

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ BORDEAUX I

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGÉNIEUR

par

Christophe MARIE

INGENIEUR ENSGTI

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR

SPÉCIALITÉ : **MECANIQUE**

**FUITE MONOPHASIQUE AU TRAVERS D'UN CONTACT RUGUEUX :
CONTRIBUTION A L'ETUDE DE L'ETANCHEITE STATIQUE**

Soutenue le 20 Septembre 2002

Après avis de :

MM. M. QUINTARD, Directeur de Recherche CNRS, Toulouse Rapporteurs
J.F. THOVERT, Chargé de Recherche CNRS, Poitiers

Devant la commission d'examen formée de :

MM. J. FRÊNE, Professeur, Université de Poitiers Président
D. LASSEUX, Chargé de Recherche CNRS, Bordeaux Rapporteur
Mme. G. INGLEBERT, Professeur, ISMCM Examineurs
MM. G. ALBANO, Expert Propulsion, CNES Evry
J.P. CALTAGIRONE, Professeur, Université Bordeaux 1
M. COMBARNOUS, Professeur, Université Bordeaux 1
M. QUINTARD, Directeur de Recherche CNRS, Toulouse
J.F. THOVERT, Chargé de Recherche CNRS, Poitiers

A Valérie, à mes parents, à mon frère

Ce travail a été effectué au Laboratoire Energétique et Phénomènes de Transfert à Talence, Unité Mixte de Recherche associée au CNRS, à l'Université Bordeaux 1, et à l'École Supérieure des Arts et Métiers. Il a bénéficié d'un co-financement BDI-CNES. Ce travail s'est inscrit dans le cadre d'un Groupement de Recherche « Etanchéité statique par joints métalliques en conditions extrêmes », associant le CNRS, le CNES, Snecma Moteurs et EDF.

Je remercie vivement Monsieur Jean Rodolphe Puiggali, directeur du LEPT, de m'avoir accueilli au sein de son Laboratoire au cours de ces trois années.

Je remercie Monsieur Jean Frêne, directeur du groupement de recherche, qui m'a fait l'honneur de présider mon jury de thèse, et Madame Geneviève Inglebert d'avoir été ma directrice de thèse.

Je tiens à remercier Monsieur Michel Quintard, directeur de recherche CNRS, et Monsieur Jean-François Thovert, chargé de recherche CNRS, qui m'ont fait l'honneur de juger ce travail, en qualité de rapporteurs.

Je remercie les membres du jury, pour le temps qu'ils ont bien voulu me consacrer. Merci donc à Monsieur Michel Combarnous, Professeur à l'Université de Bordeaux 1 (tout particulièrement pour sa relecture en « rase-motte »), à Monsieur Jean-Paul Caltagirone, Professeur à l'Université de Bordeaux 1, et à Monsieur Gérard Albano, expert Propulsion au CNES, avec qui j'ai eu de nombreuses discussions sur les étanchéités en milieu industriel lors des réunions du GDR qui ont ponctuées ces trois années.

Je remercie également l'ensemble des participants au GDR, avec qui nous nous sommes posés beaucoup de questions et avons eu de nombreuses discussions. Elles furent toujours très bénéfiques scientifiquement.

Mes remerciements vont enfin tout spécialement vers Monsieur Didier Lasseux, chargé de recherche CNRS, pour sa grande contribution à ce travail, son soutien et sa bonne humeur tout au long de ces trois années.

Mais ce n'est pas tout... En effet, comment ne pas associer à ces remerciements toutes les personnes qui de près ou de loin ont partagé avec moi ces trois ans :

Je commencerais bien évidemment par Valérie, qui m'a récemment fait le bonheur de devenir ma femme. Merci pour ton soutien dans les moments de doute (si si, il y en a eu !), ou de travail intense (aussi !).

Je tiens à remercier Muriel et Sylviane, pour leur bonne humeur et leur aide quotidienne, lorsqu'il fallait un bon de commande en urgence ou un ordre de mission en retard... Merci à Marian, pour sa lutte permanente contre les éléments informatiques afin qu'ils ne perturbent pas trop le travail des thésards. Merci également à Paul et à Jean-Paul pour leur aide dans la mise en place du dispositif, ainsi qu'à Michel et Alain. Je remercie ici mon père dont le savoir-faire fut également précieux lors de la phase de conception de la cellule de fuite.

Je remercie tous les membres du LEPT, pour les discussions agréables, et toujours enrichissantes que nous avons pu avoir, que ce soit sur des sujets scientifiques ou sur les dernières performances des Girondins...ou de Perpignan. Merci tout particulièrement à Azita, Elena, Claire et Wahbi (et félicitations !), Marc, Denis, Patrick, Henri, Daniel, Waste, Jean-François, Jean et Yannick, et merci à Jean-Christophe et Jean-Luc d'avoir tenté de m'initier au calcul statistique.

Je remercie bien sur également mes collègues thésards, avec qui j'ai vraiment passé du bon temps : la señorita Beatriz, Ludivine, la catalane toujours prête à apporter son aide, Martine, Benoît, premier phare-à-on de la dynastie des bourricots, Stéphane (de Pau aux shakers, que de chemin parcouru...), Fabrice et Cyril (la nouvelle génération...), David, Anne, Jean-François, Amar, Manu, Fabrice, Ahmad, Thierry, et Cédric, pour ses conseils et toutes nos discussions.

Que ceux que j'ai malencontreusement oubliés dans cette liste me pardonnent.

J'ai enfin une pensée pour ma famille, mes parents et grands parents, et mon petit frère. Merci de leur soutien.

Table des matières

Chapitre 1. Introduction	15
1.1. Contexte de l'étude	17
1.2. Position du problème	18
1.2.1. Mécanismes physiques mis en jeu	18
1.2.2. Moyens de mesure existants	24
1.3. Travaux antérieurs	26
1.4. Démarche	29
Chapitre 2. Dispositif Expérimental	33
2.1. Description du dispositif	35
2.1.1. Objectifs	35
2.1.2. Dispositif expérimental.....	36
2.2. Mesures par Chromatographie en Phase Gazeuse	44
2.2.1. Principes généraux d'analyses	45
2.2.2. Etalon interne	48
2.2.3. Précision, répétabilité des analyses.....	49
2.3. Protocole expérimental	51
Chapitre 3. Résultats expérimentaux	55
3.1. Influence de la pression de fluide	57
3.2. Influence de la pression de contact	65
3.3. Précision des mesures	69
3.3.1. Incertitudes liées à la mesure	69
3.3.2. Incertitudes sur les paramètres réglables par l'utilisateur	70
3.4. Mesure du flux diffusif	71

Chapitre 4. Modélisation numérique	75
4.1. Modèles d'écoulement aux différentes échelles	77
4.1.1. Modèle de Stokes.....	78
4.1.2. Modèle de Reynolds.....	79
4.1.3. Théorie de la prise de moyenne volumique.....	83
4.1.4. Calcul de perméabilités locales.....	92
4.2. Génération de surfaces	103
4.2.1. Principes de géostatistique.....	104
4.2.2. Exemple de reconstruction.....	105
4.3. Champs des ouvertures et déformation	110
4.3.1. Surfométrie.....	111
4.3.2. Calcul des déformées.....	114
4.4. Comparaison calculs / expériences	124
4.4.1. Calculs à l'échelle des rugosités.....	124
4.4.2. Calculs intégrant les défauts de forme.....	131
Chapitre 5. Conclusions, perspectives	143
5.1. Conclusions	143
5.2. Perspectives	145
Annexes	147
Critères statistiques de rugosité	147
Déviations à la loi de Darcy	148
Visualisation des chemins de fuite	150
Nomenclature	153
Bibliographie	157

Fuite monophasique dans un contact rugueux :

Contribution à l'étude de l'étanchéité statique

Le cadre général de ce travail est celui des étanchéités statiques. Il s'inscrit dans les activités d'un Groupement de Recherche associant le CNRS, le Centre National d'Etudes Spatiales, Snecma Moteur, et Electricité de France. Les laboratoires participant à ce GDR sont au nombre de six, et se répartissent en deux catégories : les laboratoires de mécanique du contact d'une part, assurant l'étude tribologique d'un assemblage statique de deux surfaces rugueuses, et les laboratoires de mécanique des fluides d'autre part, étudiant la possibilité d'une fuite au sein du contact précédemment décrit par les tribologues. Les laboratoires de mécanique du solide sont l'Institut Supérieur des Matériaux et de la Construction Mécanique (CESTI, Paris), le Laboratoire de Tribologie et de Dynamique des Systèmes (ECL, Lyon), le Laboratoire de Mécanique du Contact (INSA, Lyon), et le Laboratoire de Mécanique du Solide (Poitiers). Les laboratoires de mécanique des fluides sont l'Institut de Mécanique des Fluides (Toulouse), le Laboratoire des Fluides Complexes (Paris VI), et le Laboratoire Energétique et Phénomènes de Transfert (ENSAM, Bordeaux).

Dans les applications spatiales et nucléaires, les étanchéités statiques sont considérées comme maîtrisées, mais entraînent un coût élevé pour la réalisation technologique des liaisons. Le Groupement de Recherche a donc été mis en place afin d'acquérir une meilleure compréhension des processus intervenant lors d'une fuite. Plusieurs approches sont adoptées par les différents laboratoires participant au GDR, afin de dépasser les approches classiques à caractère plutôt « empirique », et de se doter d'outils numériques permettant de prédire le niveau d'étanchéité d'une liaison. L'objectif de ce GDR est, in fine, d'optimiser les assemblages assurant une fonction d'étanchéité, et de réduire ainsi les coûts mis en œuvre.

Chapitre 1

Introduction

Ce chapitre d'introduction présente le contexte de l'étude menée sur les étanchéités statiques, les besoins industriels liés à l'étanchéité, et les difficultés de ce travail, à travers une analyse phénoménologique et bibliographique. Il décrit également les objectifs fixés et la démarche scientifique mise en place.

1.1.	Contexte de l'étude.....	17
1.2.	Position du problème.....	18
1.2.1.	Mécanismes physiques mis en jeu.....	18
1.2.2.	Moyens de mesure existants.....	24
1.3.	Travaux antérieurs.....	26
1.4.	Démarche.....	29

1.1. Contexte de l'étude

De très nombreuses applications industrielles demandent une étanchéité des assemblages boulonnés vis-à-vis de fluides divers. Ces étanchéités sont assurées par la mise en contact de deux surfaces métalliques usinées, avec, le plus souvent, l'introduction d'un joint d'étanchéité entre les surfaces. Le joint est l'élément déterminant de la liaison, et l'étanchéité du montage dépend de son comportement.

Lorsque la liaison fonctionne sous des conditions thermodynamiques sévères, ce qui est presque toujours le cas dans les circuits d'eau primaire des centrales nucléaires, ou les moteurs fusées de type cryotechniques, l'utilisation d'un joint élastomère classique n'est pas possible. Dans ces applications spatiales ou nucléaires, les conditions thermodynamiques rencontrées sont extrêmement variables : les températures peuvent atteindre plusieurs centaines de degrés, et les pressions du fluide plusieurs centaines de bar. A contrario, à l'extérieur de la liaison et notamment en conditions de vol, les pressions peuvent être quasi nulles, et la température de l'ordre de 4 K. Il est alors nécessaire d'avoir recours à l'utilisation de joints pouvant supporter de telles conditions, et les joints métalliques revêtus sont privilégiés.

Un joint métallique se compose généralement d'un substrat métallique, recouvert par un métal de dureté très inférieure. En statique, l'efficacité de tels joints dépend de plusieurs paramètres, comme : i) les propriétés élastiques du substrat, assurant la fonction de fermeture du joint et compensant les variations de serrage éventuelles, ii) les propriétés plastiques du revêtement, permettant une bonne adaptation aux rugosités des brides, iii) le serrage des brides, iv) les états de surface des éléments en contact, v) la nature du fluide vis-à-vis duquel on assure l'étanchéité, et ses conditions d'utilisation (état, pression, viscosité,...). La figure (1.1) représente un exemple simplifié de réalisation, comportant un joint métallique revêtu, en forme classique de C ou de U, entre deux brides.

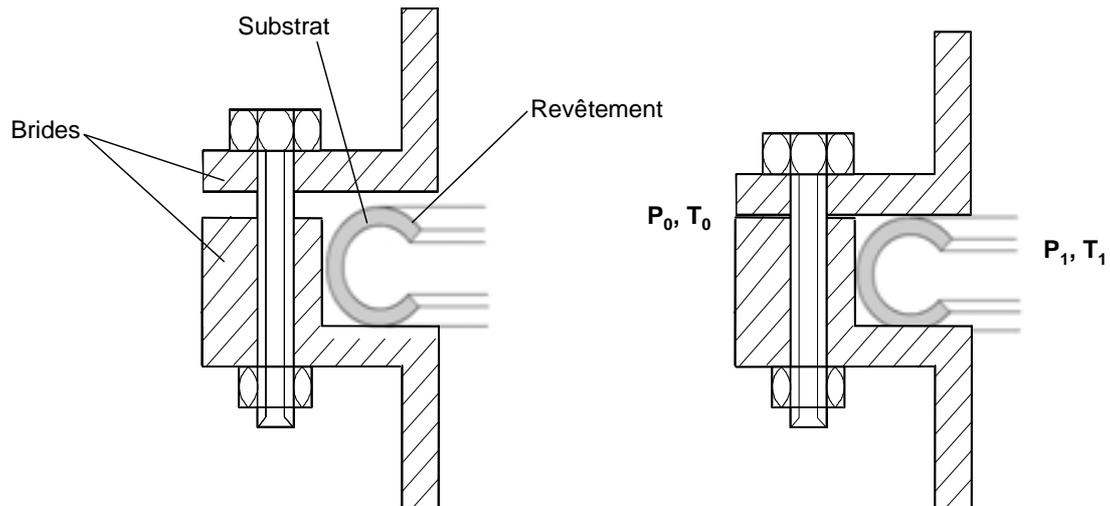


Fig 1.1 Installation d'un joint métallique revêtu entre deux brides

1.2. Position du problème

Cette étude concerne l'écoulement d'un fluide au travers d'un contact rugueux, formé par la mise en contact de deux surfaces métalliques usinées, serrées l'une contre l'autre. La pression de contact imposée lors du serrage des surfaces induit une déformation des rugosités, dans le domaine élastique puis élasto-plastique. Le champ des ouvertures résultant de cette déformation constitue notre domaine d'étude dans ce travail. En effet, il peut être le lieu d'un écoulement de fluide sous l'effet d'un gradient de pression, et/ou d'autres processus, comme par exemple la diffusion moléculaire par gradient de concentration d'espèce. De par la géométrie, le problème s'apparente à celui d'un écoulement en fracture. Une étude phénoménologique, limitée aux cas d'application qui soutendent ce travail, a été menée afin de déterminer les valeurs limites des différents paramètres entrant en ligne de compte dans les étanchéités appliquées au spatial et au nucléaire (Lasseux et al., 1999).

Les résultats de cette étude sont repris dans ce qui suit, afin d'illustrer la variété des phénomènes physiques jouant a priori un rôle dans l'établissement d'une fuite.

1.2.1. Mécanismes physiques mis en jeu

Géométrie du contact

Les géométries des contacts permettant d'assurer une fonction "étanchéité" sont très variables. Notre étude est restreinte aux cas des contacts annulaires, leur largeur variant de la centaine de micromètres au millimètre. Les diamètres des joints sont extrêmement variables également, de 10 à 500 mm pour les applications spatiales, de

3 à 5 mètres pour les applications dans les centrales nucléaires. De ce contraste d'échelle peuvent découler des conséquences très importantes sur la fuite. A titre d'exemple, en s'appuyant sur l'image d'une surface usinée obtenue par tournage, deux cas extrêmes peuvent être distingués : pour une même différence de pression, la fuite peut être radiale, par exemple due à une rayure accidentelle sur une des deux surfaces en contact (la longueur de fuite est alors de l'ordre du millimètre), ou circonférentielle, c'est à dire s'installer par le chemin de la spirale laissée par l'outil de tournage. Dans ce dernier cas, la longueur de fuite peut atteindre plusieurs dizaines de mètres, selon le diamètre du contact et le pas d'usinage. Dans les estimations de nombres adimensionnels qui suivent, permettant de délimiter la validité des modèles physiques envisagés, l'écoulement est supposé prendre place dans un canal de section rectangulaire, radial ou circonférentiel. Les dimensions caractéristiques retenues pour le canal sont résumées dans le tableau (1.1). Ces dimensions sont du même ordre de grandeur qu'une strie d'usinage, ou qu'une rayure radiale.

Longueur (L)	1 mm pour une fuite radiale
	10 m pour une fuite circonférentielle
Largeur (l)	10 μm
Hauteur (h)	1 μm

Tab 1.1 Dimensions caractéristiques de l'écoulement retenues pour l'analyse phénoménologique

Fluides et conditions thermodynamiques

Les fluides utilisés industriellement sont très nombreux. S'il s'agit principalement d'eau en industrie nucléaire, différents gaz (hydrogène, hélium,...) ou ergols (hydrazine, peroxyde d'azote,...), liquides, gazeux ou à l'état critique, sont rencontrés dans le domaine de la propulsion. Les conditions thermodynamiques de ces fluides sont elles aussi très variables, les températures variant de 4 à plusieurs centaines de Kelvin, les pressions, du vide à plusieurs centaines de bar.

Modèles d'écoulements

Plusieurs phénomènes physiques, en fonction de l'état thermodynamique, peuvent conditionner la fuite. Pour résumer, nous en retiendrons trois.

