynamique autour d'une instabilité magnétique appelée Transition de Réorientation de Spin (TRS, transition de phase du second ordre). Dans le cas de matériaux possédant une anisotropie uniaxiale très forte suivant un axe de facile aimantation, il est possible de compenser celle-ci par un champ externe statique H_s perpendiculaire à cet axe. Pour une valeur de ce champ H_s bien définie, une instabilité apparaît sur les aimantations, qui conduit à une très grande sensibilité à un champ dynamique d'actionnement h orienté suivant l'axe de facile aimantation.

Mise en place sur des films minces nanostructurés de $TbFe_2/Fe$, la TRS permet des champs d'actionnement très faibles de l'ordre 1 mT, suffisants pour actionner des structures de taille centimétrique. Les Fig. 5. 4 et Fig. 5. 5 présentent les résultats de caractérisation obtenus pour l'actionnement de cantilevers de longueur 2cm et d'épaisseur $50\mu m$ recouverts d'un film magnétostrictif polarisé au voisinage de la Transition de Réorientation de Spin.

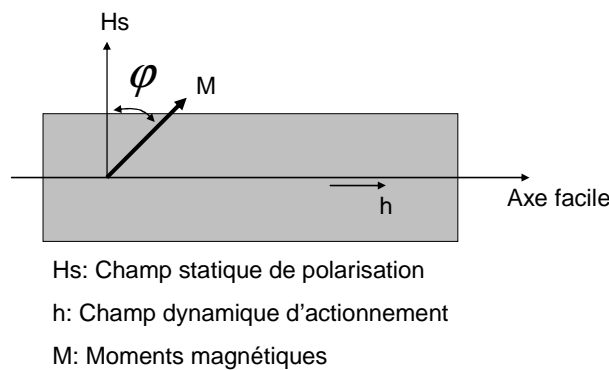


Fig. 5. 4. Configuration magnétique utilisée pour l'actionnement par TRS. L'instabilité des moments magnétiques est induite par compensation de l'anisotropie intrinsèque au matériau.

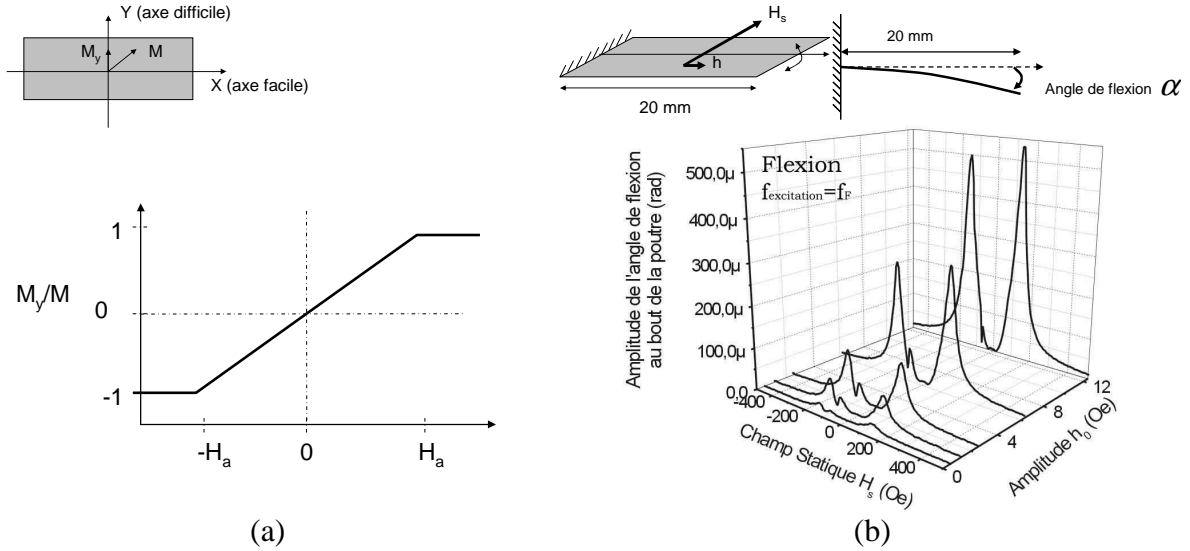


Fig. 5. 5. Aimantation normalisée d'une couche magnétique uniaxiale, mesurée suivant l'axe difficile (a). Influence du champ de polarisation H_s sur l'amplitude de déflexion en bout d'une poutre encastree-libre (longueur = 20 mm, épaisseur 50 μm) dans le cas d'une excitation dynamique h d'amplitude constante du premier mode de flexion (b).

L'induction d'un axe de facile aimantation dans les multicouches $(\text{TbFe}/\text{FeCo})_n$ est réalisée en plongeant le substrat dans un champ magnétique pendant la pulvérisation cathodique. Dans la pratique, ce champ statique de dépôt est réalisé grâce à deux aimants permanents. L'axe de facile aimantation correspond alors à la direction préférentielle d'alignement des moments magnétiques dans le matériau en l'absence de champ magnétique externe.

Enfin, le contrôle de la direction de l'axe de facile aimantation par rapport à la géométrie de la structure à actionner permet de sélectionner le type de contraintes recherchées pour l'actionnement de la structure. En effet, la capacité d'actionnement du film est représentée par l'énergie de couplage magnétoélastique. Cette énergie libre surfacique magnétoélastique est exprimée par la relation [4]:

$$F_{me}^s = 2\beta h_s h_m b^{\gamma \cdot 2} \left\{ \left(\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \right) \cos^2(\varphi) - \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial y} \sin(2\varphi) \right\} \quad 5.2$$

Avec F_{me}^s l'énergie magnétoélastique, β la position de la fibre neutre, h_s et h_m respectivement l'épaisseur du substrat et du film magnétostrictif, $b^{\gamma \cdot 2}$ la constante de magnétostriction de Joule, $U(x,y)$ la déformation de la structure suivant l'axe z et φ l'angle des moments magnétiques par rapport à l'axe difficile.

Dans le cas simple de la déformation d'une poutre encastree-libre, cette équation est composée d'un terme de flexion en $\cos^2(\varphi)$ et d'un terme de torsion en $\sin(2\varphi)$. La déformée de la structure en statique dépend de la direction de l'axe facile par rapport aux axes

géométriques de la structure. De plus, un tel choix il est possible de privilégier certains modes vibratoires souhaités lors d'un actionnement en dynamique. Cette analyse théorique a également été étendue à l'analyse de la localisation du dépôt magnétostrictif sur des structures de type membrane en statique comme en dynamique [5].

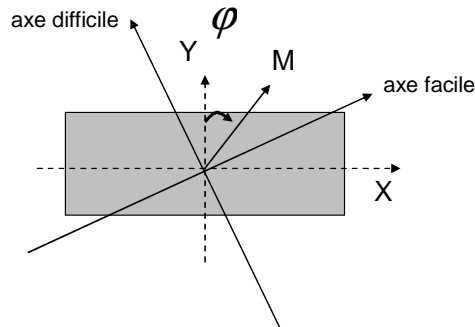


Fig. 5. 6. Position relative de l'aimantation, des axes géométriques et de facile aimantation.

Conclusion

L'utilisation de matériaux à magnétostriction géante, pourtant très appropriée à l'actionnement de microstructures sous forme de films minces déposés par pulvérisation cathodique, est peu répandue dans la communauté des concepteurs et des fabricants de MEMS à cause des forts champs magnétiques nécessaires à l'actionnement. Une diminution drastique de ces derniers est cependant possible, par trois voies distinctes :

- La recherche sur de nouveaux matériaux (alliages ternaires à faible anisotropie magnéto-cristalline).
- L'utilisation de films multicouche nanostructurés.
- L'induction d'instabilités magnétiques type TRS.

Les champs de commande très faibles mis en lumière (1mT, [4],[5]) sur des alliages multicouches de type $(\text{TbFe/Fe})_n$ ou $(\text{TbFe/FeCo})_n$ ont permis de démontrer la compatibilité de cette technologie d'actionnement magnétostrictif avec les besoins des microsystèmes.

Notons de plus qu'un certain nombre d'avantages démarquent largement ce type d'actionnement par rapport aux solutions concurrentes :

- L'induction simultanée de contraintes en flexion et en torsion de par la déformation de type anticlastique provoquée sur des structures simples telles que la poutre encastrée-libre.
- Une très grande bande passante, s'étendant du régime statique jusqu'au GHz.

- L'actionnement de structures à distance, typique des solutions à actionnement magnétique.
- L'absence de claquage, phénomène caractéristique de l'actionnement électrostatique, amenant à la destruction des structures actionnées et un encombrement réduit, contrairement aux actionneurs électromagnétiques classiques.
- Les fortes non-linéarités entrant en jeu au niveau du couplage magnétoélastique à la TRS, donnant lieu à de nouvelles perspectives pour l'actionnement des structures.

2. Principe de fonctionnement de la microvalve actionnée par films magnétostrictifs

Le concept de microvalve dont le dimensionnement, la réalisation et la caractérisation sont présentés dans cette partie est fondé sur une structure simple dont le comportement est connu : une poutre encastree-libre recouverte d'un film magnétostrictif. Nous verrons dans ce chapitre les étapes de dimensionnement et de fabrication mises au point à partir du comportement connu de cette poutre vibrante.

2.1. Architecture de la microvalve

La microvalve à poutre vibrante est constituée de trois parties distinctes (cf. Fig. 5. 7) : deux canaux d'entrée (2), (3), un canal microfluidique de sortie (1) et une chambre (4). Le fluide pressurisé en entrée de microvalve crée un microjet en sortie de cette dernière en pressurant la chambre. Mise en mouvement sous l'effet du film magnétostrictif, la poutre encastree-libre pulse le microjet en sortie de valve à une fréquence égale au double de la fréquence d'actionnement.

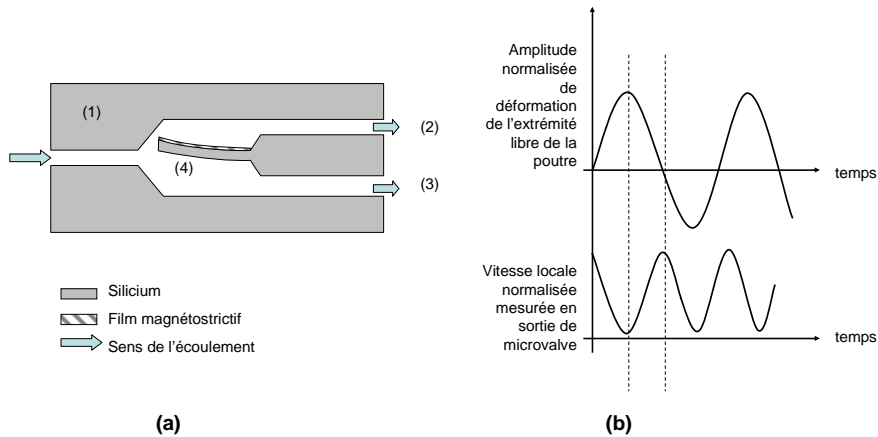


Fig. 5. 7. Architecture de la microvalve à poutre vibrante, principe de fonctionnement (a) et dédoublement de la fréquence de pulsation provoqué par la double entrée d'air (b).

La micropoutre est actionnée via le film magnétostrictif à sa fréquence de résonance mécanique (premier mode de flexion) de manière à bénéficier d'un grand déplacement en son extrémité libre. Dans un premier temps, on fabriquera le champ magnétique d'actionnement grâce à un bobinage externe, puis on cherchera les méthodes permettant la fabrication in situ du champ magnétique dynamique d'actionnement.

2.2. Dimensionnement

De manière à répondre au cahier des charges défini en partie 1, la fréquence d'actionnement est fixée à 1KHz. Or, la fréquence de résonance d'une poutre encastree-libre en son premier mode de flexion est donnée par l'équation :

$$f_1 = \frac{3.52hs}{4\pi L^2} \sqrt{\frac{E_s}{3\rho_s}} \quad 5.2$$

Avec E_s , L et h_s respectivement le module d'Young, la longueur et l'épaisseur de la poutre vibrante. Le calcul de la fréquence f_1 pour différentes valeurs de L et h_s est détaillé dans le Tableau 5. 2.