En condition monophasique avec une seule espèce présente, la fuite est pilotée par la pression et la viscosité. C'est ce cas qui nous intéresse majoritairement dans la suite de ce travail. Dans ce cas, en restant dans le cadre de la mécanique classique des

milieux continus, les modèles de description de l'écoulement sont les équations d'Euler dans le cas général, de Navier-Stokes si le fluide est incompressible newtonien, ou de Stokes si les effets inertiels sont négligeables. Dans la suite, nous n'examinons que le cas incompressible, ou, ce qui est équivalent, le cas où le nombre de Mach reste petit et où une approximation de type Boussinesq demeure tout à fait valable (ce qui est valable dans la plupart des applications). Dans ce contexte, c'est le nombre de Reynolds, Re , qui oriente le choix du modèle.

En présence d'une seule phase et d'au moins deux espèces (par exemple l'étanchéité à un gaz par rapport à un autre gaz), deux mécanismes moteurs peuvent piloter la fuite : le gradient de pression auquel se superpose un effet diffusif par gradient d'espèce. Ce dernier mécanisme peut être modélisé par une équation de diffusion/advection classique, le nombre de Péclet, Pe , permettant d'estimer l'importance relative des effets d'advection aux effets de diffusion.

Enfin, une troisième situation est celle d'une fuite en condition diphasique (par exemple l'étanchéité d'un liquide vis-à-vis d'un gaz). Dans ce cas, un nouveau moteur (ou frein selon les conditions de mouillabilité) pour la fuite est la capillarité dont le rôle par rapport à celui du gradient de pression peut être estimé au travers du nombre capillaire Ca . Dans le cas d'un changement de phase (par exemple vaporisation dans le contact), les trois effets convectif, diffusif et capillaire peuvent se superposer.

La fuite s'établissant au travers du contact s'apparente à un écoulement en milieu fracturé. Un modèle classique, pour l'écoulement visqueux (convectif) en fracture (sous l'effet d'un gradient de pression), est l'équation de Reynolds, souvent appelée loi cubique. Le domaine d'application de l'équation de Stokes est celui des écoulements dits « rampants ». Ils correspondent à des écoulements à faibles vitesses à l'échelle du canal, lorsque le nombre de Reynolds, Re , défini comme :

$$Re = \frac{\rho h V}{\mu} \quad (1.1)$$

est petit devant 1, avec V la vitesse interstitielle du fluide (dans le canal), ρ sa masse volumique, et h la dimension caractéristique de l'écoulement.

Pour calculer Re , dans les deux cas extrêmes évoqués plus haut, il est nécessaire d'estimer V . Pour ce faire, on peut s'appuyer sur la loi de Reynolds. Comme nous le verrons plus loin, cette loi constitue une forme intégrée de l'équation de Stokes (que

l'on suppose valide pour l'instant). En l'absence de forces de volume, on peut en effet montrer que, du modèle de Stokes :

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (1.2)$$

$$0 = -\nabla p + \mu \nabla^2 \mathbf{v} \quad (1.3)$$

\mathbf{v} étant la vitesse du fluide dans la fracture, ∇p le gradient de pression moteur de l'écoulement, on peut obtenir le modèle de Reynolds :

$$\frac{Q}{l} = \frac{h^3}{12\mu} \frac{\Delta p}{L} = Vh \quad (1.4)$$

Dans cette relation, Q est le débit-volume, l la largeur de la fracture, h son ouverture équivalente, et L la dimension dans la direction de ∇p . En utilisant l'expression (1.4), Re peut s'exprimer par :

$$Re = \frac{\rho h^3}{12\mu^2} \frac{\Delta p}{L} \quad (1.5)$$

A titre d'exemple, prenons le cas d'une fuite à l'eau, sous un ΔP de 175 bar, une température de 600 K en amont, et de 300 K en aval, les propriétés moyennes de l'eau dans ces conditions thermodynamiques étant : $\rho = 895,5 \text{ kg/m}^3$, et $\mu = 152 \cdot 10^{-6} \text{ Pa.s}$. Dans ce cas, on obtient, pour la fuite radiale : $Re = 50$, et pour la fuite circumférentielle : $Re = 5 \cdot 10^{-3}$. Ce résultat illustre la variété des cas de figure que l'on peut rencontrer. Dans le cadre de ce travail, nous nous limiterons à l'étude des écoulements à faibles nombres de Reynolds, qui semblent être les plus fréquents. Les écoulements à plus forts Reynolds sont le plus souvent le résultat d'une rayure accidentelle sur les surfaces en contact. Un modèle basé sur l'équation de Reynolds (1.4) sera donc utilisé dans ce travail pour décrire les écoulements sous gradient de pression.

Dans le cas d'écoulements gazeux à faible pression, une déviation à la loi de Reynolds peut apparaître. Cet effet est observé en milieu confiné lorsque la taille des canaux devient du même ordre de grandeur que le libre parcours moyen des molécules. On parle alors d'effets de glissement aux parois, ou d'effusion (Klinkenberg, 1941 ; Skjetne et Auriault, 1999). Pour estimer cet effet, nous évaluons le nombre de Knudsen, qui représente le rapport du libre parcours moyen l_{pm} des molécules entre deux collisions et l'espace h offert à ces molécules dans la fracture :

$$\text{Kn} = \frac{l_{pm}}{h} \quad (1.6)$$

$$l_{pm} \text{ étant estimé à partir du diamètre de collision } \phi \text{ par : } l_{pm} = \frac{kT}{\sqrt{2}p\phi^2} \quad (1.7)$$

où k est la constante de Boltzman ($k \approx 1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K), et ϕ est typiquement de l'ordre de l'angström.

En reprenant le cas d'une fuite de vapeur d'eau, se trouvant en amont du contact à la pression de 80 bar, et à la température de 600 K, une estimation du nombre de Knudsen donne : $\text{Kn} = 10^{-2}$. Les effets effusifs sont dans ce cas négligeables. Pour d'autres applications, notamment spatiales, ces effets peuvent être plus marqués : en conditions de vol, de l'hélium à une température de 200 K, sous une pression de 1 bar conduit à un nombre de Knudsen proche de l'unité. De manière générale, l'estimation du nombre de Knudsen montre que le régime moléculaire libre ($\text{Kn} \gg 1$) n'est pas atteint pour ces valeurs de h . La plupart du temps, $\text{Kn} \ll 1$, et les effets effusifs restent négligeables. Cependant, dans certaines conditions de vol spatial, un régime de transition (ou "slip-flow") peut apparaître. La prise en compte de glissements aux parois pourrait faire l'objet d'une étude approfondie, mais ne sera pas présentée dans le cadre de ce travail.

Dans des conditions d'écoulement de fluides miscibles, un phénomène de diffusion est susceptible de se superposer au flux visqueux et de participer au transport. L'importance de ce processus diffusif peut être estimée à partir de l'évaluation du nombre de Péclet, qui permet d'apprécier le rapport des effets convectifs (écoulement visqueux) aux effets diffusifs :

$$\text{Pe} = \frac{V h}{D} \quad (1.8)$$

D étant le coefficient de diffusion moléculaire

Les calculs du nombre de Péclet dans la plupart des conditions rencontrées montrent que deux situations très différentes peuvent apparaître (la vitesse est estimée à partir de la loi de Reynolds (1.4)). Dans le cas d'une fuite radiale, les effets diffusifs semblent négligeables ($\text{Pe} \gg 1$), alors que pour des fuites circonférentielles, ils peuvent être dominants (Pe proche de 1).

En conditions d'écoulement diphasique, les effets capillaires peuvent contribuer à la fuite. Ce cas est a priori souvent rencontré, lorsqu'une liaison doit assurer une étanchéité vis-à-vis d'un liquide. Le contact est préalablement saturé d'air, avant que le processus d'invasion du liquide ne débute. Le nombre capillaire, qui quantifie les effets capillaires par rapport aux effets visqueux, peut alors être évalué selon l'expression suivante :

$$Ca = \frac{\mu V}{\gamma} \quad (1.9)$$

Une fois encore à titre d'exemple, considérons une fuite d'eau présente, en amont du contact, à une température de 450 K et une pression de 40 bar. Dans ces conditions, la tension superficielle γ étant prise égale à $45 \cdot 10^{-3}$ N/m, et la vitesse du fluide étant toujours tirée de l'expression de Reynolds (1.4), les résultats montrent que les effets capillaires sont négligeables dans la configuration de fuite radiale ($Ca = 0,9$), alors qu'ils sont dominants lorsque la fuite est circonférentielle ($Ca = 10^{-7}$).

Ce tour d'horizon non exhaustif des nombres adimensionnels associés aux divers mécanismes physiques pouvant intervenir dans le processus d'écoulement, met en valeur une des principales difficultés rencontrées, à savoir la très grande diversité des cas de figure auxquels on peut être confronté. Ceci est dû à la variété d'applications des joints métalliques, utilisés afin d'étancher nombre de fluides, sous divers états (liquide, gazeux, diphasique, critique) en températures élevées ou cryogéniques, sous une large gamme de gradient de pressions, et avec des dimensions caractéristiques de contact très diverses.

Dans ce contexte, nous restreignons le domaine d'étude en limitant le problème au cas monophasique isotherme. Cette restriction, si elle se conçoit bien lorsque le fluide à étancher est un gaz, n'est pas, a priori vérifiée lorsqu'on est en présence d'une fuite liquide. D'une part, lorsque le joint est monté et mis en charge, le contact joint / bride est préalablement sec, l'absence de liquide dans les canalisations impliquant que le champ des ouvertures après serrage des brides est saturé d'air. Lors de l'établissement d'une fuite, le liquide déplace le gaz selon un processus s'apparentant à de l'imbibition si le liquide est mouillant vis-à-vis des deux antagonistes ou à du drainage dans le cas contraire. D'autre part, lors de la fuite, un changement de phase peut se produire au sein du liquide, dès lors que la pression de vapeur saturante du

fluide est atteinte. Le cas des écoulements diphasiques, avec ou sans changement de phase, dans le contexte de l'étanchéité, fera l'objet de travaux ultérieurs, et ne sera pas abordé dans ce document.

Une autre difficulté liée à l'étude des étanchéités statiques telle que nous l'abordons ici est la détection et la mesure de débits de fuite extrêmement petits. A titre d'indication, les certifications des joints du type de ceux utilisés actuellement par Snecma Moteurs autorisent des fuites à l'hélium de 10^{-8} Ncm³/min/mm de circonférence du joint, sous une perte de charge de 1 bar. De tels débits de fuite sont généralement mesurés, dans un contexte industriel, à l'aide d'un spectromètre de masse.

1.2.2. Moyens de mesure existants

Il existe plusieurs techniques de mesures de fuite répertoriées dans la littérature, possédant des seuils de détection très variables et dont on trouvera une revue intéressante dans Amesz (1966), et Pregelj et al. (1999). Les deux techniques de détection de fuite les plus répandues sont le spectromètre de masse, et une méthode de pression différentielle.

La mesure de fuite à l'aide d'un spectromètre de masse repose sur l'utilisation combinée d'un champ électrique et d'un champ magnétique. Le dispositif dont on veut tester l'étanchéité est pressurisé sous 1 bar d'hélium, et l'extérieur de l'enceinte est le lieu d'un vide relativement poussé. Les molécules issues de la fuite sont ionisées, puis accélérées par le champ électrique. Elles sont ensuite déviées par le champ magnétique, leur trajectoire dépendant de leur masse et de leur charge. Les molécules d'hélium (identifiées par leur trajectoire) sont alors détectées sur une pellicule photosensible. Cet appareillage est le plus sensible des détecteurs de fuite. Il permet de mesurer des débits très petits, de l'ordre de 10^{-11} mbar.L/s*. Il présente néanmoins un inconvénient de taille, puisqu'il limite les mesures au seul cas du gaz hélium, rendant nécessaire l'utilisation de tables de conversions, dont le fondement et la validité restent parfois à démontrer, pour obtenir une estimation du débit de fuite d'un autre fluide.

* Il s'agit d'une unité classiquement utilisée dans le domaine des étanchéités. 1 mbar.L/s correspond au débit de fuite qui provoque en 1 seconde une chute de pression de 1 mbar dans une enceinte de 1 Litre. Dans le cas d'une fuite d'air T = 300K, M = 28,96 g/mol, le débit massique équivalent peut être obtenu par la relation : 1 mbar.L/s = $6,5 \cdot 10^{-2}$ kg/s.

La méthode de pression différentielle, la plus largement utilisée, repose sur la cinétique de relaxation des pressions entre l'amont et l'aval du contact. Une configuration typique consiste à faire le vide par exemple à l'intérieur de l'enceinte à tester, puis à isoler la pompe à vide, et à observer l'évolution de la pression dans l'enceinte au cours du temps. On peut également travailler en surpression à l'intérieur du contact. Cette méthode est beaucoup moins sensible que la précédente, mais elle est plus simple à mettre en œuvre. Elle permet de détecter des débits de l'ordre de 10^{-3} mbar.L/s.

De nombreuses autres techniques de détection sont mentionnées par Amesz (1966) et Pregelj et al. (1999), tels que les détecteurs basés sur la mesure de conductivité thermique d'un mélange gaz de fuite / gaz vecteur ou les détecteurs à ionisation de flamme (technique utilisée dans le présent travail expérimental, cf chapitre 2). Il est également possible d'effectuer des mesures directes de volume (à l'aide de tubes capillaires), et de masse de fuite (grâce à un matériau absorbant la fuite, par exemple un silicagel et de l'eau). Pergelj et al. citent encore des techniques acoustiques, déterminant le débit de fuite par mesure du niveau sonore dû à l'écoulement (technique sensible jusqu'à 10^{-3} mbar.L/s).

On peut aussi, comme l'ont fait Yanagisawa et al. (1996) dans leur travail expérimental, déterminer, pour une fuite à l'air, la taille des bulles résultantes de la fuite dans une colonne d'eau.

De manière plus générale, hors du cadre restreint à la détection d'une fuite proprement dite, de récentes études dans le domaine de la microfluidique ont permis la mise au point de banc de détection de faibles débits, en phase gazeuse comme en phase liquide. Plusieurs techniques sont citées par Colin (2001) permettant de mesurer de petits débits. En condition gaz, quatre techniques de mesures se dégagent :

- l'utilisation d'une restriction étalon : la mesure du saut de pression de part et d'autre de la restriction permet de déduire le débit gazeux, après avoir fait référence à un étalonnage,
- la mesure d'une variation de volume dans un réservoir à pression constante, à l'aide de soufflets, s'apparentant à la méthode de pression différentielle décrite plus haut, ou la mesure d'une variation de pression dans un réservoir à volume constant,

- la mesure de volume déplacé par suivi d'une goutte de liquide dans une pipette calibrée.

Ces techniques permettent de détecter des micro débits dans une gamme de valeur comprise entre 10^{-14} et 10^{-7} kg/s.

En phase liquide, outre des méthodes de mesure précédemment citées, comme les mesures par pesées, Colin cite des techniques de mesure par échange thermique (débit minimal détecté : $5 \cdot 10^{-12}$ à 10^{-8} m³/s (Ashauer et al., 1998)), des mesures par flexion de poutre, à l'aide d'un élément piézo-électrique susceptible de se déformer sous la poussée due au fluide (débit minimal détecté : $2 \cdot 10^{-11}$ à $2 \cdot 10^{-9}$ m³/s (Gass et al., 1993)), et des mesures par déplacement d'un ménisque (dont on mesure la vitesse) dans une pipette étalon (gamme de débit détecté : $5 \cdot 10^{-14}$ à $5 \cdot 10^{-8}$ m³/s). Ce dernier principe, utilisé par l'auteur, a été développé par Pfahler et al. (1991), Urbanek et al. (1993), ou encore Richter et al. (1997).

1.3. Travaux antérieurs

Les travaux concernant spécifiquement l'étude détaillée des étanchéités par joints métalliques sont peu nombreux dans la littérature. Le plus souvent, les résultats sont à caractères phénoménologiques, permettant de décrire le comportement macroscopique de la liaison : un joint réel est placé entre deux brides, et des essais d'étanchéités sont effectués sous diverses conditions opératoires. Cependant, les processus physico-chimiques gouvernant la fuite au travers de la liaison ne sont pas étudiés dans ces travaux, et aucun modèle d'écoulement n'est proposé en confrontation des résultats. Certains résultats permettent d'apprécier, le plus souvent de façon qualitative, le rôle des différents paramètres (nature et taille des rugosités, nature des matériaux, pression de contact, nature du fluide à étancher, conditions thermodynamiques, etc.) sur la fonction étanchéité à réaliser. Le comportement mécanique très général de divers types de joints est décrit par exemple par Abbes et Rouaud (1980). Dans ce travail, le rôle des substrats et des revêtements est détaillé, ainsi que le comportement des joints sous charge (courbe effort/écrasement), et un exemple de méthode de calcul pour le dimensionnement des assemblages est proposé, à l'aide d'abaques d'utilisation de joint en condition de service, et d'épreuve.

L'influence du serrage sur le débit de fuite d'un gaz au travers d'un contact entre un joint (de section en C) et deux surfaces usinées a été étudié par Yanagisawa et al.

(1996) dans un travail expérimental. Un joint en Inconel 718, de forme semblable à celui de la figure (1.1), placé entre deux brides, est utilisé. Un effort de serrage variable est appliqué sur une bride, et de l'air comprimé est injecté dans le dispositif. La mesure du débit de fuite au travers des deux contacts annulaires est réalisée par détermination de la taille et de la population des bulles du gaz collectées dans une colonne d'eau. Néanmoins, pour que le débit de fuite reste mesurable avec cette méthode, le niveau de serrage appliqué sur le joint doit rester relativement bas. D'autres aspects du comportement du joint sont également étudiés dans ce travail : la hauteur de déformation du joint en fonction du chargement appliqué, le retour élastique à la décharge et la déformation permanente du joint, la largeur du contact joint-bride, les états de surface des brides et du revêtement après démontage. Dans un travail à peine plus ancien, Yanagisawa et al. (1990) mettent en relief l'importance de la couche de métal mou recouvrant le corps du joint, à température ambiante et à 77 K. Les joints testés (également de type joint en « C », de diamètre extérieur 17,4mm) ne possédant pas de revêtement s'avèrent être peu performants aux essais de fuite d'hélium effectués. Lors de ces essais, de l'hélium est mis en pression à l'intérieur de joints, revêtus ou non, et le serrage du dispositif est incrémenté par palier. A chaque palier, le taux de déformation du joint est mesuré, et la pression d'hélium varie de 0,5 MPa en 0,5 MPa, jusqu'à 4 MPa. Une mesure du débit de fuite est effectuée à chaque valeur de pression, l'extérieur de la cellule étant sous vide (à une pression inférieure à 10^{-3} Pa). Les résultats obtenus montrent, pour une température de 293 K, et pour des joints revêtus, des débits de fuites toujours inférieurs aux limites acceptables, ici 10^{-8} L/h, pour des taux de déformations du joint de 4, 12 et 20 %. En revanche, pour les joints ne possédant pas de revêtement, et pour un taux de déformation de 12 %, les résultats signalent la présence de fuites à des débits compris entre $1,6 \cdot 10^{-6}$ et $5 \cdot 10^{-5}$ L/h. Des essais similaires à 77 K sont également présentés, limités au seul cas des joints revêtus.

D'autres paramètres, comme l'influence de la nature et de la taille des rugosités, et des matériaux constitutifs des surfaces en contact a été abordée par Matsuzaki et al. (1988). Là, l'étanchéité des contacts est étudiée vis-à-vis de l'azote, et la mesure du débit de fuite est effectuée à l'aide d'un chromatographe en phase gazeuse, muni d'un détecteur à conductivité thermique. Deux types de contact sont étudiés : les étanchéités avec un joint métallique placé entre deux brides, et les contacts formés par

l'assemblage simple de deux surfaces rugueuses serrées l'une contre l'autre. Des relevés de débits de fuite en fonction de la pression de contact entre les surfaces, et les valeurs maximales de rugosités des surfaces sont donnés. En outre, les surfaces en contact résultent de méthodes d'usinages très différentes (tournage, polissage), sur différents matériaux (acier inoxydable 304, cuivre). Les résultats sont obtenus pour une seule valeur de pression dans la phase gaz à étancher. Les hauteurs maximales des rugosités, les pressions de contacts et les différences de duretés entre les matériaux permettent aux auteurs d'expliquer les différences dans les valeurs de débits de fuite mesurées. Un paramètre K_c , défini comme étant le rapport entre la pression de contact apparente et la résistance à la rupture du cuivre est introduit. Des conditions sur la valeur de K_c sont énoncées, afin de maintenir un débit de fuite acceptable (ici 10^{-5} L/h), sans faire intervenir la rugosité des surfaces. En 1992, Matsuzaki et al. ont utilisé la même démarche pour l'étude de contacts de largeurs variant de $30\ \mu\text{m}$ à plus de $500\ \mu\text{m}$.

Les travaux de Matsuzaki ne concernent pas seulement le comportement de joints revêtus, mais aussi les cas où la fonction étanchéité est réalisée par l'assemblage simple de deux surfaces usinées. Ils font suite aux travaux de Butcher (1973), qui a décrit les principes fondamentaux de l'étanchéité statique, avec, là aussi, différents états de surfaces (de 25 à moins de $1\ \mu\text{inch}$ en RMS –cf. annexe 1-), différents fluides (air, eau, et huile) et différents domaines de déformations des aspérités. Il a notamment montré qu'un niveau acceptable d'étanchéité ne pouvait pas être atteint tant que les rugosités se déformaient dans le domaine élastique, et ce quelque soit la qualité de finition des surfaces. Lorsque la pression de contact augmente, les rugosités plastifient, et les fuites sont stoppées. Dans ce travail, les débits de fuites sont déterminés, en fonction de la pression de fluide à l'intérieur du contact et des efforts de serrage, en mesurant l'augmentation de pression à l'extérieur du contact au cours du temps.

Tous les travaux qui viennent d'être cités traitent de la caractérisation de joints ou d'assemblages de surfaces rugueuses. Ils ne s'intéressent pas aux phénomènes physiques donnant naissance à la fuite au travers du contact. Il n'existe pas, à notre connaissance, d'études tentant de modéliser l'écoulement dans le contact à partir du champ des ouvertures résultant de la mise en contact et du serrage de deux surfaces rugueuses. Le présent travail tente d'apporter les éléments pour modéliser la fuite au

travers d'un contact, mesurée à l'échelle de la liaison, à partir de la description que l'on peut faire des surfaces aux différentes échelles (microrugosités, défauts de forme), au moyen d'une démarche multi-échelles.

L'objectif à terme est de prédire, à partir d'outils numériques, le débit et les chemins de fuite d'un fluide entre deux surfaces métalliques usinées, et ce à l'aide de données morphologiques aux différentes échelles (non disponibles sur l'ensemble du contact) et des données physiques sur les fluides. Pour parvenir à ce but, il est nécessaire, à des fins de validation, de pouvoir disposer de résultats expérimentaux obtenus dans des conditions maîtrisables. Pour cela, un dispositif expérimental a été conçu et mis au point, permettant de mesurer les débits de fuite d'un liquide s'écoulant au travers d'un contact rugueux. Le dispositif a pour rôle de valider les calculs numériques prédictifs des débits et des chemins de fuite du fluide.

1.4. Démarche

Outre une meilleure compréhension des phénomènes de fuite, et des paramètres qui jouent un rôle en étanchéité statique, le but de ce travail est de mettre au point des outils prédictifs des débits et chemins de fuite pouvant naître au travers d'un contact rugueux donné sous l'effet d'un gradient de pression. Cet objectif nous a conduit à mettre en place deux démarches parallèles : l'une expérimentale, l'autre numérique à caractère prédictif qui devra être validée par la première.

L'approche expérimentale a nécessité la conception et la mise au point d'un dispositif de mesure de fuite spécifique. Ce dispositif doit être capable d'assurer la mise en charge d'un contact rugueux, et de quantifier des débits de fuite, souvent très faibles, d'un fluide sous pression au travers dudit contact. La pression de contact apparente imposée sur les surfaces et le gradient de pression au travers du contact sont des paramètres réglables de l'expérience. Le chapitre 2 est consacré à la description détaillée du dispositif expérimental mis en place, et à la technique de mesure par chromatographie en phase gazeuse mise en oeuvre. Le chapitre 3 présente les résultats expérimentaux obtenus sur un contact modèle. Le contact entre deux surfaces rugueuses (le joint d'un côté, la bride de l'autre) est modélisé par un contact entre une surface parfaitement lisse et indéformable, et une surface portant la somme des rugosités des deux surfaces initiales. Cette simplification du problème, classique en mécanique du contact, est connue sous le nom de « surface somme » (O'Callaghan et

Probert, 1987 ; Francis, 1977 ; McCool, 1985). Le concept de la « surface somme », qui conserve donc en tout point l'ouverture entre les surfaces comme le montre la figure (1.2), impose, pour la nouvelle surface rugueuse, les caractéristiques physiques suivantes :

- sa rugosité est égale à la somme des rugosités des deux surfaces initiales,
- sa dureté est celle de la surface initiale la moins dure (le plan lisse est indéformable),
- son élasticité (module de Young, E^*) est une combinaison des élasticités des deux surfaces initiales, donnée sous la forme :

$$\frac{1}{E^*} = \frac{1-\nu_1^2}{E_1} + \frac{1-\nu_2^2}{E_2} \quad (1.10)$$

E_1 , E_2 , ν_1 , ν_2 étant respectivement les modules d'Young et coefficients de Poisson des surfaces 1 et 2.

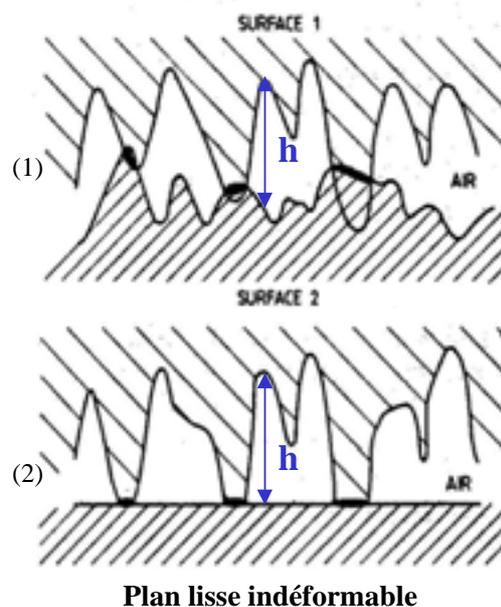


Fig 1.2 (1) Contact réel ; (2) Modélisation du contact à l'aide du concept de « surface somme »
(O'Callaghan et Probert, 1987)

Dans le dispositif, le contact est formé par le serrage d'une surface métallique usinée (en acier inoxydable 316L), donc rugueuse, contre un plan lisse en saphir. Le saphir possédant une dureté très supérieure à celle de l'acier, il peut être considéré comme quasi-indéformable lors du chargement du contact. Le dispositif permet de

détecter les fuites visqueuses (dues au gradient de pression imposé de part et d'autre du contact), mais également les fuites par diffusion qui peuvent se superposer aux fuites visqueuses, sous l'effet d'un gradient de concentration au travers du contact.

La deuxième approche est un travail essentiellement numérique qui s'appuie sur des modèles d'écoulements en milieu fracturé. Le contact est alors décrit en terme d'ouverture variable de la fracture (champ des ouvertures). Cette donnée préalable aux calculs d'écoulements est le résultat de plusieurs méthodes surfométriques appliquées aux surfaces rugueuses, et de simulations d'écrasement des rugosités en contact sous charge. Cependant, il est matériellement impossible de disposer du champ des ouvertures sur l'ensemble du contact, compte tenu de la quantité d'information à obtenir, des temps d'acquisition, des techniques disponibles pour ces mesures. En effet, une mesure surfométrique classique permet la scrutation d'une zone de quelques centaines de micromètres carrés, avec un pas d'échantillonnage de l'ordre du micromètre, alors que les dimensions habituelles d'un contact assurant une étanchéité sont de l'ordre du millimètre ou du dixième de millimètre de largeur, mais de plusieurs centimètres, voire plusieurs mètres de circonférence. Nous ne disposons donc du champ des ouvertures que sur une zone du contact dont la longueur est d'environ trois ordres de grandeur inférieure à sa circonférence. Une approche basée sur des changements d'échelles par prise de moyenne volumique a donc été adoptée. Cette approche est détaillée au chapitre 4. Les résultats issus des modèles prédictifs sont confrontés aux mesures de fuites expérimentales. La comparaison entre les résultats numériques basés sur une description des surfaces à l'échelle des rugosités et les résultats issus du dispositif expérimental met en évidence un écart de plusieurs ordres de grandeurs entre calcul et expérimentation. Ceci nous conduit à prendre en compte des états de surface mesurés à une échelle supérieure, ce qui améliore nettement les prédictions de débits de fuite.

Chapitre 2

Dispositif expérimental

Ce chapitre décrit le dispositif expérimental mis en place au Laboratoire afin de mesurer des débits de fuite au travers d'un contact modèle éprouvette rugueuse/plan lisse, et de tenter d'observer les chemins de fuite. La technique de détection de fuite au moyen d'un chromatographe en phase gazeuse est détaillée, et le protocole expérimental suivi, associant les laboratoires de mécanique du solide, est présenté.

2.1.	Description du dispositif	35
2.1.1.	Objectifs	35
2.1.2.	Dispositif expérimental	36
2.2.	Mesures par Chromatographie en Phase Gazeuse	44
2.2.1.	Principes généraux d'analyses	45
2.2.2.	Etalon interne	48
2.2.3.	Précision, répétabilité des analyses	49
2.3.	Protocole expérimental	51

2.1. Description du dispositif

2.1.1. Objectifs

Afin de permettre la détection et la quantification d'une fuite au travers d'un contact rugueux, un dispositif expérimental original a été mis en place dans le cadre de ce travail. Dans cette expérience, on cherche à i) mesurer le débit de fuite au travers d'un contact entre une réplique de joint et une surface modèle, l'écoulement pouvant avoir lieu en condition monophasique ou diphasique, isovolume ou non ii) visualiser le chemin de fuite en condition de fuite liquide. L'expérience est conduite sur une éprouvette cylindrique remplaçant une portée de joint annulaire complète. Le serrage se fait de manière axiale et le chargement est un paramètre réglable. Le dispositif est prévu pour fonctionner soit en condition liquide soit, après une adaptation qui ne sera pas développée dans ce travail, en condition gazeuse. L'objectif final est de pouvoir confronter les résultats de ce type d'expérience avec la prédiction de la fuite que l'on peut faire à partir :

- de la détermination des champs d'ouvertures dans le contact et de leur évolution à l'aide des modèles de mécanique des contacts (déformation des rugosités et des défauts de surface en fonction du chargement),

- des modèles de mécanique des fluides permettant d'estimer débit et chemin de fuite par une approche de type changement d'échelle sur le processus d'écoulement, visqueux ou diffusif.

Dans le cadre du travail présenté dans ce mémoire, on se limite à l'étude d'un écoulement monophasique prenant naissance dans un contact modèle, et non un contact réel de type joint / bride. En effet, dans une étanchéité réalisée à l'aide d'un joint métallique revêtu, le revêtement de la surface du joint est un paramètre très important de l'étanchéité que l'on désire obtenir. Ce revêtement en matériau mou (argent, indium, téflon, le plus souvent) a pour rôle de se déformer facilement sous l'effet du serrage, afin d'assurer une bonne adaptation aux rugosités des brides en regard. Cependant, le comportement sous charge de ce revêtement en couche relativement mince est un phénomène extrêmement complexe et non encore complètement maîtrisé du point de vue de la mécanique des contacts et de la tribologie. Afin de limiter le nombre de paramètres du problème, et de simplifier l'analyse, l'étude a été focalisée sur un contact modèle, formé par l'association d'une

surface métallique usinée et d'un plan lisse en saphir quasi-indéformable. La fenêtre en saphir, de par sa résistance mécanique, permet de travailler à des valeurs importantes de serrage. Elle a été prévue pour rendre possible la visualisation de la zone de contact au cours de l'écoulement. Cependant, la visualisation des chemins de fuite est un problème rendu délicat par la très faible épaisseur des films fluides dans le contact, et la grande distance focale imposée par l'épaisseur des matériaux nécessaire à la tenue mécanique. La visualisation n'est pas abordée en détail dans ce travail.

2.1.2. Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental a été conçu et mis au point spécifiquement dans le but de mesurer des débits de fuites au travers du contact modèle. Il a fait l'objet d'un dépôt de brevet par le CNES (Lasseux et Marie, 2002). Ce dispositif est représenté schématiquement sur la figure (2.1).

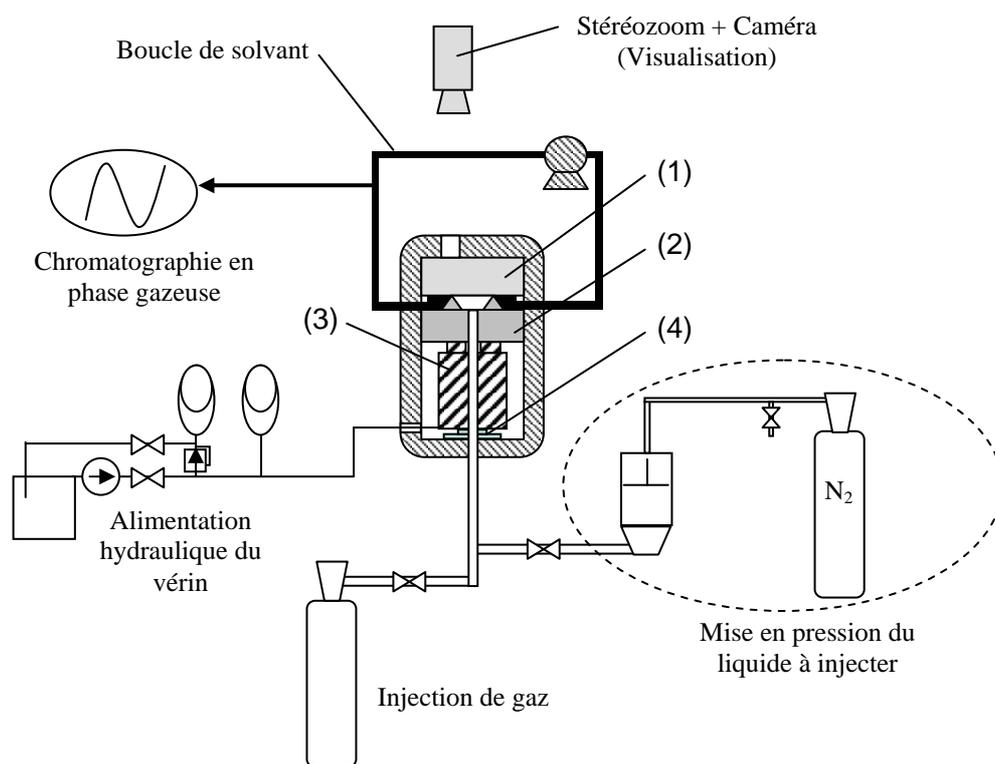


Fig 2.1 Dispositif expérimental : (1) massif en saphir, (2) éprouvette métallique, (3) vérin hydraulique, (4) capteur d'effort

Un schéma plus détaillé de la cellule de fuite proprement dite, incluant le saphir, l'éprouvette et le dispositif de serrage est présenté sur la figure (2.2).