Tableau 5. 2. Calcul de la fréquence du premier mode de flexion dans le cas d'une poutre encastree – libre de longueur L et d'épaisseur h_s

Longueur L	Fréquence de résonance f1	Epaisseur hs
8mm	50Hz	2.64μm
	1kHz	52μm
1mm	50Hz	0.04μm
	1kHz	0.82μm

De manière à obtenir une raideur suffisante pour contrecarrer les efforts de pression s'exerçant sur la micropoutre défléchie, on choisira une longueur de 8 mm et une épaisseur de poutre de 52 μm .

La largeur du canal d'admission étant fixée à 1 mm, on fabriquera une poutre de largeur plus importante (4 mm) de manière prévenir l'apparition de fuites le long des bords de cette dernière.

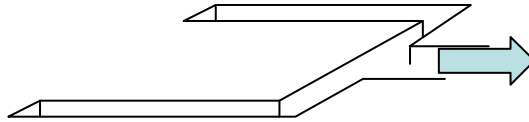


Fig. 5. 8. Largeurs relatives du conduit d'admission et de la poutre vibrante (a), adaptation progressive de la largeur du canal en sortie.

Calcul de la déflexion de la micropoutre :

De manière à dimensionner les microcanaux d'entrée, le calcul de la déflexion de la poutre sous l'effet des contraintes magnétostrictives est nécessaire. En effet, ce dernier doit être supérieur à la demi-épaisseur du canal d'entrée de manière à obtenir l'obstruction presque complète d'un des deux canaux de sortie (cf. Fig. 5. 9).

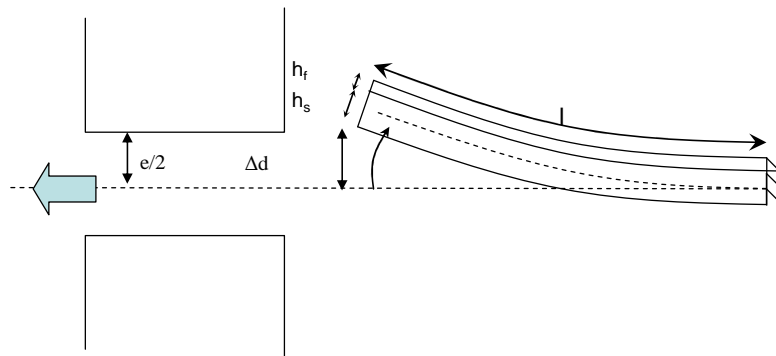


Fig. 5. 9. Calcul de la déformation valable en bout de micropoutre, variables.

La déformation totale induite en bout de poutre par un film magnétostrictif d'épaisseur h_f est donnée par l'équation [6]:

$$\Delta d \approx 4.35 * l^2 b \frac{(1 + \nu_s)}{E_s} \frac{h_f}{h_s^2} \quad 5.3$$

La variable b constitue le coefficient de magnétostriction, il avoisine 10 MPa dans le cas des multicouches TbFe/Fe.

La valeur de déflexion correspondant à la structure considérée ($h_f=0.2 \mu\text{m}$) est égale à 1.5 μm . Cependant, en considérant un coefficient de qualité Q_m de l'ordre de 100 pour l'actionnement dynamique à la fréquence de résonance, on obtient une déflexion de l'ordre de 100 μm .

L'épaisseur e du canal est donc fixée à $50\ \mu\text{m}$ de manière à garantir une bonne déflexion du microjet. La très grande perte de charge associée permet de pressentir des performances fluidiques assez mauvaises pour ce type de microvalve se manifestant par une vitesse peu élevée en sortie.

2.3. Procédé de fabrication

De manière à réaliser les profondeurs importantes imposées par le dimensionnement des structures de l'ordre de $50\ \mu\text{m}$, le prototype final consiste en une série de pièces fabriquées indépendamment, puis assemblées à l'aide des techniques de collage décrites dans la partie 4. La microvalve est composée d'un ensemble de cinq pièces (cf. Fig. 5. 10), soit une micropoutre recouverte de film magnétostrictif, deux entretoises permettant une bonne déflexion de la micropoutre et deux couvercles fermant les canaux de sortie. Poutre et entretoises sont réalisées en silicium, alors que le verre est choisi pour la fabrication des couvercles (accès optique intéressant pour la caractérisation).

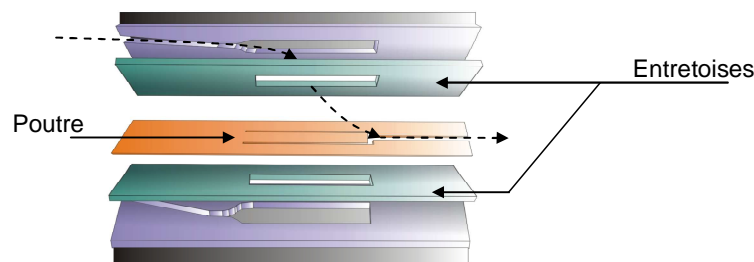


Fig. 5. 10. Vue éclatée de la microvalve à poutre vibrante.

Gravure

Le procédé de fabrication des pièces en silicium est analogue à celui choisi pour la réalisation des microvalves à membrane souple : la gravure humide KOH est utilisée pour la fabrication des micropoutres et des entretoises. Une simplification du procédé consiste à usiner simultanément la micropoutre et son entretoise inférieure, évitant ainsi la manipulation périlleuse de substrats amincis à $50\ \mu\text{m}$. Les étapes de gravure sont résumées sur la Fig. 5. 11.

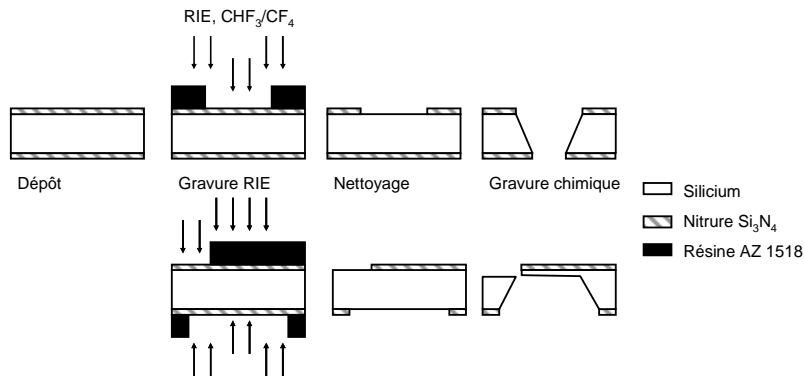


Fig. 5. 11. Étapes de gravure pour la fabrication de la micropoutre et de ses entretoises.

Fabrication des canaux

Les canaux sont quant à eux réalisés en résine photosensible SU-8, choisie pour sa viscosité importante, permettant le dépôt de couches épaisses jusqu'à 200 μm . Les problèmes liés à l'utilisation de ce type de résine époxy sont liés aux contraintes résiduelles très fortes, à sa mauvaise planéité en forte épaisseur et à sa mauvaise adhérence sur silicium.

Les canaux sont réalisés par lithographie classique sur verre déshydraté de manière à garantir une adhérence correcte de la couche de résine. Après avoir été réticulée aux UV, la couche de résine est recuite et révélée. Les contraintes importantes sont relaxées grâce à des marques de clivage séparant la couche de résine en îlots successifs.

Assemblage

Les pièces sont assemblées par collage de type SU-8 (cf. partie 4). La mauvaise planéité des canaux en SU-8 ne permettant pas un collage complet (épaisseur de la couche de collage : 2 μm), on réalise un joint étanche sur le pourtour de la microvalve en résine époxy.

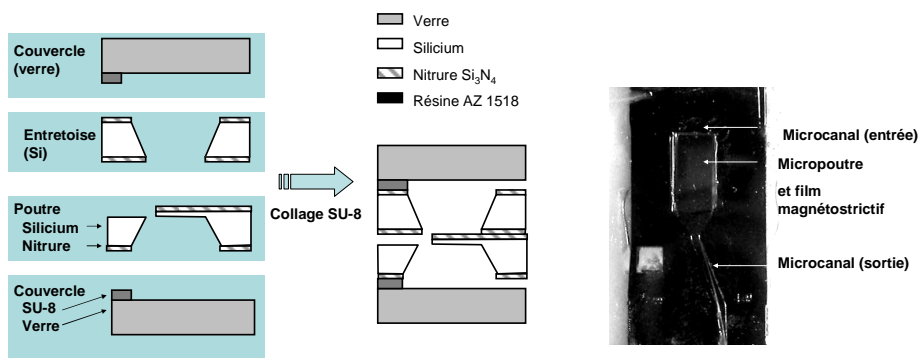


Fig. 5. 12. Microvalve en fin d'assemblage

3. Micropoutres magnétostrictives actionnées in situ par microbobines

La compatibilité de l'actionnement par film mince magnétostrictif à la TRS passe par l'intégration des champs de commande et de saturation. Plusieurs solutions sont disponibles :

- Pour l'intégration du champ de polarisation, une solution consiste à polariser le matériau multicouche de manière intrinsèque en intégrant à l'empilement de matériaux durs et doux une ou plusieurs couche(s) d'aimant permanent (FePt, CoPt, etc ...) orientée(s) perpendiculairement à l'axe de facile aimantation. Cette étape de « Biasing », toujours en développement, ne sera pas détaillée dans ce manuscrit.
- Pour l'intégration du champ dynamique de commande, une solution consiste à fabriquer une série de microbobines à proximité de la structure à actionner. De nombreux exemples existent dans la bibliographie (cf. chapitre 4.1). Comme nous l'avons montré plus tôt, les champs magnétiques obtenus, bien que faibles (10 oe), suffisent à l'actionnement des structures dotées de film magnétostrictif. Ces solutions à base de microbobines sont rendues possibles par le développement important des techniques de dépôt de matériaux magnétiques en forte épaisseur, notamment par électrolyse (Permalloy, cuivre, etc..).

3.1. Principe d'actionnement

Les structures fabriquées pour démontrer la faisabilité de l'actionnement magnétostrictif in situ sont constituées d'une micropoutre recouverte de film magnétostrictif multicouche, et de deux microbobines situées de part et d'autre des extrémités de la micropoutre (cf. Fig. 5. 13).

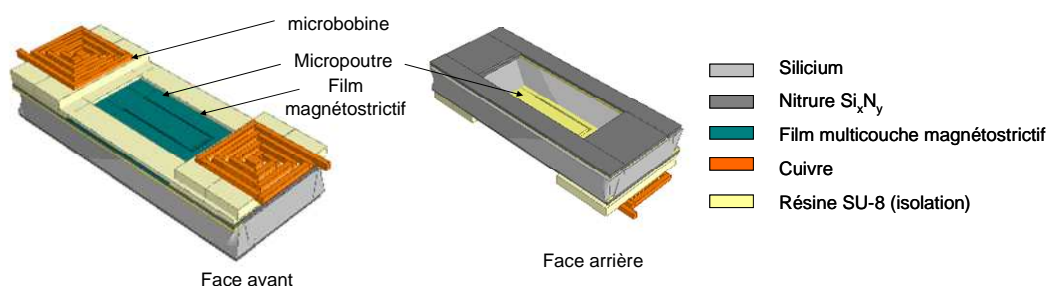


Fig. 5. 13. Architecture des micropoutres et des bobines d'actionnement intégré.

On constatera que les microbobines sont situées sur une couche isolante en résine époxy SU-8 de manière à éviter les fuites de courant dans le film magnétostrictif. Les deux microbobines,

enroulées en sens inverse, produisent des champs magnétiques de même direction opposée. Cette distribution singulière du champ magnétique global permet l'induction d'un champ transverse dans le film, guidant le champ produit d'une bobine vers l'autre. Dans un premier temps, on provoquera la saturation du film magnétostrictif grâce à une source magnétique externe comme un électroaimant ou un aimant permanent.