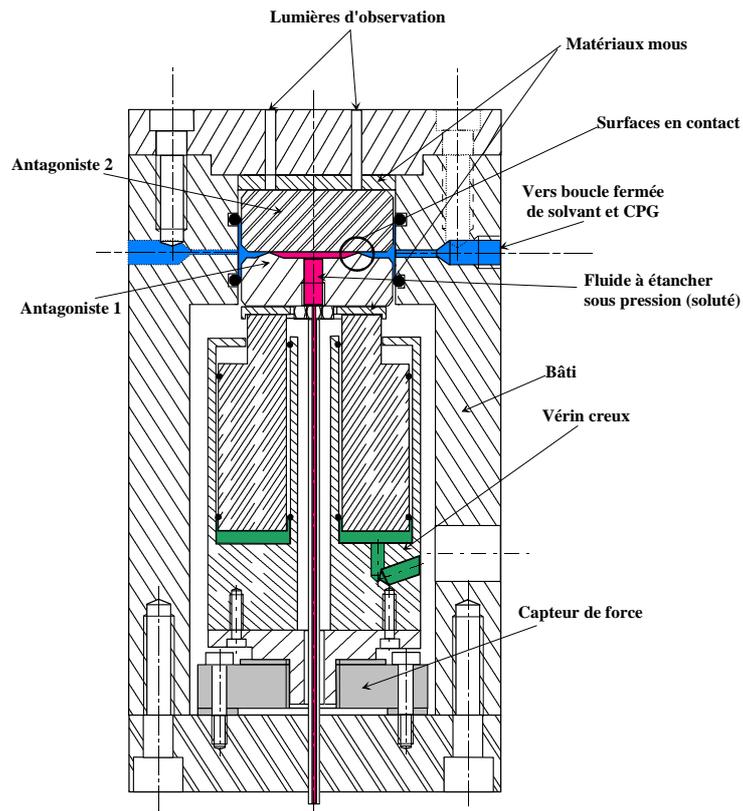


Fig 2.2 Cellule de fuite

Les différents éléments constituant le dispositif sont décrits dans ce qui suit.

Bâti métallique

Il s'agit d'un massif métallique formant le bâti du dispositif. Ce massif a été conçu et dimensionné de manière à pouvoir négliger sa déformation par rapport à celle du joint et de ses aspérités. Il est réalisé en acier $Z_{12}C_{13}$. Le bâti est fermé dans ses parties inférieure et supérieure par des couvercles. Celui du dessus est muni de lumières usinées pour permettre une visualisation du contact et de la fuite.

Saphir

Le massif en saphir est une fenêtre transparente formant la surface modèle en contact avec l'éprouvette (surface considérée comme plane, lisse et indéformable). Il est obtenu par meulage, et les finitions sont assurées par une opération de polissage diamant. Le massif a été dimensionné de façon à pouvoir supporter d'importantes pressions de contact, notées dans toute la suite P_{ca} (définies comme le rapport de la force totale appliquée, sur l'aire de contact apparente), jusqu'à 800 MPa. Le dimensionnement de la lame en saphir a été effectué à l'aide du logiciel ANSYS®. La simulation a consisté à calculer le champ des contraintes et des déformations dans un

massif en saphir de forme cylindrique soumis à un déplacement nul sur sa face supérieure et à une pression localisée sur l'anneau de contact avec l'éprouvette sur sa face inférieure (800 MPa). L'objectif de cette simulation 2D axisymétrique est de dimensionner la hauteur du cylindre afin d'assurer un champ de contraintes partout inférieures à la limite à la rupture en compression du saphir, prise égale à 2100 MPa (les principales propriétés mécaniques du saphir sont répertoriées dans le tableau (2.1)). Le résultat du calcul, résumé sur la figure (2.3), dans laquelle nous avons représenté le champ des contraintes de Von Mises, a permis de montrer qu'une hauteur de 15 mm suffisait à satisfaire ce critère. Pour la réalisation, une épaisseur de 20 mm a été retenue.

Le serrage d'un joint est un élément primordial de son aptitude à assurer l'étanchéité. Dans la pratique, les joints métalliques revêtus sont utilisés avec un effort de serrage compris entre 10 et 18 daN par millimètre de circonférence du joint. Pour une géométrie de contact telle que celle que nous utilisons dans le dispositif, présentée figure (2.4), un effort de contact de 18 daN représente une pression de contact apparente d'environ 550 MPa. La gamme de pression de serrage du contact envisagée dans les expériences (de 100 à 800 MPa), inclue donc largement celle utilisée dans les liaisons étanches.

Dureté Vickers	1570-1750
Module d'Young	$4,4 \cdot 10^5$ MPa
Résistance à la compression	2100 MPa
Résistance à la traction	190 MPa
Coefficient de Poisson	0,30

Tab 2.1 Propriétés mécaniques du saphir synthétique à 300K

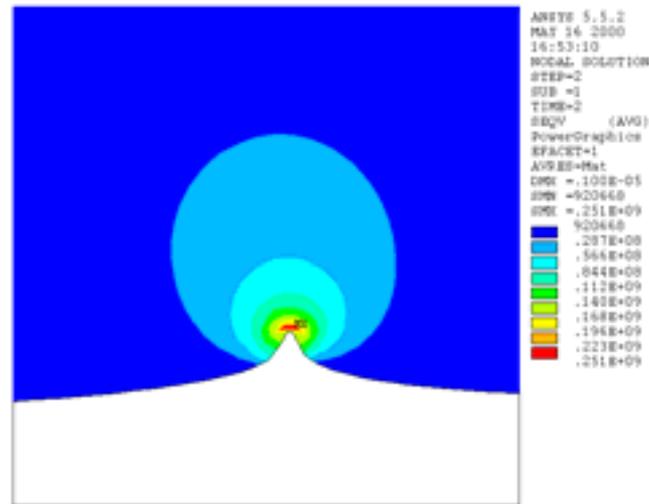


Fig 2.3 Contraintes de Von Mises du massif en saphir pour une pression de contact de 800 MPa

Eprouvettes

Les éprouvettes ont été réalisées spécifiquement pour l'expérience, en acier inoxydable 316L. Elles reproduisent une forme de portées de joints de Snecma Moteurs, et portent une rugosité similaire à celle des brides, pour satisfaire aux hypothèses de la surface somme (cf § 1.4). Elles sont représentées sur la figure (2.4).

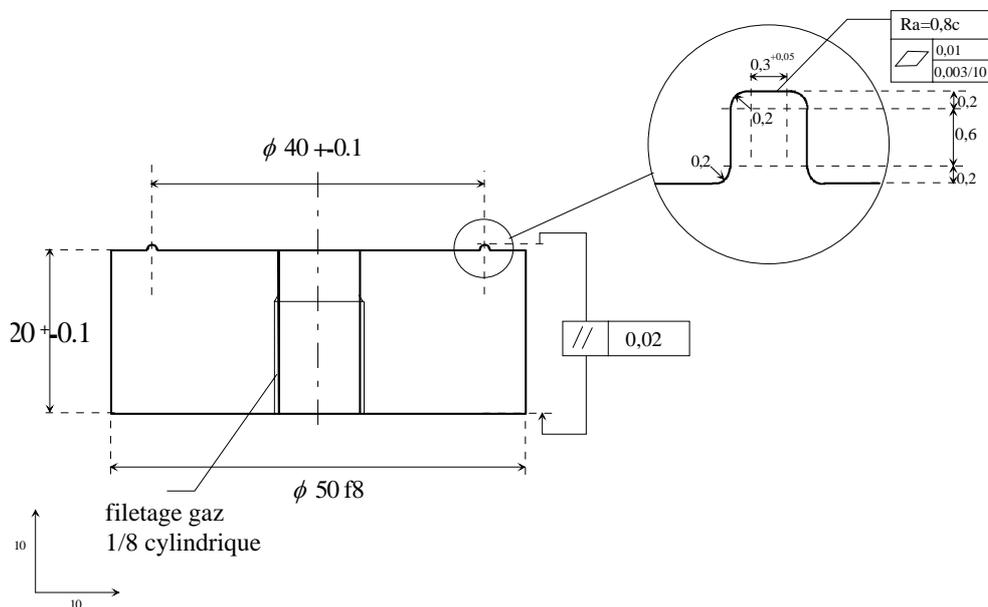


Fig 2.4 Eprouvettes à contact plan

Les éprouvettes sont munies d'un trou central fileté auquel est connectée une tubulure permettant l'alimentation et la mise en pression du liquide à étancher. Les états de surfaces rencontrés dans les liaisons étanches peuvent être divers. On peut rencontrer des surfaces d'aspect aléatoire, isotropes. Cependant, la plupart du temps, les surfaces sont obtenues par tournage, ce qui conduit à des surfaces striées (par le

passage de l'outil de coupe lors de l'usinage), et anisotropes. Les essais de fuite sont effectués sur deux types d'éprouvettes obtenues par tournage, avec des rugosités quelques peu différentes. La première famille d'éprouvettes (famille A) possède une rugosité moyenne $R_a=0,5\mu\text{m}$, alors que la deuxième famille (B) est un peu plus rugueuse, avec un R_a proche de l'unité ($R_a=1,1\mu\text{m}$). Les principaux critères de rugosités utilisés classiquement sont résumés en annexe 1. Les éprouvettes référencées B_1 et B_2 appartiennent à cette deuxième famille, dont les paramètres d'usinage sont répertoriés dans le tableau (2.2).

Vitesse	1200 tours/minute
Avance par tour	0,05 mm
Profondeur de passe	0,02 mm
Outil à charioter	45°
Rayon de pointe	0,3 mm

Tab 2.2 Paramètres d'usinage des éprouvettes B_1 et B_2

La figure (2.5) représente une image obtenue par interférométrie optique d'une portion de surface des éprouvettes A, B_1 et B_2 .

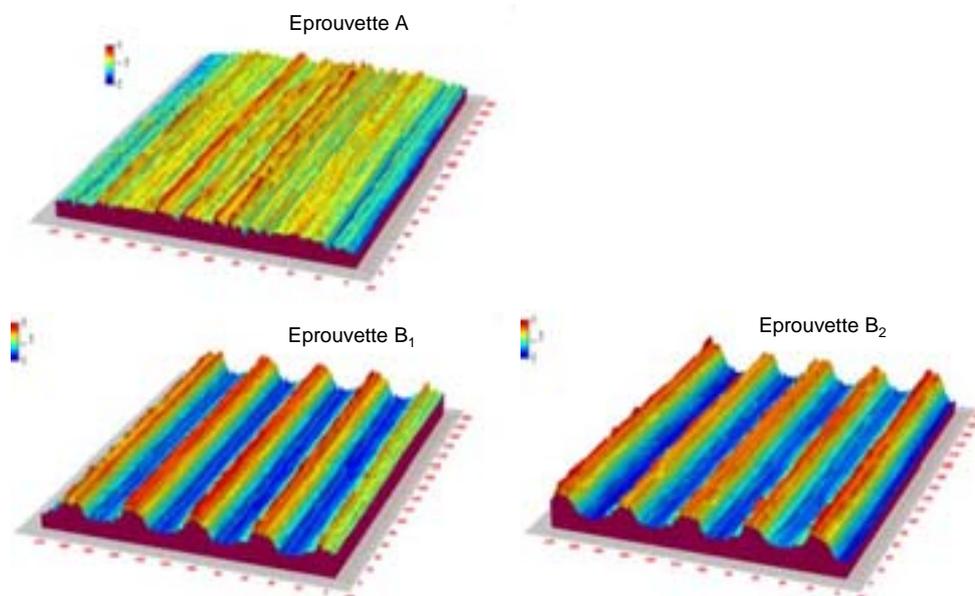


Fig 2.5 Mesures surfométriques des éprouvettes A, B_1 et B_2 (données LTDS)

Dispositif de chargement contrôlé

Il se compose d'un vérin hydraulique, et d'un capteur de force à pont de jauge pour mesurer l'effort de serrage. Ce type de capteur a été préféré aux capteurs piézo-électriques dont les mesures peuvent connaître une dérive dans le temps. Une rondelle

en caoutchouc (respectivement un disque de téflon) est insérée entre le vérin et l'éprouvette (respectivement entre le saphir et le couvercle du bâti), assurant une liaison rotule dont le rôle est de rattraper les éventuels défauts de parallélisme dans l'empilement capteur de force-vérin-éprouvette-saphir. Le capteur de force et le vérin sont « creux », c'est-à-dire munis d'un orifice axial permettant le passage de la tubulure d'alimentation en fluide sous pression sur l'axe de l'éprouvette. L'alimentation hydraulique du vérin est assurée par une pompe manuelle, et est munie de réservoirs sous pressions d'azote permettant de compenser une éventuelle perte de pression d'huile en cours d'expérience.

Principe de mesure du débit de fuite

En phase liquide, le dispositif comprend un système de mise en pression d'un liquide dans la cavité entre l'éprouvette et le saphir (butanol), miscible avec un solvant (éthanol), circulant lentement dans une boucle fermée, venant au contact extérieur du joint. Le liquide de fuite est mis en pression dans un réservoir en acier inoxydable pressurisé au moyen d'une bouteille d'azote. La pression du liquide est contrôlée tout au long de l'expérience. La mesure du débit de fuite se fait de manière indirecte, par dosage du soluté (le butanol) dans le solvant (l'éthanol), à l'aide d'un chromatographe en phase gazeuse. Un étalon interne (propanol) est préalablement ajouté au solvant afin d'améliorer la précision du dosage (cf § 2.2.2). Le chromatographe est muni d'un passeur d'échantillon assurant le prélèvement à intervalles réguliers de solutions à doser. La technique d'analyse par chromatographie en phase gazeuse (CPG) fait l'objet d'une description particulière dans le paragraphe suivant. Le prélèvement (1 μL) est effectué dans la boucle de mélange solvant/soluté/étalon interne par une seringue qui pique au travers d'un septum. La figure (2.6) montre le prélèvement de l'échantillon à doser dans la boucle de solvant.

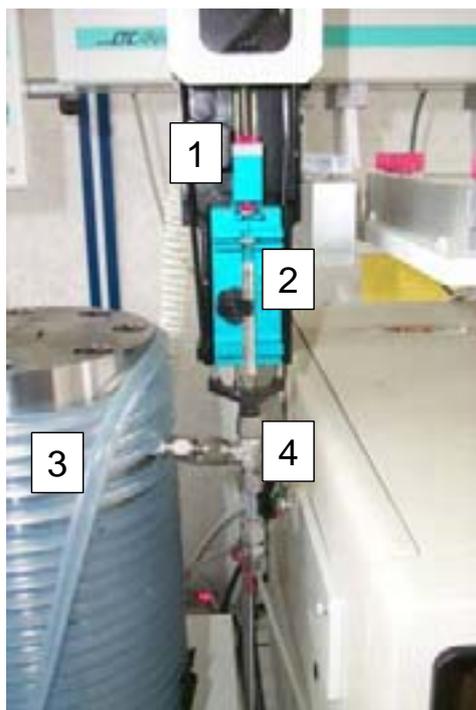


Fig 2.6 Prélèvement d'un échantillon à doser dans la boucle de solvant (1) Passeur d'échantillons, (2) Seringue, (3) Cellule de fuite, (4) Boucle de solvant

La cellule de fuite est thermostatée pour éviter toute fluctuation de serrage (les réservoirs d'azote étant sensibles aux variations de la température ambiante) ou de pression exercée dans le liquide d'une part, et toute variation de viscosité du liquide d'autre part. Pour ce faire, un fluide caloporteur thermostaté à 20°C circule dans un bobinage enroulé sur la cellule.

Le dispositif expérimental est prévu pour mesurer des débits de fuite en phase liquide et en phase gazeuse. En phase gazeuse, un alcane sous pression fuit dans un volume balayé par un courant d'azote, le mélange étant envoyé en continu vers le chromatographe. Toutefois, le dispositif n'a pour l'instant fait l'objet de mises au point et de mesures qu'en conditions de fuite liquide.

Le choix des fluides utilisés résulte de différents critères imposés par la méthode de mesure par dosage. Le liquide de fuite, l'étalon interne et le solvant doivent être parfaitement miscibles, pour assurer une parfaite homogénéisation du mélange dans la boucle de solvant, et permettre un dosage fiable des concentrations du mélange. De plus, la technique de mesure par chromatographie en phase gazeuse (cf § 2.2) impose aux fluides à analyser d'être organiques pour être brûlés dans le détecteur à ionisation de flamme. Les alcools sont de très bons candidats aux analyses chromatographiques en phase gazeuse, et sont parfaitement miscibles entre eux. Ce sont des produits

chimiques courants, ne nécessitant que peu de précautions lors des manipulations, et disponibles à des niveaux de pureté élevés. Les caractéristiques physiques de l'éthanol, du propanol et du butanol sont répertoriées dans le tableau (2.3).

Propriétés :	Ethanol	Propanol	Butanol
Formule brute	C_2H_6O	C_3H_8O	$C_4H_{10}O$
Masse molaire	46,07 g/mol	60,10 g/mol	74,12 g/mol
Densité	0,790	0,804	0,810
Température d'ébullition	78,5 °C	97,1 °C	117,5 °C
Viscosité dynamique (à 20°C)	$1,20 \cdot 10^{-3}$ Pa.s	$2,40 \cdot 10^{-3}$ Pa.s	$2,79 \cdot 10^{-3}$ Pa.s
Pureté	> 99,85 %	> 99,5 %	> 99,5 %

Tab 2.3 Principales caractéristiques physiques des alcools utilisés dans le dispositif

La figure (2.7) donne une image de l'ensemble du dispositif expérimental de mesure de fuite, sur laquelle on peut apercevoir la cellule de fuite, contenant le vérin, l'éprouvette métallique et le massif en saphir, la boucle de solvant, et le chromatographe surmonté du passeur d'échantillon.

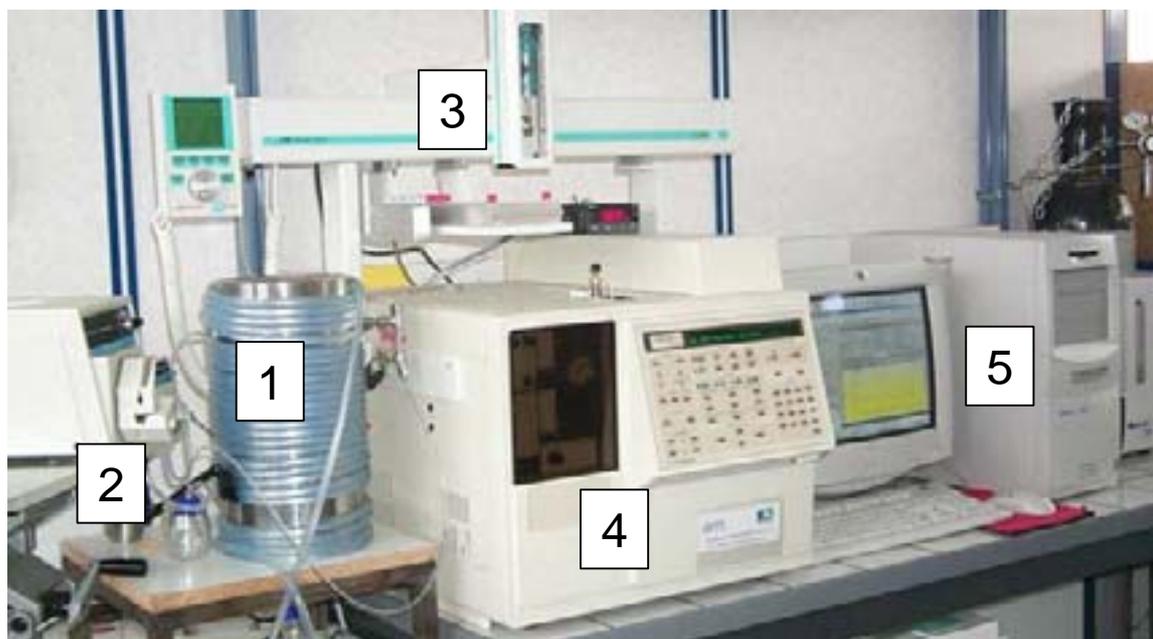


Fig 2.7 Photographie du dispositif expérimental de mesure de fuite, (1) Cellule de fuite, (2) Boucle de solvant, (3) Passeur d'échantillons, (4) Chromatographe en phase gazeuse, (5) Ordinateur d'acquisition des analyses

Dispositif de mesure de débit en condition diffusive

Le dispositif présenté sur le schéma (2.1) peut être adapté à la mesure d'un débit de fuite en condition purement diffusive. Le liquide de fuite est alors mis à la pression atmosphérique par un simple tube en U, afin de s'affranchir de toute différence de pression au travers du contact, comme cela est représenté sur la figure (2.8). Le principe de mesure reste le même que précédemment, à ΔP nulle.

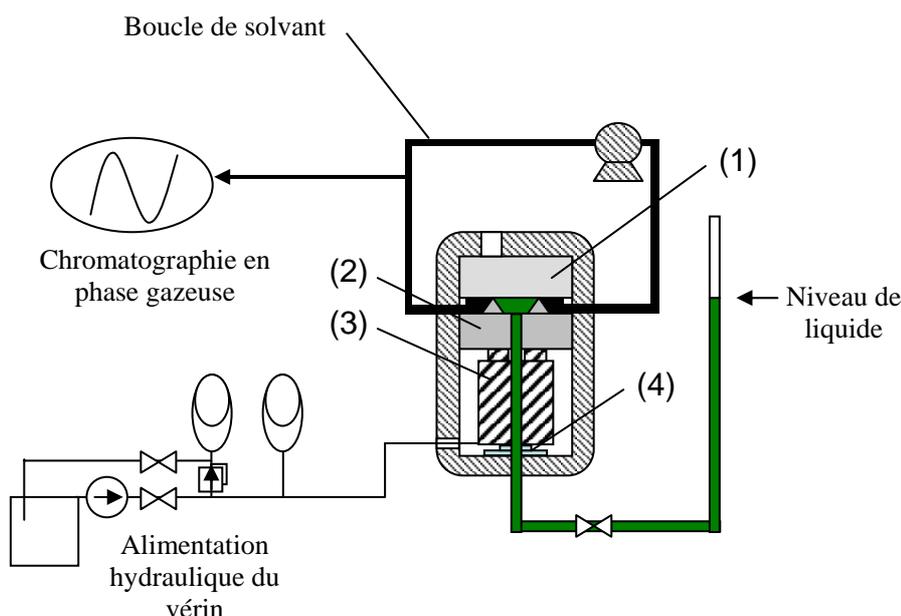


Fig 2.8 Configuration expérimentale pour la mesure du flux diffusif, (1) massif en saphir, (2) éprouvette métallique, (3) vérin hydraulique, (4) capteur d'effort

Il est donc possible de déterminer un débit de fuite au travers du contact engendré soit i) par un gradient de pression entre l'amont et l'aval du contact, soit ii) par un processus diffusif induit par la différence de concentration en liquide de fuite (le butanol est pur en amont du contact, et en très faible quantité en aval, dans le solvant).

Le paragraphe suivant détaille le procédé d'analyses par chromatographie en phase gazeuse mis en œuvre pour estimer les débits de fuite.

2.2. Mesures par Chromatographie en Phase Gazeuse

La chromatographie en phase gazeuse (CPG) est une méthode d'analyse par séparation qui s'applique aux composés gazeux, ou susceptibles d'être vaporisés par chauffage, sans décomposition. Elle est tout particulièrement adaptée pour l'analyse

de mélanges de composés organiques. Les paragraphes suivants présentent sommairement le principe de l'analyse chromatographique, la détection des composés organiques au moyen d'un détecteur à ionisation de flamme, l'intérêt de l'ajout d'un étalon interne au mélange soluté - solvant, et la précision et la répétabilité des mesures par CPG.

2.2.1. Principes généraux d'analyses

Le principe de l'analyse CPG, et les diverses techniques associées sont décrites dans un ouvrage de référence par Tranchant (1995). L'appareil de mesure, le chromatographe, se compose principalement d'un injecteur, d'une colonne et d'un détecteur.

L'échantillon liquide à analyser est introduit dans le chromatographe au moyen d'une microseringue (figure (2.9)).



Fig 2.9 Injection de l'échantillon à doser dans le chromatographe

Il est vaporisé dans une chambre située en amont de la colonne et appelée injecteur. L'injecteur est à une température relativement haute pour permettre une vaporisation rapide du mélange, qui est entraîné en tête de colonne par le gaz vecteur (ici de l'hydrogène). La colonne a pour rôle de séparer les différents composants introduits dans le chromatographe. Elle contient une substance active, appelée phase stationnaire, qui interagit avec les composés passant au travers de la colonne, et les retient sélectivement. Les composés introduits simultanément en tête de colonne

sortent donc de la colonne les uns après les autres, chacun ayant un temps de rétention dans la colonne qui lui est propre. Ce temps de rétention dépend de divers paramètres, comme i) le couple soluté-phase stationnaire, ii) le débit du gaz vecteur, iii) les dimensions de la colonne, iv) la température de la colonne. En revanche, il ne dépend pas des quantités injectées, ni de la nature ou de la pression du gaz vecteur. Ce temps de rétention permet donc d'identifier les différents composés en sortie de colonne, qui, toujours véhiculés par le gaz vecteur, atteignent le détecteur. Il existe deux grandes familles de détecteurs : les détecteurs qui réagissent avec les solutés sans interagir avec le gaz vecteur, et les détecteurs qui comparent à tout instant une propriété du gaz vecteur pur avec celle du mélange qu'il reçoit. Le catharomètre est tout à la fois le plus répandu et le plus universel des détecteurs. Il appartient à la deuxième famille citée. Son principe consiste à comparer la conductivité thermique du gaz vecteur pur avec celle du mélange solutés - gaz vecteur qui sort de la colonne. Dans notre dispositif expérimental, nous lui avons préféré un détecteur à ionisation de flamme, ou FID. Le détecteur FID est beaucoup plus sensible que le détecteur à conductivité thermique, bien que moins universel. Il s'agit d'un détecteur très couramment utilisé, en raison de ses nombreuses qualités, telles qu'une grande sensibilité, une bonne linéarité, de très faibles volumes morts. Il est tout particulièrement adapté à l'analyse de composés organiques. Son principe de fonctionnement est le suivant :

Les effluents de la colonne chromatographique et le gaz vecteur sont brûlés dans une flamme d'hydrogène. Les ions formés sont collectés au moyen de deux électrodes entre lesquelles on applique une différence de potentiel. Il en résulte un courant électrique proportionnel à la masse de composé qui passe dans le détecteur. Ce courant est enregistré pour donner le chromatogramme.

La lecture d'un chromatogramme s'effectue donc alors de la manière suivante : chaque pic du chromatogramme correspond à une espèce chimique qui peut être identifiée par son temps de rétention, tandis que l'aire de chaque pic est proportionnelle à la masse du composé introduite en tête de colonne. La figure (2.10) représente un chromatogramme obtenu sur un mélange de trois alcools, éthanol, propanol et butanol, utilisés au cours des expériences.

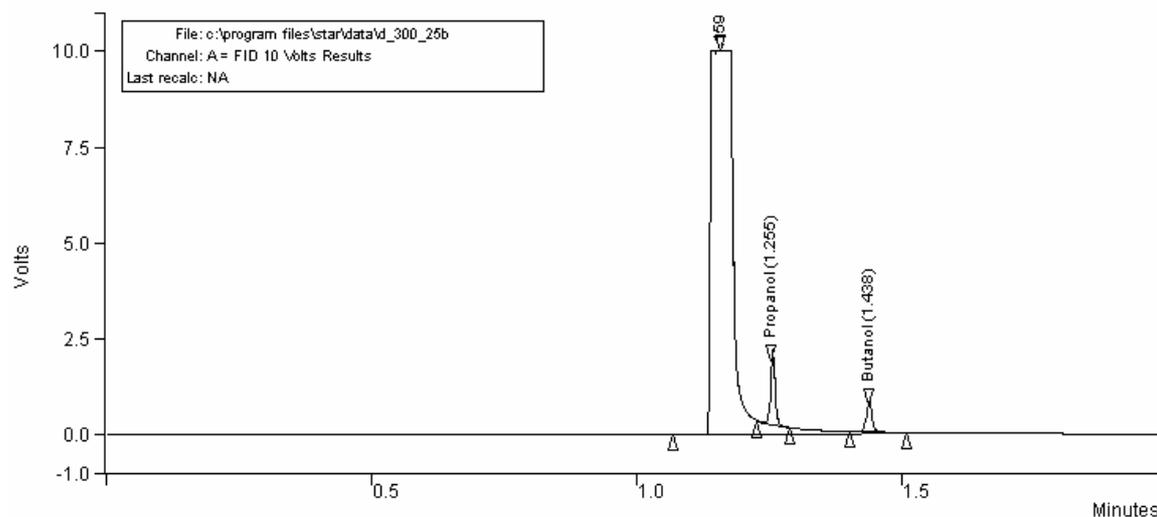


Fig 2.10 Exemple d'analyse chromatographique de mélanges d'alcools

Le premier pic à apparaître est celui de l'éthanol, composé le plus léger, qui possède, dans les conditions de fonctionnement choisies du chromatographe (voir tableau (2.4)), un temps de rétention d'une minute et dix secondes environ. Le deuxième pic, à l'abscisse 1,26 minute est celui du propanol. Le dernier, à l'abscisse 1,44 minute est celui du butanol. Par ailleurs, l'aire de chaque pic étant proportionnelle à la masse de produit injecté, on est capable, à partir d'un calibrage s'appuyant sur des solutions étalons, de doser les quantités de chaque produit dans le mélange.

Colonne :	Type	Capillaire
	Longueur	30 m
	Diamètre	350 μm
	Température	80°C
Injecteur :	Split	80%
	Température	250°C
Détecteur :	Type	FID
	Température	250°C

Tableau 2.4 Conditions opératoires du chromatographe

Présentée sous cette forme, cette méthode possède néanmoins un inconvénient de taille, celui de devoir injecter rigoureusement le même volume de mélange à chaque fois dans le chromatographe. Les injections se faisant au moyen d'une microsiringue, il est difficile d'injecter des volumes constants de mélange, même avec un passeur d'échantillon. Afin de s'affranchir de cette contrainte, une technique de dosage à l'aide d'un étalon interne a été employée.

2.2.2. Etalon interne

Nous cherchons à connaître avec précision la masse de soluté passée au travers du contact (par exemple du butanol) et contenue dans un solvant (éthanol). Comme nous venons de le voir, les aires des pics du chromatogramme dépendent de la quantité de mélange injectée, qui ne peut être contrôlée de façon précise. L'étalonnage interne consiste à introduire, lors des deux phases de calibration et d'analyse, un tiers corps, l'étalon interne, dans la solution à doser, et ce en concentration connue. Les déterminations se font alors par comparaison des aires de pics du soluté et de l'étalon. Dans la phase de calibrage, on détermine tout d'abord le facteur de réponse du soluté par rapport à l'étalon donné par :

$$K_{i/e} = \frac{m_i \times A_e}{m_e \times A_i} \quad \text{Eq. (2.1)}$$

relation dans laquelle m_i et m_e sont respectivement la masse de soluté pur et d'étalon interne contenues dans la solution de calibrage, A_i et A_e étant les aires respectives des pics associés au soluté et à l'étalon.

Ce facteur de réponse est alors appliqué dans la phase de dosage (expériences) pour calculer la masse du soluté relativement à la masse d'étalon contenue dans le mélange :

$$\frac{m_i}{m_e} = \frac{A_i}{A_e} \times K_{i/e} \quad \text{Eq. (2.2)}$$

En connaissant avec précision la quantité d'étalon interne présent dans le solvant dans lequel on collecte la fuite, on peut donc, au cours du temps, connaître la masse de soluté (la fuite) qui passe au travers du contact, tout en s'affranchissant de l'erreur inhérente à la variabilité du volume d'échantillon injecté à l'aide de la microsiringue.

Dans la pratique, le calibrage de l'appareillage est réalisé non pas sur une seule, mais sur plusieurs solutions étalons, couvrant une large gamme de concentrations en soluté, ici le butanol. Ceci permet d'obtenir une courbe d'étalonnage, c'est-à-dire les facteurs de réponse de l'étalon et du liquide de fuite à différentes concentrations dans le solvant, l'éthanol ici. Lors d'une analyse au cours d'une mesure de fuite, c'est cette courbe d'étalonnage qui permet de déterminer la concentration en butanol dans la boucle de mélange, à partir du rapport des aires de pics soluté/étalon obtenues sur le chromatogramme. Nous revenons dans ce qui suit sur la procédure suivie pour établir la courbe d'étalonnage.

2.2.3. Précision, répétabilité des analyses

Lorsque l'on cherche à estimer l'erreur commise lors d'une analyse chromatographique, il convient de distinguer la précision de l'analyse, et sa répétabilité. La précision peut être considérée comme l'erreur systématique faite au travers de la chaîne constituant le dispositif de mesure, la répétabilité étant une erreur aléatoire se superposant à l'erreur systématique.

Erreur systématique

On peut considérer que l'erreur systématique commise est engendrée par :

- les incertitudes liées à la détermination de la courbe d'étalonnage. En effet, comme on vient de le voir dans le paragraphe précédent, chaque résultat d'analyse s'appuie sur la courbe d'étalonnage du chromatographe pour le mélange utilisé. Ce calibrage est obtenu par l'analyse de solutions étalons à différentes concentrations, couvrant la gamme de concentration en soluté que nous attendons lors des essais. Six solutions étalons ont été préparées par mélange des quantités suivantes : m grammes de butanol ($m = 0,5 ; 1 ; 2 ; 4 ; 7$ et 10), 1 gramme de propanol, et $(100-1-m)$ grammes d'éthanol. Elles ont été obtenues par pesées, au moyen d'une balance de précision (précise à 10^{-3} g). Chaque solution étalon est analysée 5 fois, et la valeur moyenne des aires de pics obtenues est utilisée pour construire la courbe d'étalonnage. La figure (2.11) représente la courbe d'étalonnage obtenue avec nos différentes solutions étalons. L'erreur de mesure est directement liée à la précision avec laquelle les solutions étalons sont préparées, soit ici moins de 0,1% d'erreur sur les masses.

- les incertitudes sur la masse d'étalon présent dans la boucle de mélange collectant la fuite au cours des essais. Une solution d'éthanol contenant un pour cent

en masse de propanol est préparée en grande quantité. Lors de chaque essai de fuite, 20g de cette solution sont prélevés pour constituer la solution dans la boucle. La précision de cette autre balance étant de 10^{-2} g, un calcul classique d'incertitude permet d'estimer l'erreur de pesée commise : la masse de propanol dans la boucle de mélange est connue avec une précision supérieure à 0,2%.