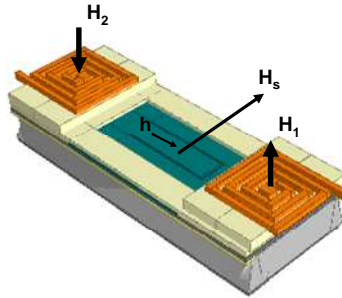


Fig. 5. 14. Distribution du champ magnétique dans le microsysteme : le champ magnétique est guidé d'une bobine à l'autre par le film magnétostrictif.

3.2. Champ magnétique et dimensionnement des microbobines

Les études réalisées par N Tiercelin et al. ont montré qu'un champ de l'ordre de 1mT est suffisant pour l'actionnement dynamique des micropoutres. Dans un premier temps, on calcule le champ magnétique généré par une microbobine seule, puis le champ global dans le microsysteme (paire de microbobines et film magnétostrictif). Les simulations numériques sont réalisées dans un premier temps en quasi-statique grâce au logiciel Vector Fields OPERA 3D. Les résultats de ces campagnes de simulation sont présentés dans la Fig. 5. 15.

Un premier dimensionnement est effectué à partir des caractéristiques de microbobines précédemment fabriquées par S Masson et al. Les limitations sont définies par le procédé de fabrication :

- Quatre enroulements
- Epaisseur de fil : $8\mu\text{m}$, largeur $50\mu\text{m}$

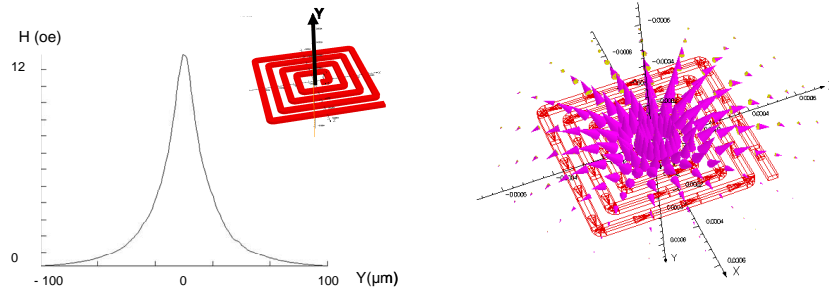


Fig. 5. 15. Champ magnétique calculé à proximité d'une microbobine plongée dans l'air module du champ sur l'axe Y (a), et orientation dans le plan Y=10 μ m (b).

Si le champ magnétique calculé au sein des microbobines atteint la valeur de 1.2mT, on constate qu'il diminue fortement à mesure qu'on s'éloigne du plan des enroulements. En revanche, le champ calculé dans le microsysteme complet est très homogène, du fait de la très forte aimantation du matériau magnétique constituant le film magnétostrictif.

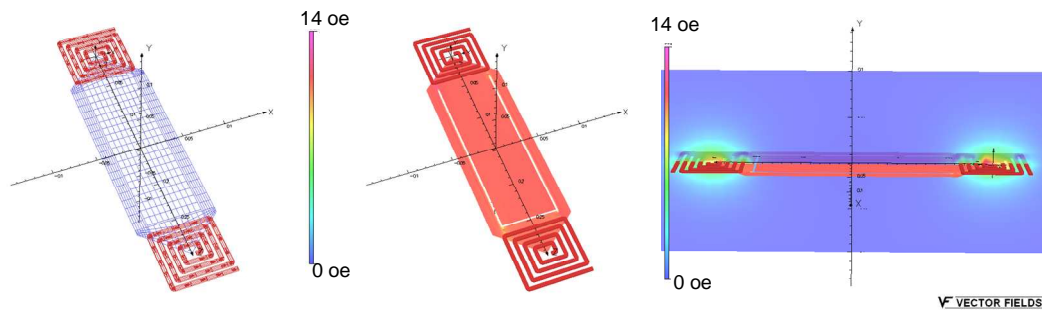


Fig. 5. 16. Distribution du champ magnétique dans le microsysteme. Maillage adopté (a), champ magnétique H calculé dans le matériau magnétostrictif (b) et dans l'air environnant (c).

La géométrie du film dans le plan est spécifiquement optimisée de manière à constituer un concentrateur de champ magnétique. Le rebouclage du flux magnétique est réalisé dans l'air aux alentours de la micropoutre, ou par l'intermédiaire d'un circuit magnétique intégré dans le packaging final de la structure.

4. Réalisation d'un démonstrateur à l'échelle MEMS

De manière à démontrer expérimentalement la faisabilité de l'actionnement in situ, un démonstrateur à l'échelle du microsystème a été dimensionné et réalisé. Plusieurs séries de micropoutres sont fabriquées simultanément sur un même substrat, leurs dimensions sont les suivantes :

- Longueur L comprise entre $400\ \mu\text{m}$ et $2000\ \mu\text{m}$, largeur l comprise entre $100\ \mu\text{m}$ et $600\ \mu\text{m}$.
- Epaisseur comprise entre $1.5\ \mu\text{m}$ et $10\ \mu\text{m}$.

4.1. Procédés de fabrication

Les développements récents des techniques de microfabrication ont très vite été utilisés pour la fabrication de bobines de petites dimensions. Les applications sont en effet nombreuses : microscopie par résonance magnétique nucléaire, actionnement et MEMS, transfert d'énergie et d'information à distance.... La difficulté de fabrication réside dans la nécessité de prévoir des plans d'isolation entre les plans des bobines et le fil de contact. Notons néanmoins les réalisations de Allen et al., incluant des microbobines sur plusieurs niveaux enchevêtrés avec un circuit en matériau magnétique (permalloy), cf. Fig. 5. 17.

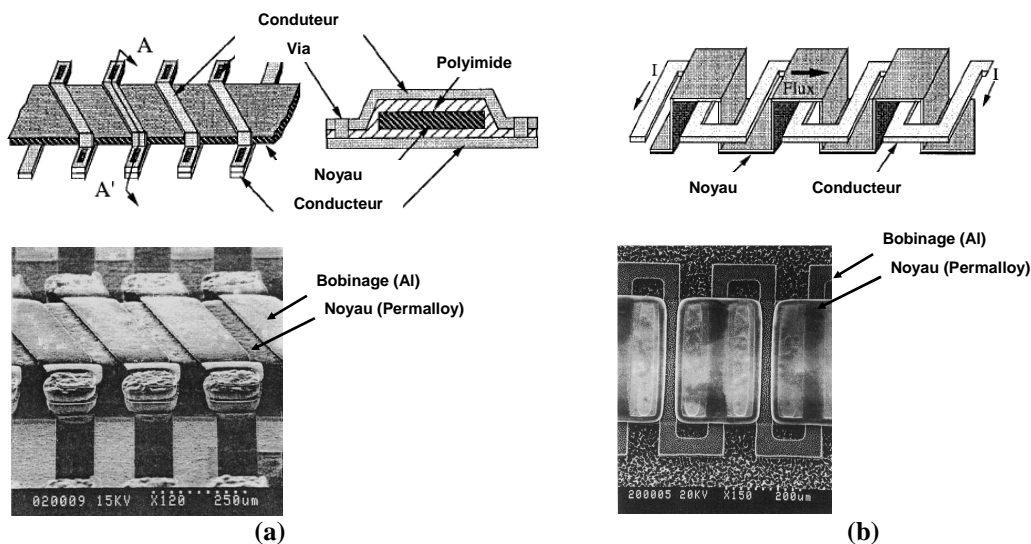


Fig. 5. 17. Microbobines réalisées sur plusieurs niveaux enchevêtrées avec un circuit magnétique en permalloy, géométrie de type solénoïde (a) et de type méandre (b) [11].

La géométrie adoptée dans le présent travail pour les microbobines consiste en une piste plate comprenant quatre enroulements. La fabrication et la caractérisation de tels systèmes ont été mis au point par S Masson et al. [5], et constituent un savoir-faire acquis au sein du

laboratoire. L'utilisation de ces structures dans un premier temps a permis de simplifier la fabrication d'une structure complète actionnée in situ.

Après une description complète de ce premier procédé de fabrication (procédé n°1), on développera un second procédé de fabrication (n°2) plus simple et plus rapide, mis au point suite à la mise à disposition progressive de nouveaux moyens de microfabrication à l'IEMN, notamment de gravure en phase gazeuse XeF_2 et de gravure profonde DRIE.

4.2. Procédé n°1.

Ce premier procédé consiste à graver le motif de la micropoutre dans le silicium, fabriquer ensuite les microbobines sur une couche isolante, puis libérer la structure par gravure chimique en face arrière (Fig. 5. 18).

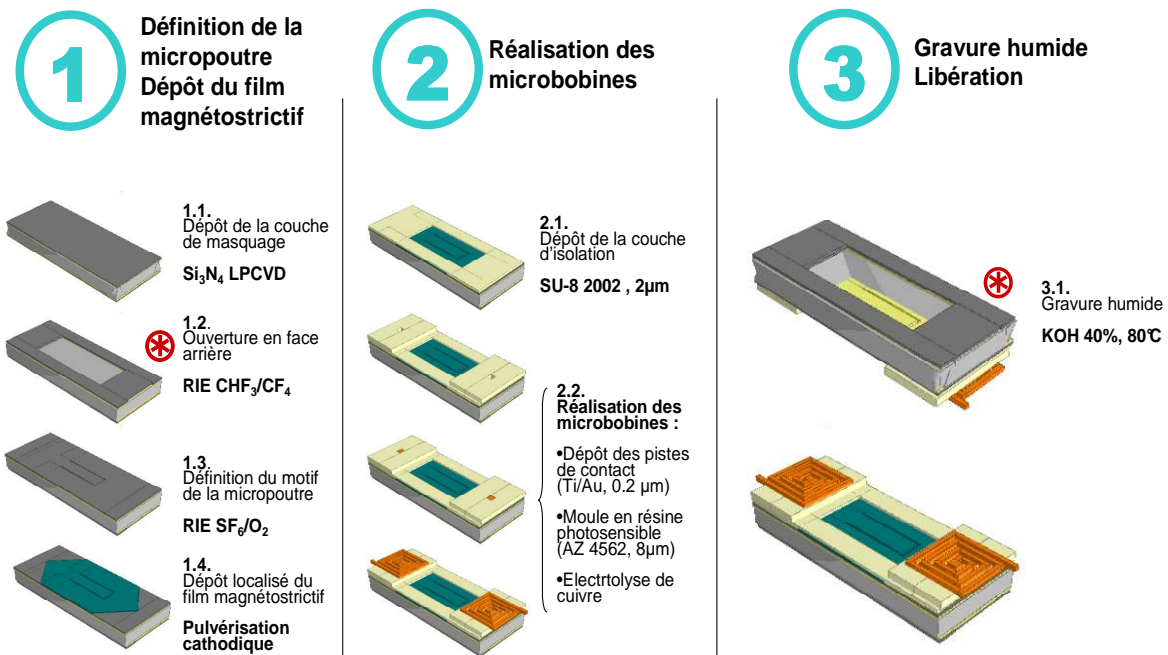


Fig. 5. 18. Procédé de fabrication n°1, par gravure de la micropoutre, dépôt des bobines et libération de la structure par gravure chimique.

Fabrication des micropoutres

Après avoir protégé le substrat en silicium cristallin $\langle 100 \rangle$ en prévision de l'étape de gravure finale (nitride peu contraint, LPCVD, 2000 \AA , étape 1.1), la couche de masquage est ouverte par gravure RIE (CHF_3 , CF_4 , étape 1.2). Cette étape permet également la fabrication de marques d'alignement sur la face avant du substrat.

Une couche de résine (AZ 1518, $1.8 \mu\text{m}$) est ensuite déposée en face avant, les motifs de définition des micropoutres étant réalisés par lithographie optique conventionnelle. Une étape

de gravure profonde (DRIE, procédé BOSCH) permet ensuite la fabrication de la micropoutre elle-même (profondeur de gravure : 10 μm).