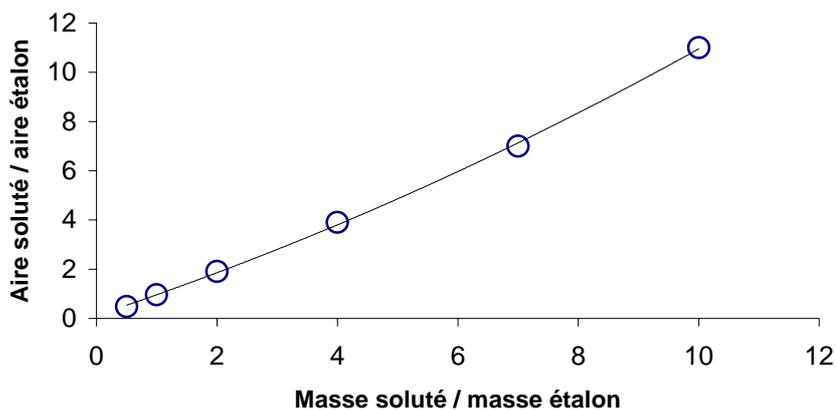


Fig 2.11 Courbe d'étalonnage du chromatographe pour des solutions d'éthanol contenant 1% en masse de propanol, et de 0,5% à 10% en masse de butanol

Répétabilité des analyses

La répétabilité des analyses est étudiée en effectuant un grand nombre de dosages d'un même mélange des trois alcools utilisés. Pour ce faire, un mélange a été préparé en ajoutant 0,5g de butanol à 100g de solution de solvant avec étalon interne (éthanol + propanol). Les résultats, présentés sur la figure (2.12), montrent une dispersion des masses de solutés estimées autour de la valeur moyenne avec un écart type inférieur à 0,5%. Le même essai avec une solution contenant 1g de butanol donne un écart type sur les résultats d'analyse inférieur à 1% (cf figure (2.13)).

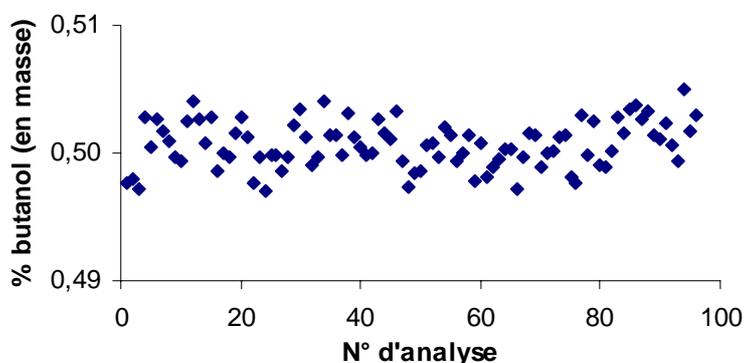


Fig 2.12 Répétabilité des analyses chromatographiques, pour une concentration en butanol de 0,5% en masse dans le mélange éthanol-propanol

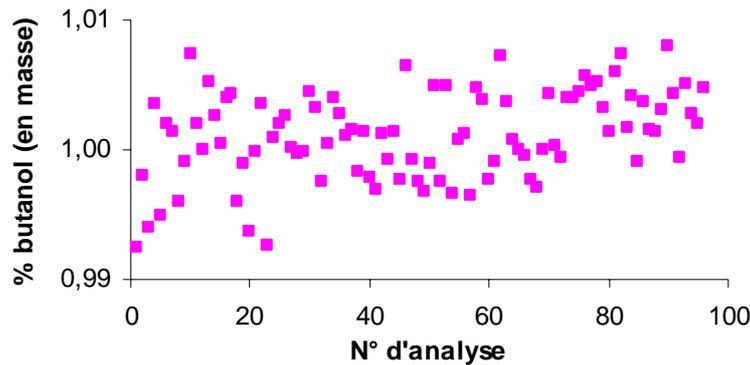


Fig 2.13 Répétabilité des analyses chromatographiques, pour une concentration en butanol de 1 % en masse dans le mélange éthanol-propanol

Dans le chiffrage des erreurs de mesure au moyen du dispositif (cf §3.3.), l'incertitude sur chaque analyse chromatographique est prise égale à 1,5%.

2.3. Protocole expérimental

Le résultat extrait de l'expérience est une information globale sur le comportement macroscopique de l'ensemble du contact vis-à-vis de l'écoulement. Comme nous le verrons par la suite, cette information sera essentiellement traduite au travers de la "perméabilité". Le calcul comparatif devra donc se situer à cette échelle et pour réaliser l'estimation du débit de fuite (i.e. de la perméabilité), il est donc nécessaire de disposer d'informations sur la géométrie du contact, intégrant les structures allant de l'échelle microscopique (rugosités) à celle, plus macroscopique, des défauts de forme. Chaque éprouvette doit donc être scrutée avant tout serrage, afin d'établir des relevés surfométriques à différentes échelles. Par ailleurs, des essais sans gradient de pression de part et d'autre du contact ont révélé l'existence d'un flux par effet diffusif pouvant se superposer au flux visqueux. Le protocole expérimental a donc été élaboré en y incluant la mesure du débit de fuite en condition diffusive, à chaque valeur du serrage appliqué. Dans ce contexte, la procédure expérimentale mise en place pour l'essai monophasique en phase liquide est la suivante :

1- Mesures surfométriques réalisées sur la surface de l'éprouvette en contact avec le saphir. Ces mesures permettent d'accéder au champ des ouvertures compte tenu de l'hypothèse d'un saphir indéformable, et d'appliquer éventuellement des modèles de déformations (élastiques, élasto-plastiques ou plastiques). Elles comprennent des mesures à l'échelle des rugosités, et des mesures de défauts de

forme à plus grande échelle. Nous verrons au chapitre 4 comment cette description permet d'estimer un débit de fuite au travers du contact.

2- Montage de l'éprouvette et placement de la surface antagoniste en saphir. Cette étape doit faire l'objet d'un soin tout particulier, afin d'assurer la propreté de tout le dispositif vis-à-vis du liquide de fuite. De plus, l'éprouvette fait l'objet, avant le montage dans le dispositif, d'une inspection visuelle au moyen d'une loupe binoculaire afin de s'assurer que la surface de contact ne porte pas de rayures accidentelles.

3- Mise en place du chargement, grâce au vérin hydraulique. Les expériences sont conduites par paliers croissants de serrage, de manière à ce que la déformation plastique, si elle se produit pour un serrage donné, n'influe pas sur le résultat à un serrage inférieur. La gamme de pression de contact (P_{ca}) utilisée dans ce travail se situe entre 100 MPa et 800 MPa, correspondant à l'effort maximum pour lequel le saphir a été dimensionné.

4- Mise en pression du liquide. Cette pression est contrôlée au cours de l'expérience. La gamme de pressions de fluide s'étend de 0,5 bar à 35 bar.

5- Compensation du serrage. La mise en pression du liquide conduit à un effort antagoniste au serrage, induisant une chute de la pression de contact apparente qu'il est nécessaire de compenser, afin de maintenir l'effort de serrage constant.

6- Relevé des paramètres (effort de serrage, pression du fluide) et mesure du débit de fuite (dosage). Cette mesure est de durée variable selon la valeur du débit de fuite. A faible débit (cette notion sera précisée par la suite), la durée de l'expérience augmente de façon à obtenir une meilleure estimation des débits.

7- Mesure du débit de fuite en condition purement diffusive, c'est-à-dire sans gradient de pression. Le moteur de la fuite est simplement le gradient de concentration entre l'amont et l'aval du contact.

8- Incrémentation de la valeur de la pression de contact, et nouvelle campagne de mesures de débits de fuite en fonction de la pression de fluide. En pratique, l'éprouvette n'est pas démontée avant chaque itération de serrage, afin d'éviter de trop nombreuses manipulations de l'éprouvette risquant d'endommager la surface rugueuse (par des rayures notamment).

A ce stade, une remarque importante s'impose sur la mise en place du liquide à étancher. En effet, deux cas distincts peuvent être envisagés en phase liquide : i) le cas du contact initialement sec, conduisant, lors de la mise en pression du liquide, à un écoulement diphasique (butanol + air) et qui correspond, compte tenu des conditions de mouillabilité, à un mécanisme d'imbibition, du moins dans une phase transitoire, et ii) le cas du contact préalablement mouillé, c'est-à-dire pour lequel les rugosités de la surface métallique sont initialement saturées par le liquide à étancher, qui est celui d'un écoulement monophasique. Des essais préliminaires réalisés dans ces deux configurations initiales n'ont pas permis de déceler de différences notables de comportement de la fuite. Ces essais (Marie et Lasseux, 2001a) sont présentés sur la figure (2.14).

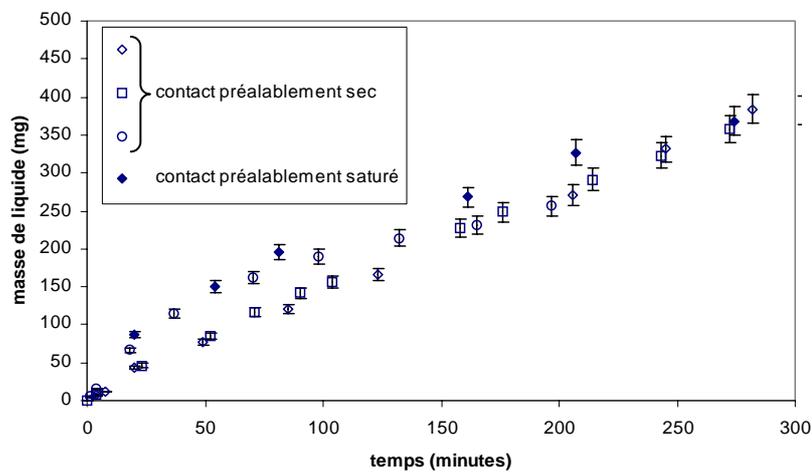


Fig. 2.14 Masse de liquide passée au travers du contact en fonction du temps, $\Delta P=9.0$ bar, $P_{ca}=240$ MPa

Ces résultats semblent indiquer que le débit de fuite est extrêmement peu sensible à cette condition initiale, tous les autres paramètres étant maintenus identiques. Cette observation peut s'expliquer par le fait que la première mise en pression du liquide (butanol), qui se produit à faible serrage, permet de saturer complètement le contact, conduisant immédiatement à une situation monophasique. Par ailleurs, on observe que le débit-masse de fuite est quasi constant sur l'échelle de temps d'observation de la figure (2.14).

Pour faciliter les conditions de propreté des surfaces vis-à-vis des différents fluides, le contact rugueux est initialement sec dans les essais dont les résultats sont présentés au chapitre suivant.

Chapitre 3

Résultats expérimentaux

Ce chapitre présente les résultats expérimentaux obtenus avec le dispositif mis en place au Laboratoire, sur des répliques de joints utilisés classiquement dans les applications nucléaires et spatiales. Les débits de fuites sont mesurés en conditions de fuites visqueuses, c'est-à-dire engendrées par un gradient de pression de part et d'autre du contact, mais également en condition diffusive, lorsque l'écoulement est dû à un gradient de concentration d'espèce au travers du contact. La précision et les incertitudes des mesures effectuées sont détaillées.

3.1.	Influence de la pression de fluide.....	57
3.2.	Influence de la pression de contact.....	65
3.3.	Précision des mesures.....	69
3.3.1.	Incertitudes liées à la mesure.....	69
3.3.2.	Incertitudes sur les paramètres réglables par l'utilisateur	70
3.4.	Mesure du flux diffusif.....	71

Ce chapitre présente les résultats expérimentaux de mesures de fuite obtenus au moyen du dispositif mis en place dans le cadre de ce travail. Ces essais d'étanchéité ont été effectués à l'aide d'un contact modèle formé par le serrage d'une réplique de joints utilisés classiquement dans les applications spatiales notamment (réplique appelée *éprouvette*) contre un massif en saphir. Ces éprouvettes sont décrites au chapitre 2. Les débits de fuite sont mesurés en phase liquide, le fluide choisi pour effectuer les essais d'étanchéité étant le butanol. Pour chaque valeur de pression de contact entre l'éprouvette et le saphir, plusieurs paliers de pressions de fluide sont imposés et le débit de fuite au travers du contact est mesuré pour chacun d'eux, selon le protocole décrit au chapitre 2.

3.1. Influence de la pression de fluide

Comme indiqué au chapitre précédent, deux types d'éprouvettes ont été utilisés (cf figure (2.5), chapitre 2) :

i) une éprouvette référencée A, obtenue par tournage et de rugosité arithmétique $R_a=0,5\mu\text{m}$ sur la surface de contact avec le saphir,

ii) deux éprouvettes référencées B_1 et B_2 obtenues par la même technique d'usinage, mais possédant une rugosité $R_a=1,1\mu\text{m}$.

L'éprouvette A a été testée pour un serrage allant de 10 000 N ($P_{ca} = 265$ MPa) jusqu'à 30 000 N ($P_{ca} = 790$ MPa), par paliers de 5 000 N. Pour chaque palier de serrage, la fuite a été mesurée pour des écarts de pressions entre l'amont et l'aval du contact allant de 9 à 30 bar. Les éprouvettes référencées B ont été testées pour des pressions de contact de 100 à 700 MPa, s'échelonnant par paliers de 100 MPa, et des ΔP compris entre 1 et 30 bar.

La figure (3.1) représente les quantités de butanol passées au travers du contact en fonction du temps, pour différentes pressions de liquide à étancher.

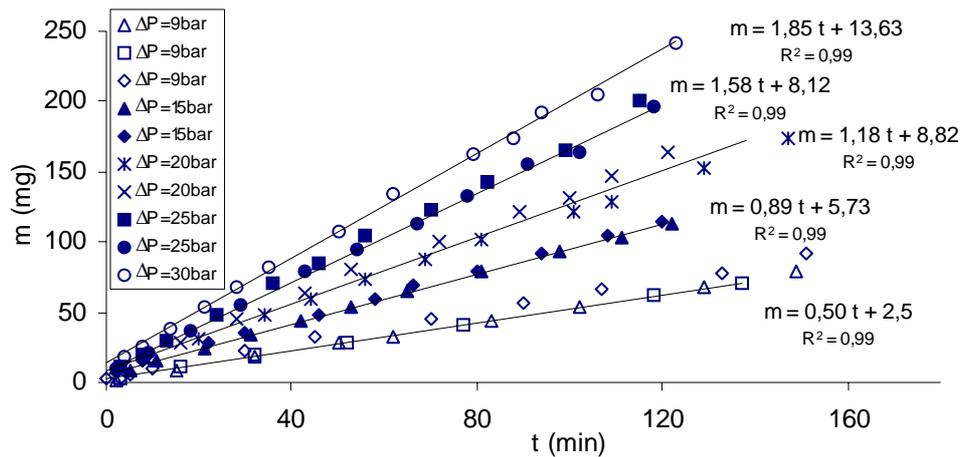


Fig 3.1 Masse de soluté passée au travers du contact en fonction du temps, $P_{ca} = 265 \text{ MPa}$, éprouvette A

Le temps de mesure est modulé en fonction des valeurs des débits de fuite. Aux faibles valeurs de serrage, lorsque les débits de fuite sont relativement importants (c'est-à-dire supérieurs à 10^{-2} mg/min), les expériences peuvent être conduites sur des durées de 120 minutes environ. En effet, des essais préliminaires sur des périodes plus importantes ont permis de montrer que le débit restait parfaitement constant au cours du temps ce qui justifie le choix d'une durée relativement courte, de deux heures environ. Aux plus fortes valeurs de serrage, la quantité de liquide qui passe au travers du contact au cours du temps devient beaucoup plus faible. La durée des expériences est alors augmentée, pour pouvoir estimer convenablement le débit de fuite. Elle peut atteindre 30 à 50 heures, pour des débits de l'ordre de 10^{-4} mg/min .

Du caractère stationnaire de la fuite, on peut identifier un débit de fuite, à ΔP et serrage donnés. Ce débit est déterminé grâce au coefficient directeur des droites de tendances que l'on peut tracer à partir des résultats de la figure (3.1). On peut remarquer les excellents coefficients de détermination¹ des régressions linéaires, tous supérieurs à 0,99. La remarquable linéarité de ces courbes confirme tout d'abord l'absence de toute phase transitoire visible d'établissement de la fuite, justifiant par là même le caractère monophasique de la fuite. On ne peut toutefois pas écarter l'éventualité d'une période de fuite transitoire, surtout lors de la première mise en pression du liquide et de la phase d'envahissement du contact, dont le temps

¹ L'équation donnant la valeur r du coefficient de détermination de n couples de valeurs (X,Y) est la

suivante :

$$r = \frac{n(\sum XY) - (\sum X)(\sum Y)}{\sqrt{[n\sum X^2 - (\sum X)^2][n\sum Y^2 - (\sum Y)^2]}}$$

caractéristique serait inférieur à la minute. L'espaceur temporel des mesures et le protocole expérimental, qui demande une compensation de serrage après la mise en pression du fluide, ne permettent en effet aucune observation à cette échelle de temps. Cette compensation du serrage explique également le fait que les droites de tendances ne passent pas par l'origine au temps $t = 0$. En effet, durant cette phase de stabilisation des paramètres $\Delta P / \text{serrage}$, une quantité de liquide passe au travers du contact. La mesure débute donc avec une concentration en butanol non nulle dans la boucle de mélange. Cependant, cette masse initiale de soluté dans le solvant est sans conséquence sur la mesure du débit de fuite, puisque le résultat important est le coefficient directeur des régressions linéaires.

On note également, sur la figure (3.1), une bonne répétabilité des mesures, avec un écart inférieur à 10% entre deux résultats obtenus dans des conditions identiques de pression fluide et de serrage (mesures de débits de fuite pour des pertes de charge de 9, 15, 20 et 25 bar). Cette reproductibilité des mesures est un élément important de validation du dispositif. Enfin, on note, comme on pouvait le prévoir, que le débit croît avec la perte de charge. La relation qui lie ces deux grandeurs est analysée plus en détail dans ce qui suit.

Sur les figures (3.2), (3.3), (3.4), et (3.5) sont répertoriés les résultats expérimentaux de masse de butanol passant au travers du contact en fonction du temps pour des différences de pression fluide variant toujours de 9 à 30 bar. Ces résultats ont été obtenus sur l'éprouvette A pour des pressions de contact apparentes de 395 MPa, 525 MPa, 660 MPa, et 790 MPa respectivement. Tous ces résultats confirment les remarques faites précédemment sur la linéarité du signal masse-temps, les très bonnes corrélations et la répétabilité.