La micropoutre ainsi définie est ensuite recouverte de film multicouche magnétostrictif par pulvérisation cathodique à travers un masque physique, permettant ainsi la localisation du dépôt, cf. Fig. 5. 19.

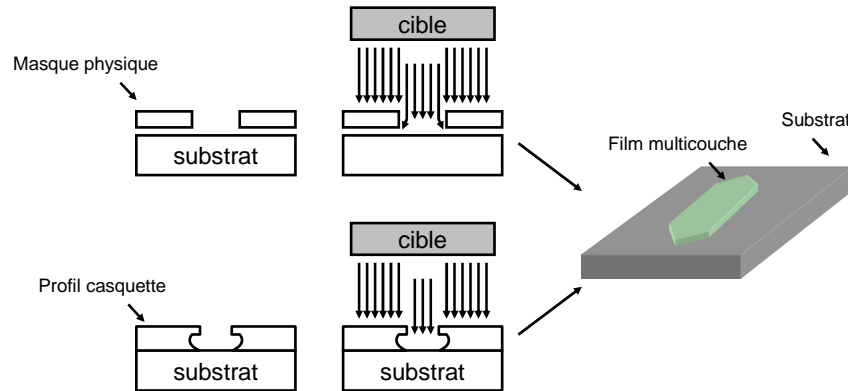


Fig. 5. 19. Dépôt localisé du film multicouche magnétostrictif à travers un masque physique.

Deux techniques sont disponibles pour la localisation du dépôt :

- L'utilisation d'un masque physique, facile à mettre en place, est adaptée dans le cas de motifs de grandes dimensions. Le masque physique est réalisé par gravure profonde d'un substrat en silicium sur toute son épaisseur pour la fabrication de « fenêtres ». Cette technique néanmoins les désavantages suivants :
 - Présence de bavures sur les bords des motifs sur une largeur typique de 50 μm).
 - Alignement difficile, et souvent imprécis.
- L'utilisation d'une couche de résine photosensible présentant une rétractation importante : profil de type « casquette », permettant une grande précision, mais :
 - Une utilisation lourde à mettre en place nécessitant des étapes d'alignement et de lithographie.
 - Des problèmes de craquelure / brûlure / déformation des motifs liés au mauvais comportement de la résine à haute température.

Dans le cas du dépôt de film magnétostrictif, au vu de la dimension millimétrique des structures, on préfère l'utilisation du dépôt localisé même si l'utilisation de masques en résine a été démontrée.

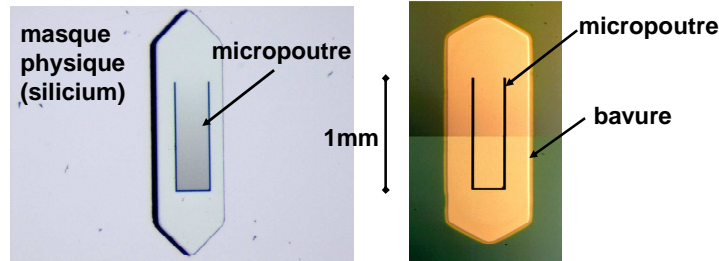


Fig. 5. 20. Localisation du dépôt sur des micropoutres en silicium (longueur 1mm, épaisseur 10 μm) par masquage physique (microscopie optique).

Fabrication des microbobines

La partie du procédé de fabrication concernant la réalisation des microbobines est détaillée dans la Fig. 5. 21.

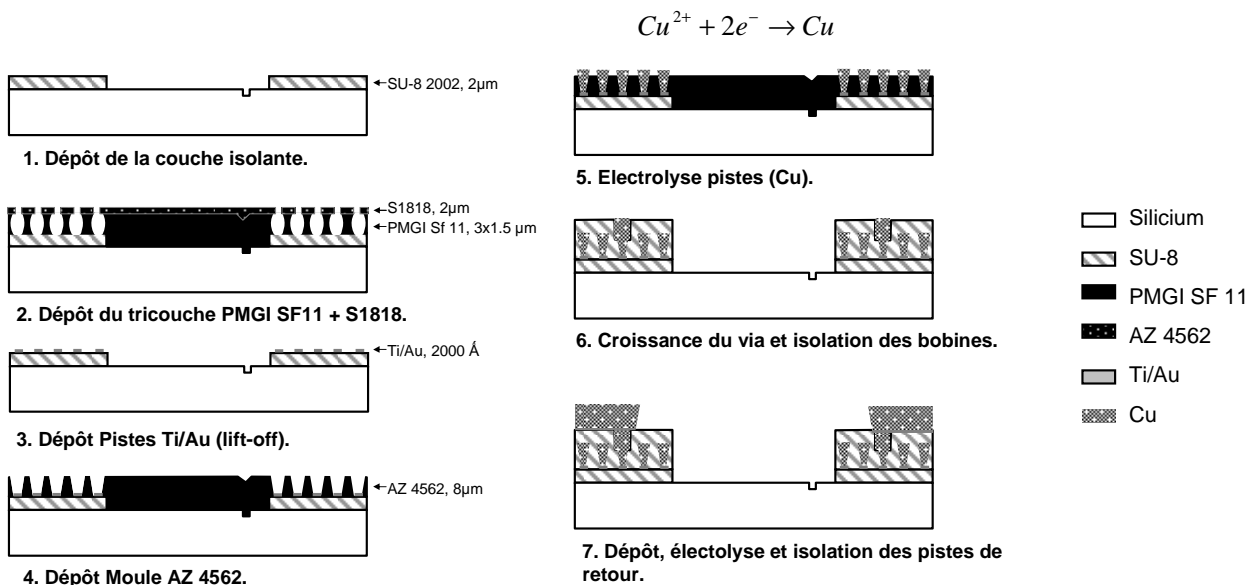


Fig. 5. 21. Procédé de fabrication des microbobines (détail de l'étape 2.2).

Les verrous technologiques surmontés pour mener à bien ce procédé consistent en l'enfouissement du motif de la micropoutre pendant le dépôt de la couche d'or de contact permettant l'électrolyse des microbobines (cf. Fig. 5. 21, étape 2). En effet, les procédés types s'appuient sur l'utilisation de couches minces de résine photosensible d'épaisseur faible de l'ordre de 0.5 μm . Cette technique ne permet pas de garantir le recouvrement des motifs de

définition de la poutre. La couche d'or les recouvrant empêche alors la libération correcte de la structure en fin de process.

Cette étape de protection est réalisée à l'aide d'un tri-couche de PMGI SF 11. De manière à éviter la formation de craquelures dans la couche de résine, on effectue des recuits de plus en plus longs pour chacune des trois couches.

La visualisation des structures lors de la fabrication est présentée dans la Fig. 5. 22.

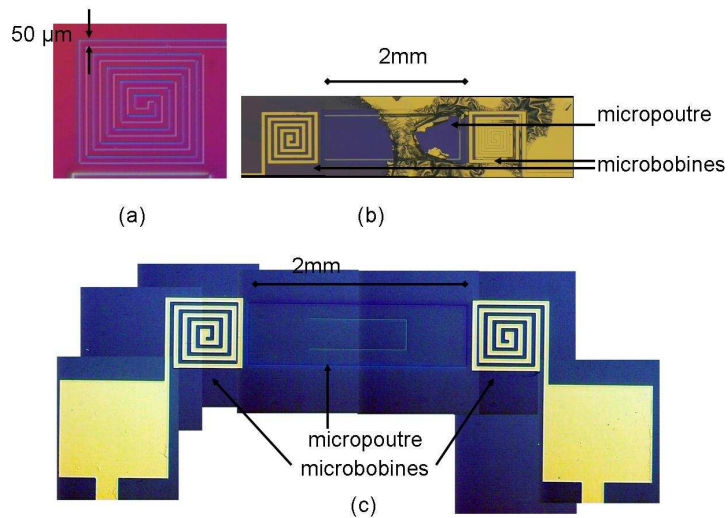
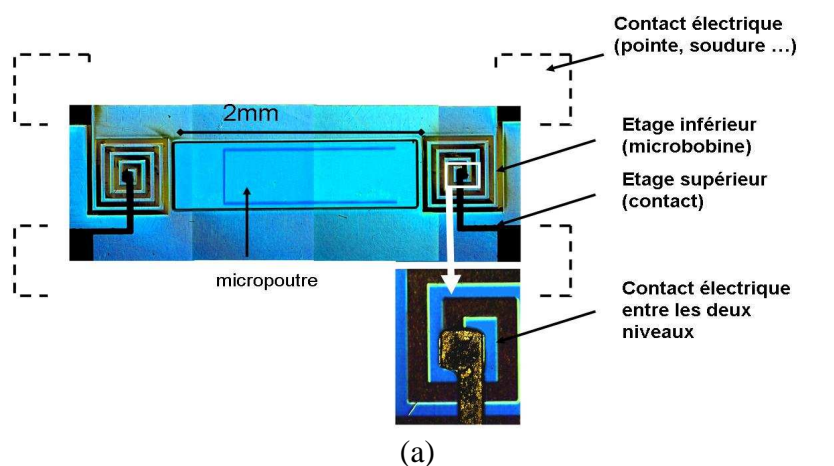
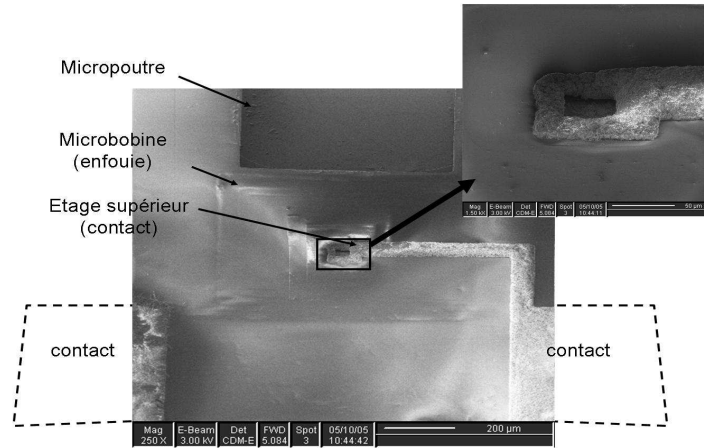


Fig. 5. 22. Etapes de fabrication du premier étage de microbobines. Casquette en tricouche PMGI SF11 (a), dépôt de la couche métallique et lift-off à l'EBR PG (b), vérification de l'enfouissement de la micropoutre (c).





(b)

Fig. 5. 23. Réalisation du second étage de microbobines, structure finale avant libération (a). Visualisation au Microscope Electronique à Balayage (MEB), (b).

Libération

L'étape de libération de la structure finale est réalisée par gravure chimique (KOH, 80°C) de manière à éviter les problèmes de pollution et de chauffe liés à l'utilisation d'un bâti de gravure profonde. Le problème majeur posé par cette technique de gravure réside dans le décollement de la couche polymère contenant les microbobines provoqué par la dégradation progressive de l'interface SU-8 / nitrure et les fortes contraintes résiduelles résidant dans la SU8, mettant le matériau en compression.

Les procédés suivants sont mis en place de manière à protéger les structures présentes en face avant :

- Utilisation d'un porte-substrat présentant un joint étanche permettant la gravure simple face lors de la libération.
- Dépôt d'une couche épaisse de polymère souple étanche au KOH (PDMS) permettant d'une part la protection des structures en face avant lors de l'apparition de fuites dans le porte-substrat, et d'autre part l'amélioration du joint au contact avec le substrat. Cette couche se retire mécaniquement en fin de gravure sans accrocher (faible interaction avec la SU8 et les métaux en général).

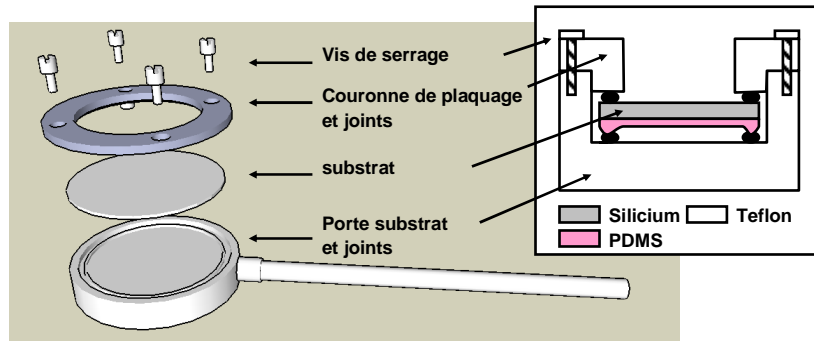


Fig. 5. 24. Schéma de principe du porte-substrat permettant la gravure simple-face.

Ce procédé montre le grand désavantage d'être très long à mettre en place (6 mois en moyenne), et de donner un rendement faible (50 % des structures subissent un décollement en fin de gravure malgré les solutions apportées).

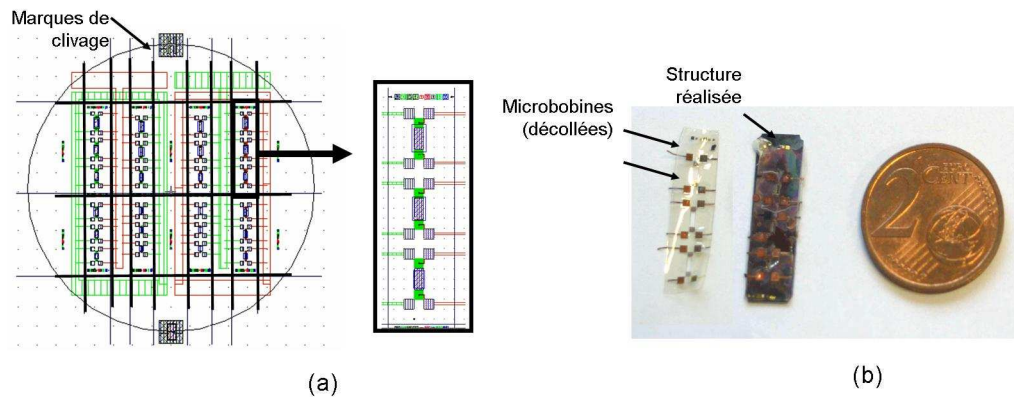


Fig. 5. 25. Séparation par clivage du substrat en unités contenant trois structures finales (a), problèmes liés au décollement des niveaux des bobines (b).

De plus, la technique de dépôt des microbobines par électrolyse dans un moule en résine limite l'épaisseur de cuivre déposé à une dizaine de microns. Les microbobines possèdent alors une section de fil limitée à $500 \mu\text{m}^2$. De plus, ces dernières sont plongées dans un polymère isolant électrique et thermique ($0.2 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ contre $149 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ pour le silicium). Le courant maximal admissible est donc faible (200 mA), les microbobines étant propices à une surchauffe par effet Joule.

Un second procédé permet la fabrication de microbobines de grande section réalisées par électrolyse de cuivre dans des tranchées profondes en silicium (section : $50\mu\text{m} \times 100\mu\text{m}$). L'évacuation de chaleur est alors facilitée par la grande surface d'échange entre les bobines et le substrat en silicium. Une couche mince isolante est cependant nécessaire pour éviter les fuites de courant dans le substrat.

4.3. Procédé n2.

Une solution alternative consiste à fabriquer les microbobines dans l'épaisseur du substrat, permettant ainsi :

- Une robustesse importante pour les structures choisies
- L'obtention de sections importantes (de l'ordre de 100 μm). Il est alors possible de profiter de la grande capacité du silicium à évacuer l'échauffement provoqué par effet Joule.

Le procédé de réalisation consiste à réaliser des tranchées dans un substrat en silicium, puis de déposer une couche isolante et réaliser le remplissage de ces dernières par électrolyse (Cuivre). La réalisation de microbobines de section importante passe donc par l'utilisation d'une méthode de gravure profonde pour la réalisation des tranchées.

Des essais préliminaires en utilisant la technique de gravure humide (KOH, 80° C), montrent des problèmes d'homogénéité de gravure, en particulier au niveau des angles où on obtient une surgravure de l'ordre de grandeur de la profondeur gravée. La plus grande largeur de tranchée réalisable est donc de l'ordre de grandeur de la profondeur de gravure [12].

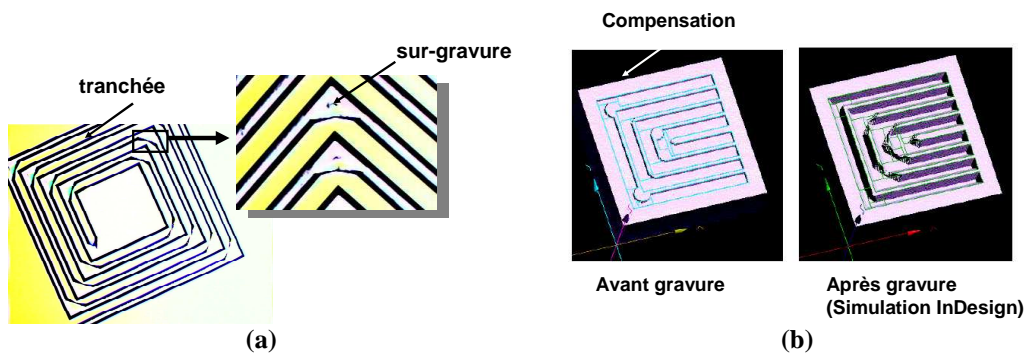


Fig. 5. 26. Tests préliminaires : réalisation de tranchées par gravure chimique KOH (a), solution apportée par modification des motifs avant gravure (b), d'après [12].

Un second procédé, rendu possible par la mise à disposition de machines de gravure en phase gazeuse (XeF_2) et sèche (RIE profonde) consiste à usiner simultanément les tranchées constituant les microbobines et les micropoutres (cf. Fig. 5. 27).

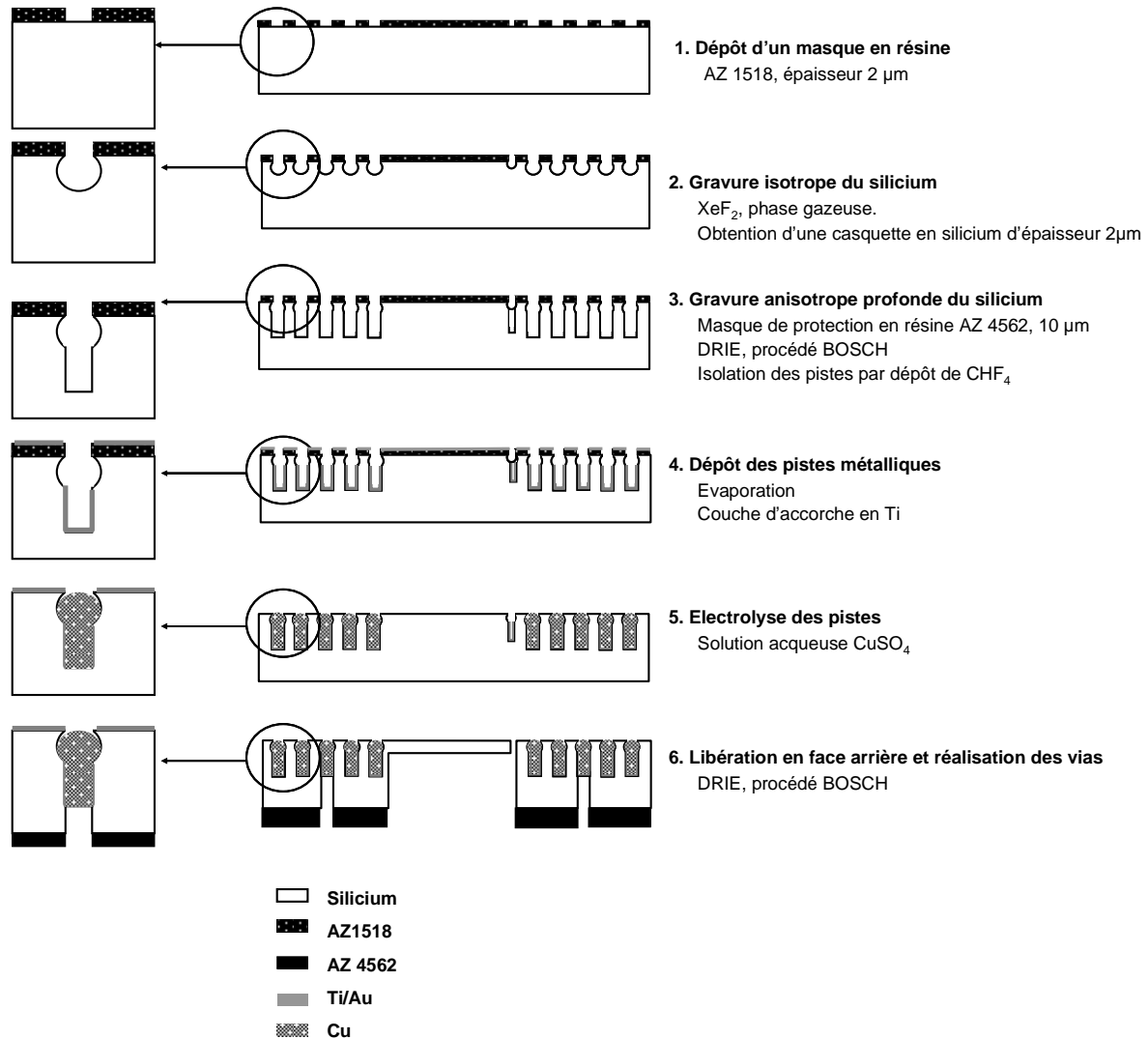


Fig. 5. 27. Procédé de fabrication n°2, fabrication des bobines d'actionnement dans des tranchées gravées simultanément à la micropoutre.

Le dépôt d'une couche de résine photosensible AZ 1518 (épaisseur 2 μm) permet la définition des motifs des micropoutres et des microbobines sur un substrat en silicium par photolithographie classique. Une étape de gravure isotrope en phase gazeuse (XeF_2 , 5 μm) permet la formation d'une rétraction dans le silicium du substrat (étape 2). Cette rétraction, bien que peu homogène (cf. Fig. 5. 28) est néanmoins suffisante au lift-off des pistes métalliques déposées plus tard dans le procédé.

Cette rétraction est conservée lors de l'étape de gravure profonde (DRIE, procédé BOSCH) permettant la formation de tranchées dans le silicium (étape 3). Une couche d'oxyde (SiO_2 , épaisseur 0.2 μm) est ensuite pulvérisée sur le substrat, permettant d'éviter des fuites de courant dans le substrat pour les bobines à venir.

La quatrième étape consiste à déposer une couche métallique (Ti/Au, 2000 Å) par évaporation (meilleure directivité que pour la pulvérisation cathodique). Le métal excédentaire est

supprimé par lift-off à l'acétone de manière à fabriquer les pistes de contact permettant l'électrolyse de cuivre (étape 5).

L'étape d'électrolyse est réalisée dans une solution de sulfate de cuivre, les électrodes étant constituées d'une part par la piste métallique présente en fond de tranchée, et d'autre part par une électrode en platine. La vitesse de croissance est directement liée au courant d'électrolyse (pompage des électrons) et à la surface de dépôt. Si ce dernier est trop important, on obtient une croissance de type dendritique peu dense et peu conductrice. Si ce dernier est trop lent, la croissance donne un dépôt très dense mais très long. On choisira un intermédiaire entre ces deux extrêmes, évitant la formation de dendrites tout en gardant un temps raisonnable pour le dépôt. Les paramètres de dépôt choisis sont les suivants :

- Température de la solution : 25°C.
- Courant surfacique : 3A.dm⁻².
- Contre électrode en forme de plaque ou de grille pour une bonne homogénéité de potentiel dans la solution.