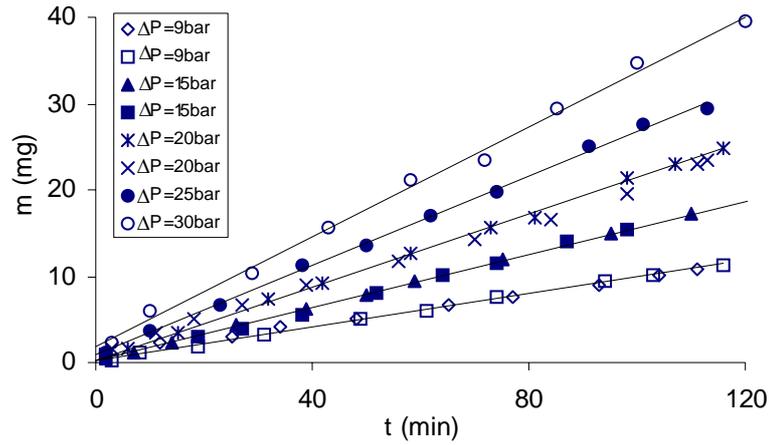


Fig 3.2 Masse de soluté passée au travers du contact en fonction du temps, $P_{ca} = 395 \text{ MPa}$, éprouvette A

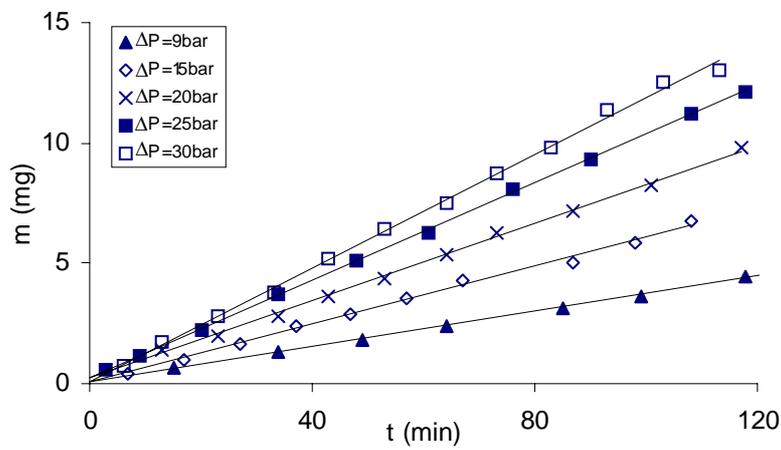


Fig 3.3 Masse de soluté passée au travers du contact en fonction du temps, $P_{ca} = 525 \text{ MPa}$, éprouvette A

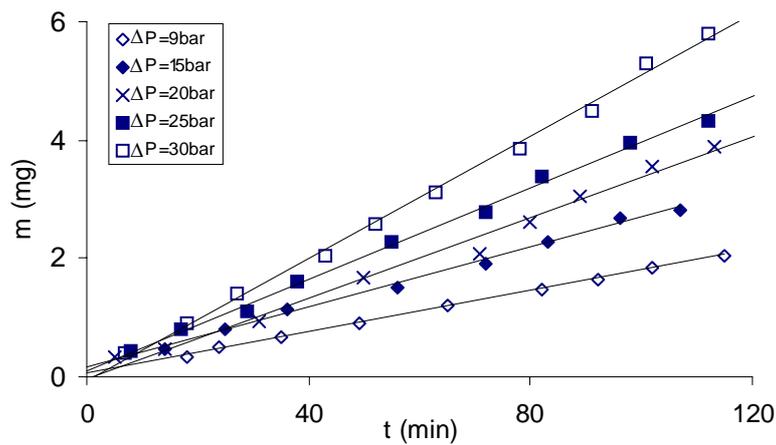


Fig 3.4 Masse de soluté passée au travers du contact en fonction du temps, $P_{ca} = 660 \text{ MPa}$, éprouvette A

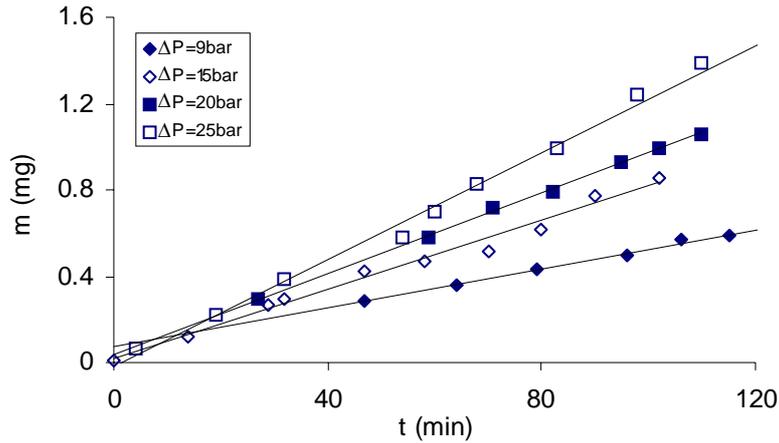


Fig 3.5 Masse de soluté passée au travers du contact en fonction du temps, $P_{ca} = 790$ MPa, éprouvette A

Compte tenu de ces résultats, il est maintenant possible d'estimer les débits de fuite pour les différentes valeurs de ΔP et toutes les valeurs de serrage utilisées. Les résultats obtenus par ce processus sont rassemblés sur la figure (3.6).

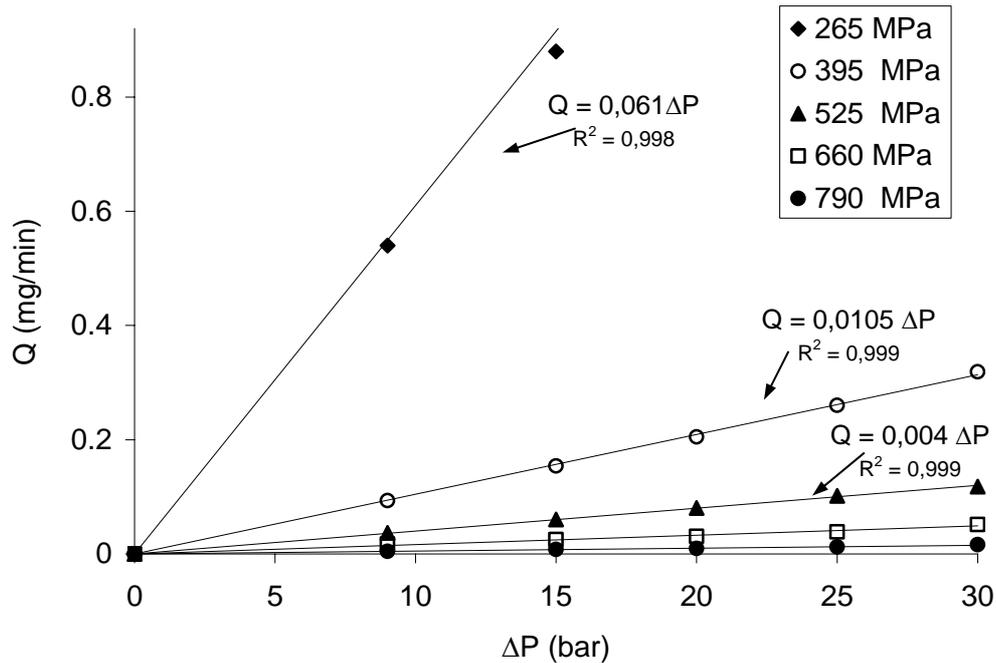


Fig 3.6 Relation débit/pression pour différentes valeurs de pression de contact, éprouvette A

Dans la gamme considérée de serrage et de ΔP , on remarque, qu'à serrage fixé, le débit évolue linéairement en fonction de la perte de charge au travers du contact et ce avec de très bons coefficients de corrélation et une ordonnée à l'origine nulle. Comme on pouvait s'y attendre, l'écoulement au travers du contact obéit à une loi de

Reynolds (formellement identique à la loi de Darcy), classique pour décrire un écoulement lent en fracture, sans que l'on observe d'effets effusifs ou inertiels à faible ou forte pression respectivement. On trouvera en annexe une courte description de ces mécanismes conduisant à des déviations à la loi de Darcy.

La figure (3.6) montre l'influence de la pression de contact sur les valeurs des débits de fuite. En particulier, lorsque le niveau de serrage augmente, les débits mesurés diminuent très fortement pour une même perte de charge. L'estimation des débits de fuite par régression linéaire des signaux tirés des chromatogrammes représentant la masse de soluté passée au travers du contact en fonction du temps, comme cela est présenté sur les figures (3.1) à (3.5), devient difficile si les temps d'observation restent de l'ordre de l'heure. Pour cette raison, la durée des expériences est augmentée afin de mieux estimer la tendance, et de s'affranchir le plus possible du bruit de mesure inhérent au dispositif d'analyse chromatographique, et « masquant » l'enrichissement en soluté de la boucle de solvant. Les figures (3.7), (3.8) et (3.9) donnent une illustration des mesures de débits les plus faibles effectuées sur une éprouvette, référencée B₂, à une valeur de pression de contact de 700 MPa, pour des pressions relatives de butanol de 10, 20 et 30 bar. On notera, en dépit du bruit de mesure, la capacité du dispositif mis en œuvre à détecter des débits de fuites de l'ordre de 10⁻⁴mg/min.

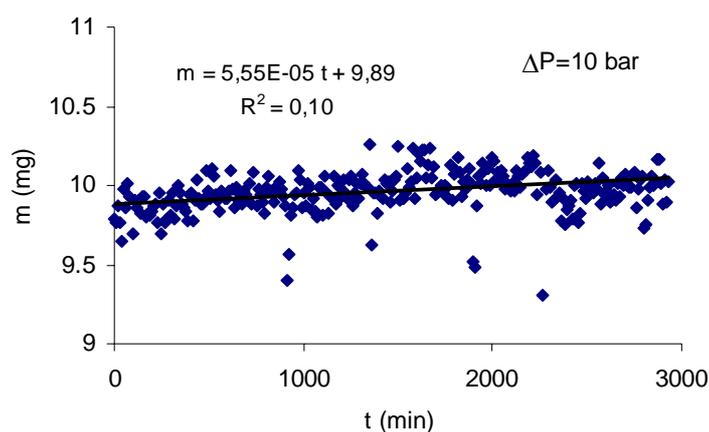


Fig 3.7 Masse de soluté passée au travers du contact en fonction du temps $P_{ca} = 700 \text{ MPa}$, éprouvette B₂

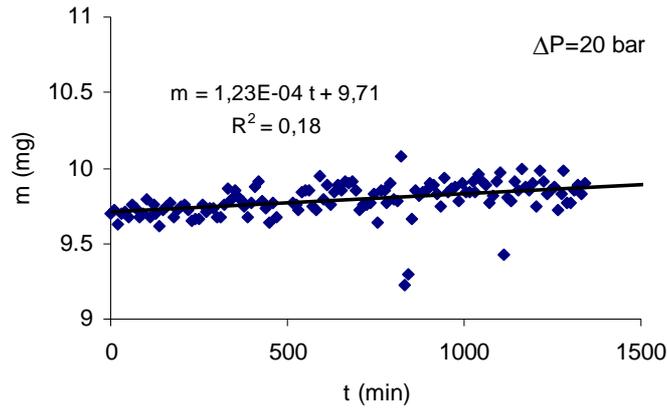


Fig 3.8 Masse de soluté passée au travers du contact en fonction du temps $P_{ca} = 700 \text{ MPa}$, éprouvette B_2

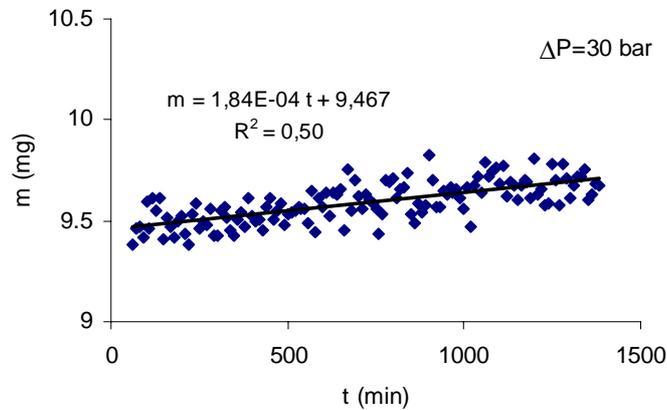


Fig 3.9 Masse de soluté passée au travers du contact en fonction du temps $P_{ca} = 700 \text{ MPa}$, éprouvette B_2

Les durées des expériences sont ici de l'ordre de 1000 à 2000 minutes. Les points expérimentaux permettent une régression linéaire pour accéder au débit de fuite, mais avec des coefficients de déterminations médiocres. Toutefois, comme le montre la figure (3.10), la linéarité entre débit de fuite et pression relative de fluide est une nouvelle fois parfaitement vérifiée. De plus, dans le cas particulier d'une régression linéaire, il est facile de calculer analytiquement la variance² de l'estimation faite du coefficient directeur de la droite de tendance.

² La variance de l'estimateur du coefficient directeur de la régression linéaire pour n couples de valeurs (X,Y) est calculée analytiquement au moyen de l'expression suivante :

$$\text{Var}(Q) = \frac{1}{N} \frac{\sum (Y^{\text{modèle}} - Y)^2}{\sum X^2}$$

Ce calcul, appliqué à la détermination des faibles débits de fuite (figures (3.7), (3.8) et (3.9)), conduit à un écart type sur le débit de fuite toujours inférieur à 15% de la valeur estimée.

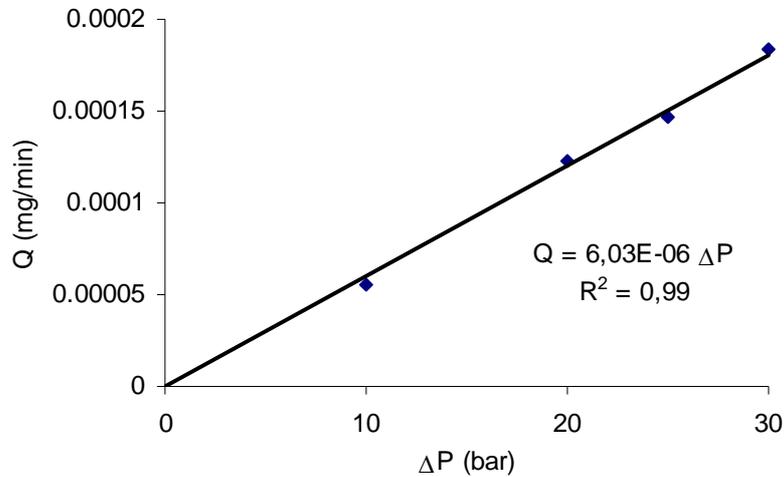


Fig 3.10 Relation débit/pression, pression de contact 700 MPa, éprouvette B₂

L'expérience permet donc d'identifier la perméabilité globale du contact, considéré, à cette échelle, comme une fracture homogène (i.e. d'ouverture constante), et de son évolution avec le serrage. Compte tenu de la géométrie annulaire, cette « perméabilité » K_{global} est déterminée à partir du modèle de Reynolds qui s'écrit :

$$\frac{Q}{2\pi} = \frac{K_{global}}{\mu} \cdot \frac{\Delta P}{\ln(r_e / r_i)} \quad (3.1)$$

Dans cette relation, Q désigne le débit-volume de fuite, r_e et r_i sont respectivement les rayons externe et interne du contact, et ΔP est la différence de pression entre l'amont et l'aval du contact. On remarquera que la perméabilité a ici la dimension d'une longueur au cube (et non d'une longueur au carré comme dans la loi de Darcy). Si $r_e - r_i \ll r_i$, l'équation (3.1) peut s'écrire, au premier ordre :

$$\frac{Q}{2\pi r_i} \approx \frac{K_{global}}{\mu} \cdot \frac{\Delta P}{r_e - r_i} \quad (3.2)$$

Sous cette forme, on reconnaît dans le membre de gauche le débit par unité de longueur (de circonférence) du contact, et dans le membre de droite la proportionnalité avec la perte de charge sur la largeur du contact. L'analogie avec la loi de Darcy est évidente si le contact est vu comme un milieu poreux 2D sans épaisseur. La mise en place formelle de ce modèle sera détaillée au chapitre 4.

3.2. Influence de la pression de contact

L'interprétation expérimentale des courbes de la figure (3.6) à l'aide de l'équation de Reynolds (3.1), permet de déterminer la « perméabilité » globale du joint (K_{global}), directement proportionnelle au coefficient directeur des droites de tendance, pour un serrage donné. La figure (3.11) représente l'évolution de cette quantité macroscopique en fonction du serrage, pour l'éprouvette A (Marie et Lasseux, 2001b). Les valeurs numériques de ces perméabilités sont regroupées dans le tableau (3.1). Les éléments permettant le chiffrage des barres d'erreur de la figure (3.11) sont donnés au paragraphe (3.3).