Les dépôts réalisés montrent une bonne homogénéité dans le cas de contre-électrodes sous forme de plaques. La formation de dendrites (croissance hors plan source de court-circuits entre les enroulements) est évitée par ajustement du courant de dépôt (cf. Fig. 5. 28).

Une dernière étape de gravure profonde permet enfin la libération des micropoutres et la réalisation d'un via pour la prise de contact en face arrière.

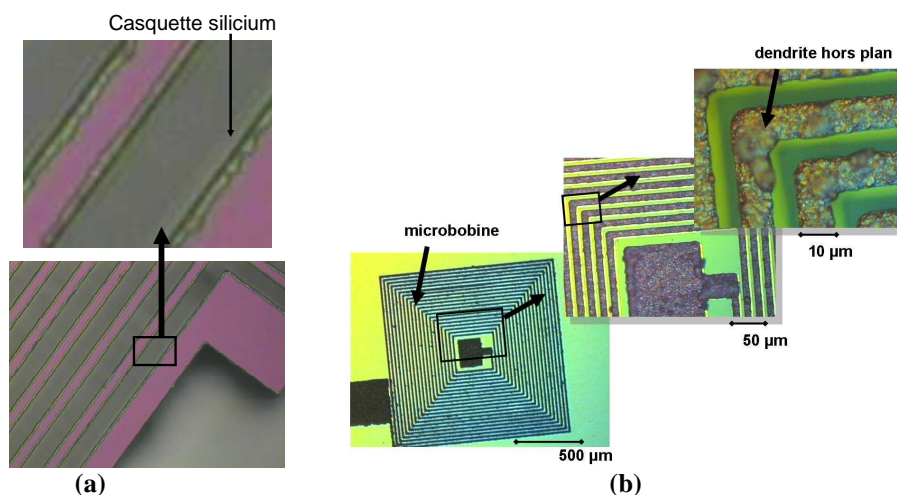


Fig. 5. 28. Visualisation de la casquette en silicium après gravure profonde (microscopie optique, a), microbobines après électrolyse de cuivre (microscopie optique, b)

Ce procédé de fabrication présente l'avantage de permettre la réalisation de structures complexes avec une unique étape de résinage, permettant la création de la casquette en silicium, la création des tranchées et le lift-off du métal des pistes de contact.

De plus, une grande quantité de temps est gagnée par la formation du via en face arrière.

5. Caractérisation

En raison de leur très faible taille, la caractérisation des structures réalisées est réalisée par méthode interférométrique. Deux principes sont disponibles au niveau de la plate forme technologique de l'IEMN : microscopie confocale et interférométrie à éclairage stroboscopique (FOGALE Nanotech). Ces deux méthodes permettent une mesure précise et à distance de l'agencement de structures suffisamment réfléchissantes dans les trois dimensions de l'espace.

5.1. Déflexion en statique

Les micropoutres sont visualisées par microscopie confocale. Cet appareil permet la mesure de la déflexion de la micropoutre dans les trois dimensions avec une grande précision, en statique. La très courte distance focale caractérisant ce type d'appareil garantit une précision sub-micronique en Z au système de mesure [13].

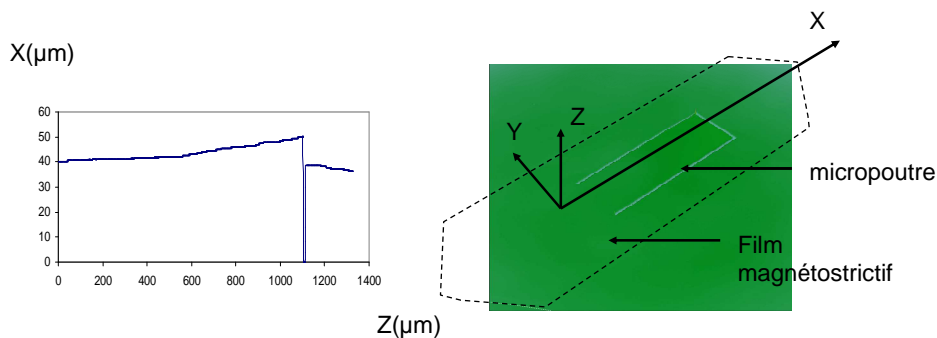


Fig. 5. 29. Caractérisation au microscope confocal de la déformation en statique des micropoutres après dépôt localisé de film magnétostrictif.

Le flambement de la micropoutre est principalement provoqué par les contraintes internes du matériau structural de la micropoutre, et aux contraintes additionnelles imposées par le matériau magnétostrictif. L'effet de ces dernières sur la déformation des structures est cependant faible, soit 0.7 microns pour une poutre de longueur 600μm et de largeur 200μm. Notons néanmoins qu'elles dépendent grandement des paramètres de dépôt et de post-

traitement : un recuit est possible après dépôt pour relaxer les contraintes, cependant ce dernier doit être réalisé sous champ magnétique de manière à ne pas perdre l'anisotropie magnéto-cristalline induite dans le film magnétostrictif.

Notons enfin que les contraintes introduites par dépôt de film magnétostrictif ont une influence négligeable sur la fréquence de résonance de la structure.

5.2. Fréquence de résonance

La fréquence de résonance des structures réalisées est mesurée grâce à un dispositif comportant un microscope à objectif interférométrique posé sur une colonne mobile et une source de lumière commandée via une interface informatique (FOGALE Nanotech, [14]). La commande de la source lumineuse permet l'analyse stroboscopique de structures vibrantes. L'analyse des interférogrammes à différentes phases du déplacement de la structure permet alors la reconstruction de sa déformée et une interpolation de son mouvement dans les trois dimensions de l'espace.

Les structures sont excitées via une table vibrante actionnée par une pastille piézoélectrique.

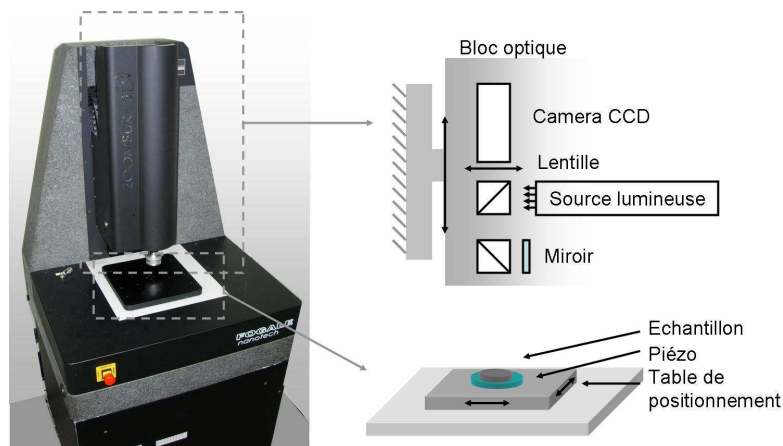


Fig. 5. 30. Principe de fonctionnement du système de mesure interférométrique / stroboscopique FOGALE ZoomSurf 3D, d'après [14].

Les fréquences de résonance sont dans un premier temps obtenues grâce à la table vibrante. L'analyse est réalisée sur la microstructure, le substrat et la table de manière à séparer les résonances de la structure elle-même de celles induites par son environnement.

Les micropoutres sont ensuite polarisées au voisinage de la Transition de Réorientation de Spin grâce à un montage comprenant un couple d'aimants permanents générant le champ statique d'anisotropie et une bobine de type solénoïde de faible taille (30 tours, diamètre 1 cm). La caractéristique obtenue est présentée dans la Fig. 5. 31.

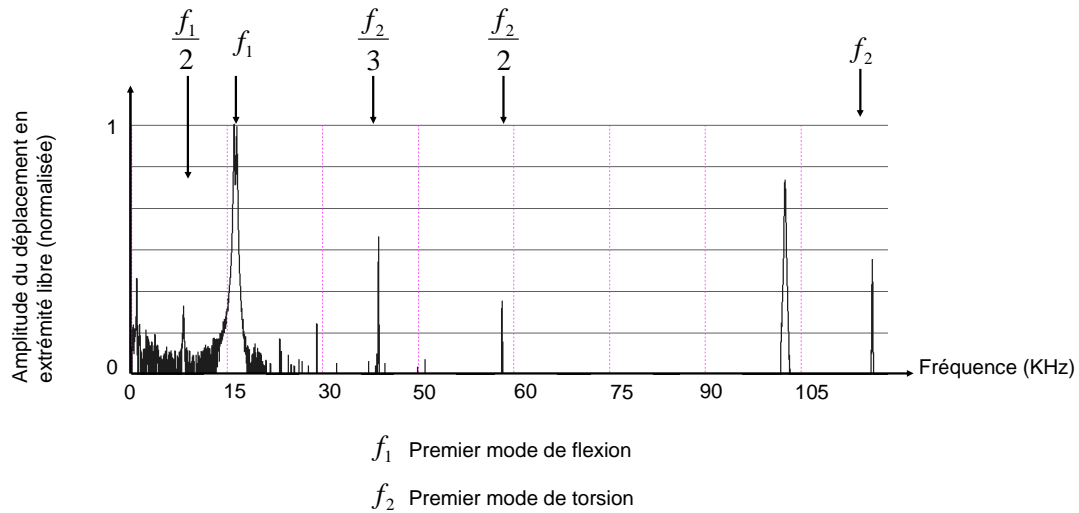


Fig. 5. 31. Micropoutre (longueur 1000 μm , largeur 300 μm , épaisseur 10 μm) actionnée au voisinage de la TRS, caractérisation fréquentielle, axe facile à 45°, (TbCo₂/FeCo)_{x20}.

La figure obtenue est un spectrogramme reflétant les fréquences de résonance de la micropoutre actionnée par la bobine. Une analyse stroboscopique de la déformée de la structure en mouvement permet d'identifier le mode mis en jeu (cf. Fig. 5. 32). On constate alors la possibilité de sous-excitation harmonique rendue possible par les propriétés non-linéaires du film magnétostrictif au voisinage de la TRS (excitation paramétrique, [15]).

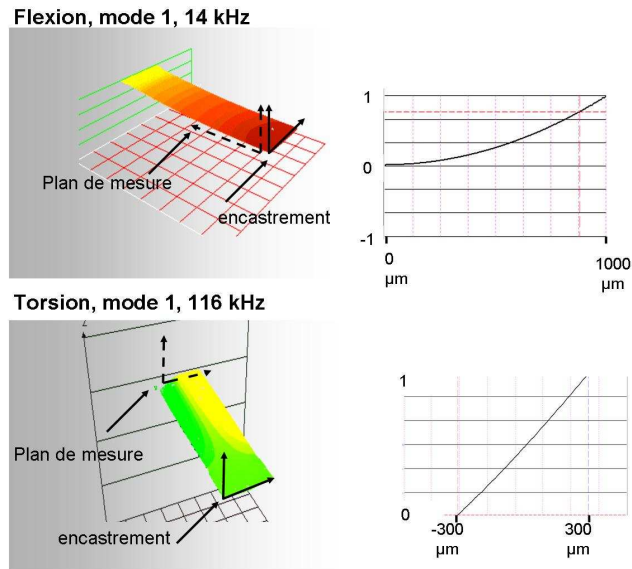


Fig. 5. 32. Analyse stroboscopique de la déformée de la structure résonante et identification du mode mis en jeu.

La rotation brusque des moments magnétiques sous l'influence du champ dynamique h provoque l'apparition de composantes fréquentielles additionnelles dans le spectre des courants induites par le film magnétostrictif. Il est ainsi possible de provoquer la résonance mécanique à la fréquence f_0 en utilisant un signal de fréquence réduite $f_0/2$, $f_0/3$, etc... Un tel résultat ouvre de nouvelles possibilités d'actionnement, en particulier au niveau des structures résonnant à haute fréquence, difficilement excitables avec des les moyens conventionnels (faible portée pour le rayonnement des éléments de commande).

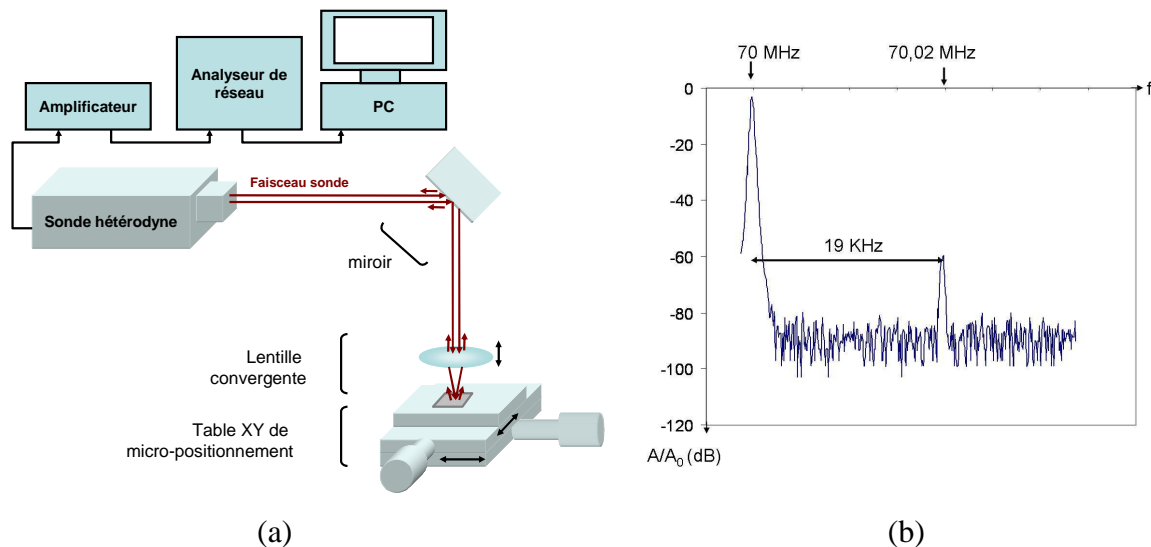


Fig. 5. 33. Actionnement in situ d'une microbobine recouverte d'un film magnétostrictif $(TbCo_2/FeCo)_{20}$ (TRS), caractérisation par vibrométrie. Principe expérimental de la mesure (a), spectre du courant délivré par le photodétecteur (sonde hétérodyne, b).

La vibration de la micropoutre actionnée in situ via les deux microbobines d'actionnement est mise évidence grâce à une sonde interférométrique. Cette technique de caractérisation permet la mesure de déplacements très faibles de l'ordre de quelques nanomètres hors du plan par interférence d'un faisceau LASER cohérent sur lui-même. Une lentille convergente permet la diminution de la largeur de la tache LASER à une dizaine de microns, plus adaptée à la caractérisation du mouvement de la micropoutre. On observe en sortie de sonde l'intensité du signal lumineux, modulée à 70 MHz par interaction acousto-optique, elle-même modulée par un signal représentant la vibration de la micropoutre. La mesure de la fréquence et de l'amplitude des pics secondaires permet de remonter au déplacement vrai de l'extrémité de la micropoutre. La mesure présentée Fig. 5.34 a été réalisée sur un prototype de micropoutre recouverte d'un film $\text{TbCo}_2/\text{FeCo}_{20}$ actionné via deux microbobines de section $140\mu\text{m}^2$ noyées dans une couche de résine isolante thermiquement (procédé n°1). Les résultats obtenus montrent une amplitude de déflexion de 2 nm pour un courant d'actionnement très faible limité par le fort échauffement de la structure, pouvant provoquer la démagnétisation de la structure par passage au dessus de la température de Curie. De meilleures performances sont attendues avec l'utilisation de microbobines issues du procédé n°2.

6. Conclusion

Dans cette dernière partie, un nouveau prototype de microvalve visant des applications à échelle réduite et adapté à l'actionnement haute fréquence a été dimensionné puis fabriqué. L'actionnement, fondé sur l'utilisation de films minces à magnétostriction géante commandés par un couple de microbobines est rendu possible par l'utilisation d'une instabilité magnétique de type Transition de Réorientation de Spin dans des films multicouches nanostructurés magnétostrictifs. Après avoir dimensionné et réalisé ce prototype, une étude plus fondamentale a été menée à petite échelle sur des structures de type cantilever-microbobines pour prouver expérimentalement la faisabilité et l'efficacité de l'actionnement in situ. Les caractéristiques obtenues montrent des possibilités exceptionnelles d'actionnement fondées sur les non-linéarités induites dans le film actif au voisinage de la TRS (excitation paramétrique). Si l'adaptation de ce nouveau type d'actionnement reste à réaliser à l'échelle de la microvalve, un concept comprenant une intégration totale des bobines de commande verra rapidement le jour.

Références bibliographiques

- [1] E du Trémolet de Lachesserie, “Magnetostriction, Theory and applications of magnetoelasticity”, CRC Press, 1993.
- [2] E du Trémolet de Lachesserie, “Magnetostriction and internal stresses in thin films : the cantilever method revisited”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 136 (1994), pp. 189-196.
- [3] P Lethuillier, D Guignoux, Y Souche, O Geoffroy, C Segebarth, J Pierre, M F Rossignol, J C Peuzin, m Molho, C Lacroix, M Decorps, J Laforest, M Cyrot, M Schlenker, J L Porteseil, E du Trémolet de Lachesserie, B Dienny, P Rochette, J P Yonnet, “Magnétisme, Tome I – fondements”, Editions EDP, 2000.
- [4] N Tiercelin, “Phénomènes dynamiques non linéaires dans les films minces magnétostrictifs au voisinage de la Transition de Réorientation de Spin, Application aux Microsystèmes”, Thèse de doctorat, Université de Valenciennes et du Haut Cambresis, 2000.
- [5] S Masson, “Elements actifs pour microsystèmes à base de nanostructures magnétostrictives au voisinage de la Transition de Réorientation de Spin”, Thèse de doctorat, Université de Valenciennes et du Haut Cambresis, 2003.
- [6] P M Morse, K U Ingrad, “Theoretical Acoustics”, Mc Graw-Hill Book company, New York, 1968.
- [7] J Betz, “Magnétostriction géante des couches minces et microactionneurs magnétostrictifs pour des technologies intégrées”, Thèse de doctorat, Université Joseph fourier, Grenoble, 1997.
- [8] C Massin, G Boreo, f Vincent, J Abenhaim, P A Besse, R S Popovic, “High-Q factor planar microcoils for micro-scale NMR spectroscopy”, *Sensors and Actuators A* 97-98 (2002) pp. 280-288.
- [9] O Cugat, s Basrou, C Divoux, PMounaix, g Reyne, “Deformable magnetic mirror for adaptive optics : technological aspects”, *Sensors and Actuators A* 89 (2001), pp. 1..9.
- [10] J Wu, V Quinn, G H Bernstein, “Powering efficiency of inductive links with inlaid electroplated microcoils”, *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 14 (2004) pp.576–586
- [11] H C Ahn, M G. Allen, “ Micromachined Planar Inductors on Silicon Wafers for MEMS Applications ”, *IEEE transactions on Industrial Electronics*, 45- 6 (1998), pp. 866-876.
- [12] J Wu, “Inductive links with integrated receiving coils for MEMS and implantable applications”, Thèse de doctorat, Université de Notre Dame, Indiana, Etats Unis, 2003.
- [13] Site Internet Nikon MicroscopyU :<http://www.microscopyu.com>
- [14] R Yahiaoui, S Petitgrand, A Bosseboeuf, “Vibrométrie interférométriques continue et stroboscopique”, *Nano et MicroTechnologies* 1, (2001).
- [15] N Tiercelin, P Pernod, V Preobrazhensky, H LeGall, J Ben Youssef, “Non- linear actuation of cantilevers using giant magnetostrictive thin layers”, *Ultrasonics* 38 (2000), pp. 64-66.

Conclusion Générale

Situé à l'intersection des besoins de l'industrie aéronautique et des possibilités offertes par les microtechnologies, le travail présenté dans ce mémoire concerne le dimensionnement, la réalisation et la caractérisation de micro-actionneurs permettant la fabrication de micro-jets pulsés d'une part, et de micro-actionneurs magnétostrictifs à actionnement intégré d'autre part. Dans chacun des cas, des méthodes d'actionnement originales tirant avantage d'une instabilité ont été étudiées et mises en place pour l'actionnement des structures fabriquées (auto-oscillation provoquée par le couplage fluide-structure dans le cas de la microvalve à membrane souple, Transition de Réorientation de Spin dans le cas de la microvalve magnétostrictive).

Ainsi, après avoir introduit les problématiques de contrôle actif de décollement, et après avoir identifié les besoins des avionneurs dans ce domaine, nous avons réalisé un panorama complet des solutions existantes et défini un cahier des charges précis de l'actionneur type répondant à ce type de problème.

Nous avons ensuite réalisé une étude comparative des moyens de caractérisation existants pour la caractérisation des micro-jets pulsés. Deux bancs de mesure ont ensuite été mis en place, l'un permettant la visualisation stroboscopique des microjets pulsés et l'autre permettant la mesure de la vitesse de ces derniers avec une résolution temporelle et spatiale acceptable (fil chaud). Ces deux mesures complémentaires permettent la caractérisation complète des microjets pulsés.

Après avoir introduit le principe de fonctionnement de la microvalve à membrane souple et présenté son dimensionnement, nous avons réalisé une étude théorique du fonctionnement du système couplé fluide-structure, autant du point de vue mécanique (gonflement de la membrane souple sous l'effet de la pression interne) que fluïdique (calcul de la distribution de pression et de vitesse dans le microcanal), en statique comme en dynamique (fréquences propres de résonance du système couplé fluide-structure). Nous avons alors identifié trois types de fonctionnement permettant trois bandes fréquentielles d'actionnement (actionnement électromagnétique : 0-600 Hz, auto-oscillation assistée : 400-1500Hz et auto-oscillation : 1kHz – 2.5 KHz). Nous avons alors vérifié que les performances prévues rejoignent les

critères prévus par les cahiers des charges fixés au paravant dans le cadre du problème du contrôle actif de décollement.

Nous avons ensuite entrepris la fabrication d'une série de prototypes de microvalves à membrane souple grâce à un procédé spécifiquement développé, fondé sur l'usinage indépendant d'une partie microcanal et d'une partie couvercle assemblées par collage. Les microsystèmes réalisés ont ensuite été caractérisés dans le cadre d'un fonctionnement en statique et en dynamique. Dans chacun des cas, une vitesse de microjet dépassant les 100 m/s et atteignant 150m/s dans le meilleur des cas a été mesurée, pour une fréquence de pulsation allant de 0 Hz à 2200 KHz selon le mode d'actionnement utilisé.

Le design du microcanal a ensuite été optimisé au vu des caractéristiques obtenues de manière à maximiser la vitesse en sortie de microvalve d'un part, et à adapter la géométrie de cette dernière au mode d'actionnement choisi d'autre part.

Nous avons enfin mis en place deux montages expérimentaux pour vérifier l'efficacité du micro-soufflage sur des écoulements aérauliques décollés en soufflerie, l'un concerne le décollement en aval d'un dièdre (LML) et l'autre le décollement au dessus d'une paroi plane (ONERA). Des résultats préliminaires montrent un effet important des microjets sur ces écoulements.

Enfin, nous avons conçu et dimensionné un prototype innovant de microvalve actionnée par magnétostriction adapté à la pulsation haute fréquence d'écoulements aéro- ou hydrauliques. Le principe d'actionnement est fondé sur la déflexion du fluide entrant dans la microvalve par une micro-poutre encastree-libre recouverte d'un film magnétostrictif multicouche nanostructuré. Utilisant l'induction d'une instabilité magnétique de type Transition de Réorientation de Spin pour augmenter de la sensibilité du système magnétique, nous avons montré qu'un couple de microbobines suffit à l'actionnement de ce type de structure mécanique. Un démonstrateur à petite échelle a ensuite été réalisé et caractérisé, mettant en lumière de nouvelles méthodes d'actionnement tirant avantage des propriétés fortement non-linéaires des films magnétostrictifs au voisinage de la TRS.

Les perspectives de cette activité telles que nous les imaginons à ce jour sont les suivantes :

- La fabrication d'un nouveau prototype de microvalve à membrane souple dont le design optimisé permettra l'obtention de vitesses importantes en sortie de

microsystème par minimisation de la perte de charge induite sur le fluide traversant le microcanal.

- Les tests réalisés en soufflerie permettront dans un futur proche la vérification expérimentale de l'efficacité des microjets pulsés sur les écoulements décollés. De plus, la grande plage de fonctionnement des systèmes (fréquence et vitesse d'éjection) permettra l'étude paramétrique du problème pour une meilleure compréhension des phénomènes fluides mis en jeu par les aérodynamiciens. Dans un futur plus lointain, l'isolation des fréquences propres caractéristiques des problèmes fluides étudiés permettra la fabrication de géométries spécifiques actionnées sans apport d'énergie par auto-oscillation.
- L'étude de faisabilité de l'actionnement magnétostrictif intégré permettra la mise au point d'une microvalve à poutre vibrante actionnée grâce à un film magnétostrictif dont le champ de commande sera produit par deux microbobines intégrées. Les déplacements importants obtenus à l'extrémité libre de la poutre vibrante feront de cette solution un bon candidat pour le contrôle de couche limite (déformation de paroi) et le contrôle de décollement (micro-jets).

En résumé, le travail réalisé au cours de cette thèse ne constitue que les prémices d'une nouvelle activité, emportée par les nombreuses contributions et collaborations industrielles et universitaires qui fleurissent depuis la caractérisation des premiers microjets pulsés à haute vitesse (ONERA, DASSAULT Aviation, MBDA, GDR Contrôle de décollement, projet européen ADVACT).

Annexe 1

Théorie statistique de la déformation des élastomères dans le domaine caoutchoutique ($T_g < T < T_f$) :

De manière à calculer la loi de comportement mécanique liant la contrainte à la déformation d'un élastomère, il faut procéder en deux étapes :

- Calculer l'entropie S d'une chaîne isolée en fonction de la déformation.
- Evaluer l'entropie S du réseau moléculaire et sa variation avec la déformation.

Soit \mathcal{C} une chaîne polymère dans le repère (O, X, Y, Z) . Une des extrémités est fixée au point O , et l'autre est fixe au point M de coordonnées $M(x, y, z)$ (cf. Fig. A. 1).

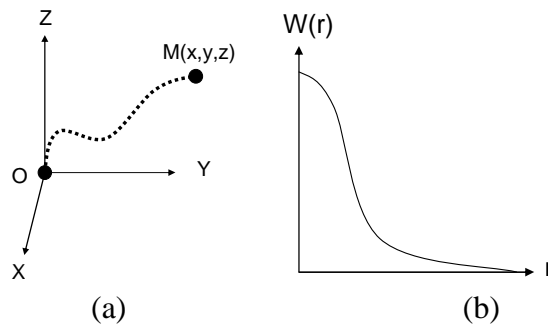


Fig. A. 1 Situation dans l'espace de la chaîne \mathcal{C} (a), et évolution de la fonction W en fonction et la variable r (b).

Entropie de configuration d'une chaîne

L'évaluation de l'entropie de la chaîne \mathcal{C} est calculée à partir de la probabilité par unité de volume $w(x, y, z)$ de trouver l'extrémité d'une chaîne en un point $M(x, y, z)$ donné de l'espace, tandis que l'autre extrémité est fixée au point O . On admet généralement :

$$W(x, y, z) = \left(\frac{\beta}{\Pi} \right)^3 \exp(-\beta^2 r^2) \quad (1)$$

Avec $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$ et $\beta = \sqrt{\frac{3}{2} n a^2}$ avec n le nombre de maillons (liaisons) dans la chaîne

\mathcal{C} et a la longueur des maillons. On admet généralement que le nombre de conformations possibles Ω est proportionnel à son entropie S . Par ailleurs, le changement continu de conformation d'une molécule chimique est principalement dû à son agitation thermique. On admet alors : $S = k \log(\Omega)$, avec k la constante de Boltzmann. L'hypothèse $S \propto \Omega$ donne alors :

$$S = c - k\beta^2 r^2 \quad (2)$$

Déformation du réseau macromoléculaire :

Soit le cube unitaire décrit dans la Fig. A. 2

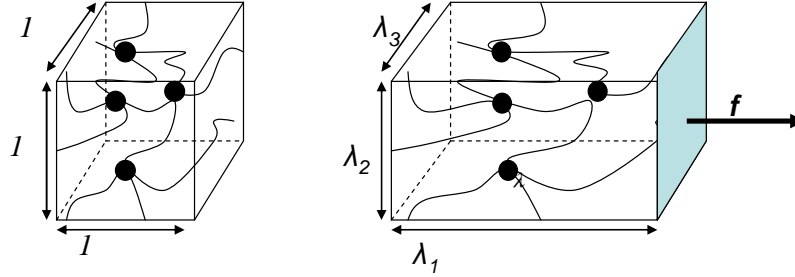


Fig. A. 2 Description des variables décrivant la déformation du réseau macromoléculaire

Considérons l'entropie de la chaîne

$$\text{A l'état déformé : } s' = c - k\beta^2(\lambda_1^2 x^2 + \lambda_2^2 y^2 + \lambda_3^2 z^2)$$

$$\text{A l'état non déformé : } s = c - k\beta^2(x^2 + y^2 + z^2)$$

$$\text{Soit : } \Delta S = s' - s = -k\beta^2[(\lambda_1^2 - 1)x^2 + (\lambda_2^2 - 1)y^2 + (\lambda_3^2 - 1)z^2].$$

De plus, considérant N la densité volumique de chaînons moléculaires, le nombre dN de chaînons présents dans le volume $dV = dx dy dz$ est :

$$dN = N \left(\frac{\beta}{\Pi} \right)^3 \cdot \exp(-\beta^2(x^2 + y^2 + z^2)) \cdot dx dy dz \quad (3)$$

Pendant la déformation, les dN chaînons voient leur entropie varier de la quantité $\Delta s \cdot dN$. La variation globale d'entropie du solide est donc :

$$\Delta S = \iiint_{-\infty, +\infty} - \frac{Nk\beta^2}{(\sqrt{\Pi})^3} [(\lambda_1^2 - 1)x^2 + (\lambda_2^2 - 1)y^2 + (\lambda_3^2 - 1)z^2] \exp(-\beta^2(x^2 + y^2 + z^2)) \cdot dx dy dz \quad (4)$$

L'intégration de cette dernière équation conduit au résultat :

$$\Delta F = -T\Delta S = \frac{1}{2} NkT(\lambda_1^2 + \lambda_2^2 + \lambda_3^2 - 3) = W \quad (5)$$

F désignant l'énergie libre du système, et W le travail nécessaire à la déformation du cube unitaire initial.

Loi Contrainte – Déformation des élastomères

Considérons un allongement sous l'action d'une force uni-axiale suivant l'axe X. Notons le taux d'allongement : $\lambda_1 = \lambda$. Le taux d'allongement dans les deux autres directions sont égaux

et donnés par la relation $\lambda_2 \lambda_3 = \frac{1}{\lambda}$. On peut donc calculer l'énergie mécanique mise en jeu par unité de volume d'élastomère:

$$w = \frac{1}{2} NkT \left(\lambda^2 + \frac{2}{\lambda} - 3 \right) \quad (6)$$

Le travail élémentaire dw de la force f sur la longueur d'allongement dl , ramené à l'unité de volume, est donné par l'équation :

$$dw = f \frac{dl}{A_0} \cdot \frac{1}{l_0} = \frac{f}{A_0} \cdot d \left(\frac{l}{l_0} \right) = \sigma_n d\lambda \quad (7)$$

D'où :

$$\frac{dw}{d\lambda} = \sigma_n = NkT \left(\lambda - \frac{1}{\lambda^2} \right) \quad (8)$$

Par identification avec la loi de Hooke, on posera donc :

$$\begin{cases} E = 3NkT \\ \sigma_n = \frac{f}{A_0} = \frac{E}{3} \left(\lambda - \frac{1}{\lambda^2} \right) \end{cases} \quad (9)$$

La loi de Hooke linéaire reste donc utilisable dans le cas des petites déformations. De plus, le module d'Young varie significativement avec le taux de réticulation du polymère, empêchant la déformation et introduisant une raideur. La présence de réticules est cependant indispensable car elle permet de retenir les chaînes lors de la déformation du matériau (élasticité au lieu de plasticité).

**DOCTORAT DE L'ECOLE CENTRALE DE LILLE
ET DE L'UNIVERSITÉ DE VALENCIENNES ET DU HAINAUT CAMBRÉSIS**

Discipline : ELECTRONIQUE

Nom/Prénom du candidat : DUCLOUX Olivier

N° d'ordre : 42

Membres du Jury :

- **Président** : *Daniel JUVE*
 - **Directeur** : *Philippe PERNOD*
Vladimir PREOBRAZHENSKY
 - **Rapporteurs** : *Michel De LABACHELLERIE*
Jean Eduardo WESFREID
 - **Examineurs** : *Eric GARNIER*
Azeddine KOURTA
Alain MERLEN
-

Titre :

Microsystèmes Magnéto-Mécaniques (MMMS) pour le contrôle actif d'écoulements aérauliques

Résumé :

Situé à l'intersection des besoins de l'industrie aéronautique et des possibilités offertes par les microtechnologies, le travail présenté dans ce mémoire concerne le dimensionnement, la réalisation et la caractérisation de micro-actionneurs à membrane souple permettant la fabrication de micro-jets pulsés pour le contrôle actif de décollement d'une part, et de micro-actionneurs à actionnement magnétostrictif intégré d'autre part.

Ainsi, un cahier des charges précis est d'abord été défini suite à l'analyse des phénomènes fluides liés au contrôle de décollement et à l'identification des besoins industriels dans ce domaine. Deux bancs de mesure ont ensuite été mis en place de manière à permettre la caractérisation complète des microjets pulsés, par ombroscopie ultra-rapide et anémométrie au fil chaud.

Un prototype de microvalve dont le fonctionnement est fondé sur le pincement d'un canal microfluidique à l'aide d'une membrane souple a été dimensionné puis fabriqué. Une étude théorique du fonctionnement statique et dynamique du système couplé fluide-structure a permis d'identifier trois types d'actionnement et leur plage fréquentielle caractéristique : actionnement électromagnétique (0-600 Hz), auto-oscillation assistée (400-1500Hz) et auto-oscillation (1kHz – 2.5 KHz). Les prototypes fabriqués montrent quant à eux une vitesse de sortie supérieure à 100 m/s dans chacune de ces plages fréquentielles. L'optimisation de la géométrie des microvalves a ensuite été réalisée, ainsi qu'un premier packaging permettant la mise en place de barrettes d'actionneurs en soufflerie.

Enfin, un microsystème innovant dont l'actionnement est fondé sur la vibration d'une micro-poutre recouverte d'un film magnétostrictif multicouche nanostructuré a été mis au point. Utilisant l'induction d'une instabilité magnétique de type Transition de Réorientation de Spin pour augmenter la sensibilité du système magnétique, nous avons montré qu'un couple de microbobines suffit à l'actionnement de ce type de structure mécanique, mettant ainsi en lumière de nouvelles méthodes d'actionnement tirant avantage des propriétés fortement non-linéaires des films magnétostrictifs au voisinage de la TRS.

Mots Clefs : MEMS, Microfluidique, Magnétisme, Contrôle actif, Auto-oscillation, Magnétostriction

Soutenance le 20 décembre 2006 à 11 heures

Salle/Amphithéâtre IEMN