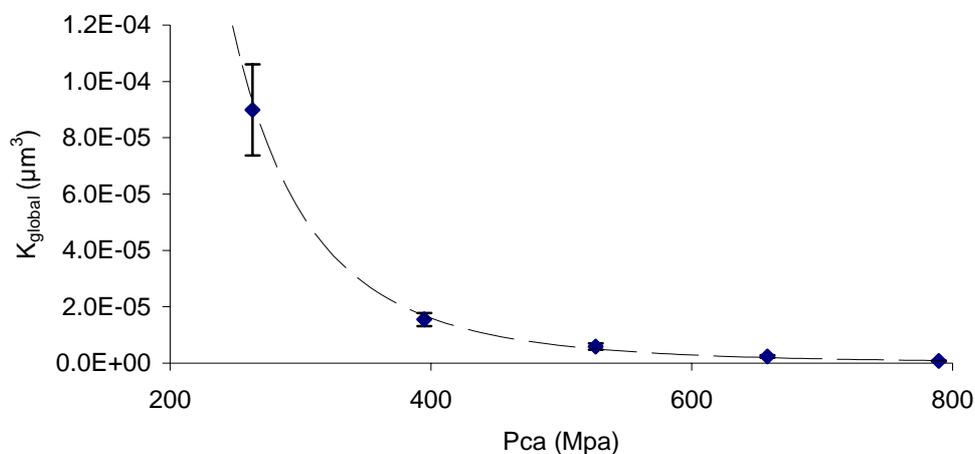


Fig 3.11 "Perméabilité" globale en fonction de la pression de contact appliquée, éprouvette A

P _{ca} (MPa)	K _{global} (µm ³)
265	8,99 10 ⁻⁵
395	1,55 10 ⁻⁵
525	5,89 10 ⁻⁶
660	2,36 10 ⁻⁶
790	7,37 10 ⁻⁷

Tab 3.1 "Perméabilité" globale en fonction de la pression de contact appliquée, éprouvette A

La figure (3.11) met en évidence l'influence très importante de la pression de contact sur la perméabilité de la liaison, qui semble varier selon une loi puissance en fonction du serrage. Ce résultat est toutefois à considérer avec prudence, compte tenu

du nombre réduit de données expérimentales, ne permettant pas une représentation précise de cette évolution. Un calage avec une loi puissance donne :

$$K_{global} \propto (Pca)^{-4,2} \quad (3.3)$$

La même démarche expérimentale a été appliquée afin de déterminer les perméabilités de contacts formés par le serrage contre le saphir d'éprouvettes référencées B₁ et B₂. Comme cela a été indiqué précédemment, ces éprouvettes possèdent une rugosité plus importante ($R_a=1,1\mu\text{m}$), résultant d'un tournage avec une avance par tour et une profondeur de passe plus importante (cf paragraphe 2.1.2).

Les évolutions des "perméabilités" des contacts saphir/éprouvettes A, B₁ ou B₂ en fonction des pressions de contact sont rassemblées sur la figure (3.12), et dans le tableau (3.2).

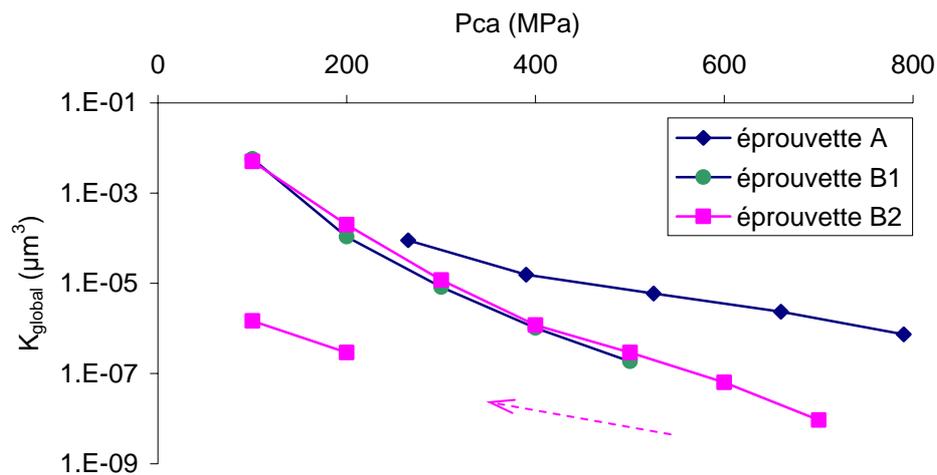


Fig 3.12 "Perméabilité" du contact en fonction de la pression de contact appliquée, éprouvettes A, B₁ et B₂

Pca (MPa)	K _{global} (μm ³)		Incertitude (%)
	Eprouvette B ₁	Eprouvette B ₂	
100	5,69 10 ⁻³	4,98 10 ⁻³	20
200	1,08 10 ⁻⁴	2,00 10 ⁻⁴	11
300	8,25 10 ⁻⁶	1,18 10 ⁻⁵	7
400	1,03 10 ⁻⁶	1,18 10 ⁻⁶	7,5
500	1,84 10 ⁻⁷	2,95 10 ⁻⁷	8
600		6,34 10 ⁻⁸	9
700		9,31 10 ⁻⁹	10
200 (Hystérésis)		2,95 10 ⁻⁷	11
100 (Hystérésis)		1,47 10 ⁻⁶	19

Tab 3.2 "Perméabilité" globale en fonction de la pression de contact appliquée, éprouvette B₁ et B₂

Comme cela est indiqué dans le protocole expérimental au chapitre 2, les essais sont effectués à des pressions de contact croissantes, afin de ne pas plastifier prématurément les rugosités des éprouvettes. L'éprouvette B₂ est serrée à des pressions de contact variant de 100 à 800 MPa. A chaque valeur de serrage, un cycle de mesures de débits en fonction de la pression fluide est effectué. La dernière valeur de perméabilité obtenue pour l'éprouvette B₂ se situe à une pression de contact de 700 MPa. En effet, aucun débit de fuite n'a été détecté à 800 MPa. Afin d'observer un éventuel effet d'hystérésis, la pression de serrage a été ensuite diminuée de 100 MPa en 100 MPa, et les mesures de débits ont été répétées. Jusqu'à 300 MPa, aucun débit de fuite n'a été mis en évidence. La flèche en pointillés schématise ces mesures pour lesquelles la perméabilité du contact se trouve en deçà du seuil de détection du dispositif. A 200 et 100 MPa, des débits de fuite sont de nouveau mesurés, à des valeurs bien inférieures à celles obtenues aux mêmes valeurs de pressions de contact avant serrage à 800 MPa. Cette hystérésis très nette semble indiquer une plastification marquée du contact aux fortes pressions de serrage. A une pression de contact de 800 MPa, ces déformations plastiques, ou élasto-plastiques, bloquent les chemins de fuite qui existaient aux plus faibles valeurs de serrage. Comme il s'agit de déformations permanentes de la géométrie du contact, une diminution de la pression de contact n'a

que peu d'effets sur la fuite, et il faut attendre des faibles valeurs de serrage pour mesurer de nouveau un débit de fuite, probablement lors d'un retour des déformations du contact dans le domaine élastique.

En mode de déformation plastique, O'Callaghan et Probert (1987) observent une variation de l'aire réelle de contact en loi puissance en fonction de la pression de contact apparente, avec un exposant proche de 0,8. Les auteurs sont en accord avec les travaux de Woo et Thomas (1979). Cependant, d'autres travaux, comme ceux de Bowden et Tabor, 1954 (d'après O'Callaghan et Probert, 1987), trouvent un exposant plus proche de l'unité, c'est-à-dire une relation de proportionnalité entre l'aire réelle de contact et la pression de contact apparente. Dans la gamme de serrage pour laquelle les résultats expérimentaux semblent indiquer une plastification des rugosités, on peut supposer que l'aire réelle de contact est proportionnelle à la pression de contact apparente.

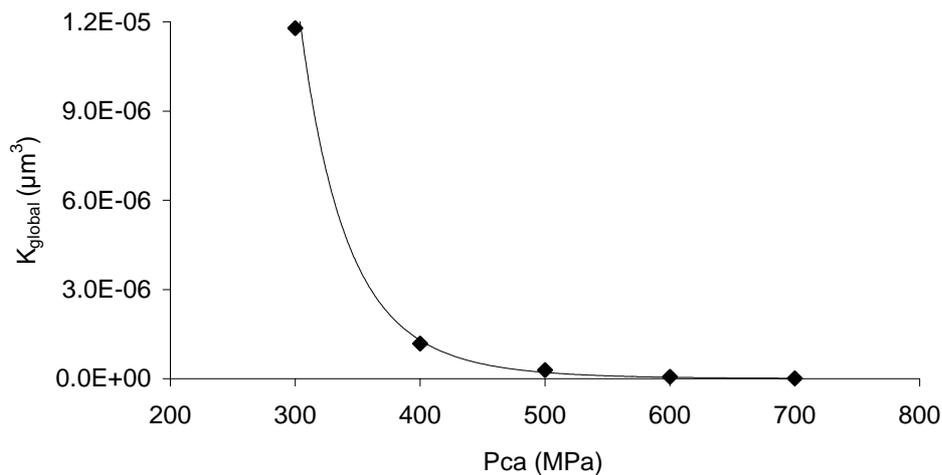


Fig 3.13 Perméabilité globale en fonction de la pression de contact appliquée, éprouvette B₂, P_{ca} variant de 300 à 700 MPa,

Pour ces valeurs de P_{ca}, l'évolution de la "perméabilité" globale du contact (cf. figure 2.13) semble suivre une loi puissance, comme pour l'éprouvette A (dont la gamme de mesures débutait à P_{ca} = 265 MPa). Le calage avec une loi puissance donne sur cette éprouvette :

$$K_{global} \propto (P_{ca})^{-8,1} \quad (3.4)$$

L'écart observé entre les exposants des deux lois puissance (8,1 pour l'éprouvette B₂, contre 4,2 pour l'éprouvette A) peut être imputé aux différences notables entre les rugosités des deux surfaces.

Lorsque l'on augmente la valeur de la pression de contact, on atteint un stade où le dernier chemin de fuite reliant l'intérieur du contact à l'extérieur est « coupé ». On atteint alors le seuil de percolation du contact, c'est-à-dire la limite à laquelle le contact devient non percolant (Stauffer, 1985 ; Gueguen et Dienes, 1989). Ces expériences sur l'éprouvette B₂ permettent d'estimer la pression de contact pour laquelle le seuil de percolation expérimental est atteint, entre 700 et 800 MPa. Une étude plus poussée au voisinage de ce seuil permettrait vraisemblablement d'identifier un comportement local de la "perméabilité" en loi puissance par rapport à l'écart au seuil. Si on admet une déformation purement plastique, la surface de contact varie linéairement avec la pression de contact apparente P_{ca}, ce qui permet d'écrire, près du seuil :

$$K_{global} \propto (P_{ca_seuil} - P_{ca})^\alpha \quad (3.5)$$

3.3. Précision des mesures

La précision globale des mesures de débits de fuite présentées au paragraphe précédent dépend d'un ensemble d'éléments dans la chaîne de mesure. Il s'agit d'une chaîne complexe, comportant des couplages entre les différents paramètres mesurés. A titre d'exemple, un écart de pression de fluide induit une variation proportionnelle du serrage. Ce paragraphe ne donne que des indications encore partielles sur les incertitudes de détermination des débits de fuite au moyen du dispositif expérimental. Ces incertitudes peuvent se classer en deux catégories : les incertitudes liées à la mesure d'une part, et les incertitudes sur les paramètres réglables par l'utilisateur d'autre part.

3.3.1. Incertitudes liées à la mesure

Elles sont essentiellement au nombre de trois :

- mesure de l'effort de serrage. Elle est effectuée à l'aide d'un capteur d'effort à pont de jauge, dont la précision est de 0,15 % de la pleine échelle PE (données constructeur), ici PE = 50 kN. L'erreur de mesure sera donc plus importante aux

faibles serrages, de 2 % de la valeur affichée à 100 MPa, à 0,29 % de la valeur affichée à 700 MPa ;

- mesure de la pression fluide. Elle est effectuée à l'aide d'un indicateur de pression numérique, dont la précision est de 0,1 % de la pleine échelle PE (données constructeur), ici PE = 60 bar. L'erreur sur la valeur lue de la pression varie de 6 % pour un ΔP de 1 bar, à 0,2 % pour un ΔP de 30 bar ;

- analyse par chromatographie en phase gazeuse. Des éléments relatifs aux incertitudes d'analyses chromatographiques en phase gazeuse ont été donnés au chapitre précédent (paragraphe 2.3). Les incertitudes d'analyses ont trois origines : le calibrage de l'appareil, qui dépend des solutions étalons (0,1% de la mesure), les incertitudes sur la masse d'étalon interne introduite dans la boucle de solvant (0,2% de la mesure), et le bruit de mesure aléatoire à chaque analyse (1% de la mesure).

3.3.2. Incertitudes sur les paramètres réglables par l'utilisateur

Trois sources couplées entre elles peuvent être répertoriées :

- stabilité du serrage appliqué. Le dispositif d'alimentation hydraulique du vérin est muni de réservoirs tampons mis sous pression d'azote, afin de compenser une éventuelle fuite d'huile et d'éviter alors une perte de pression hydraulique dans le vérin. La stabilité de l'effort de serrage transmis par le vérin est estimée expérimentalement à 1% de la valeur affichée ;

- stabilité de la pression fluide appliquée. Le liquide à étancher est mis en pression à l'aide d'un réservoir pressurisé par une bouteille d'azote haute pression. La stabilité de la pression de fluide est estimée à 1 % de la valeur affichée. Cependant, la pression dans le liquide et la pression de contact étant des paramètres couplés, toute variation de la pression de fluide conduit à une incertitude sur la pression de contact imposée. Cette pression de contact ayant une influence forte sur les débits de fuite, comme le montre la figure (3.12), les fluctuations de pression peuvent avoir des conséquences non négligeables sur les mesures de débits et expliquer les écarts observés de reproductibilité, de l'ordre de 10 % ;

- stabilité de la température dans la cellule de fuite. Le dispositif expérimental est muni d'un serpentin permettant de faire circuler un fluide thermostaté afin de maintenir la cellule de fuite à température constante. La température du fluide

caloporteur est régulée à 20°C ($\pm 1^\circ\text{C}$), et le laboratoire est climatisé à 20°C. Outre le paramètre de serrage, la température influe sur la viscosité des liquides. Le tableau (3.3) résume quelques valeurs de la viscosité du butanol en fonction de la température.

Température ($^\circ\text{C}$)	Viscosité (Pa.s)
15	$3,379 \cdot 10^{-3}$
20	$2,948 \cdot 10^{-3}$
30	$2,300 \cdot 10^{-3}$

Tableau 3.3 Viscosité du butanol en fonction de la température

Des écarts de température au sein du contact peuvent donc avoir des conséquences sur le débit de fuite, qui est directement proportionnel à la viscosité du liquide passant au travers du contact. Autour de 20°C, un écart de température de 1°C provoque une variation de viscosité du butanol d'environ 2,4 %. Lors de l'interprétation des courbes débit/pression en terme de perméabilité du contact, la viscosité du butanol est prise égale à $2,948 \cdot 10^{-3}$ Pa.s, correspondant à une température de 20°C.

3.4. Mesure du flux diffusif

Les résultats présentés précédemment sont des mesures de débits de fuite visqueuse (figure (3.6)) c'est-à-dire dues au gradient de pression imposé de part et d'autre du contact. Pour l'interprétation, nous avons supposé qu'il s'agissait là du seul moteur de la fuite. Cependant, un flux diffusif peut se superposer au flux visqueux dans le contact, le processus étant engendré par le gradient de concentration entre l'amont et l'aval : à l'intérieur, le liquide à étancher (butanol) est pur, si on exclut le flux diffusif inverse d'éthanol, alors qu'à l'extérieur du contact, il se trouve en très faible concentration dans le solvant.

Le dispositif expérimental adapté à la mesure d'un débit de fuite diffusif a été évoqué précédemment (figure 2.8). En utilisant la même procédure de mesure, et à chaque palier de serrage, mais cette fois-ci à ΔP nulle, on détecte une fuite simplement due au gradient d'espèce.

La figure (3.14) représente la masse de soluté passée au travers du contact (éprouvette A) en fonction du temps, d'abord sous l'effet d'un gradient de pression de 9 bar (jusqu'à l'abscisse $t = 100$ minutes environ), ensuite sous gradient de pression

nul, pour une pression de contact de 265 MPa. Elle met clairement en évidence l'existence d'un flux diffusif (qui se superpose au flux visqueux lors de la fuite sous ΔP non nul).

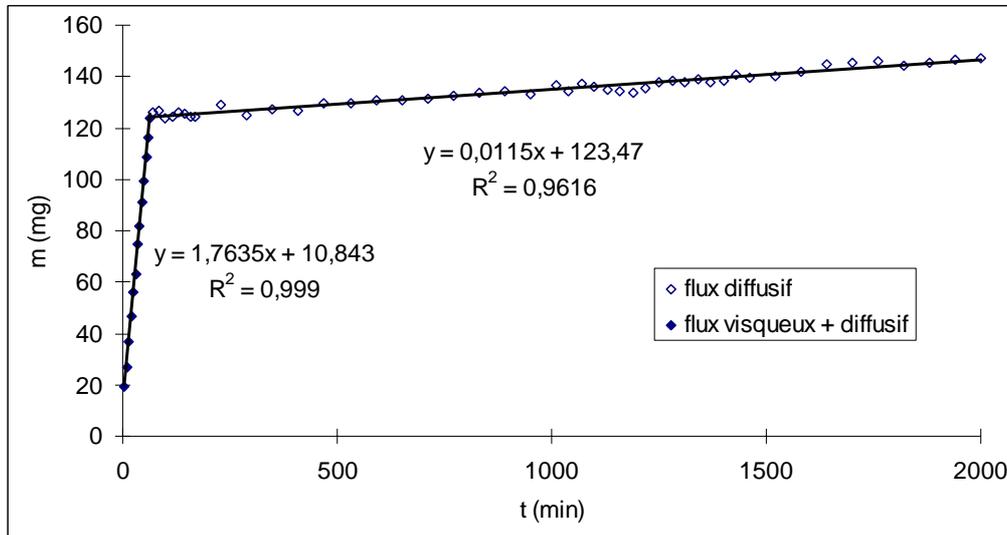


Fig 3.14 Masse de soluté passée au travers du contact en fonction du temps, avec, puis sans gradient de pression, $P_{ca} = 265 \text{ MPa}$, éprouvette A

Ce phénomène de diffusion a été étudié expérimentalement pour chaque valeur de pression de contact, et pour les trois éprouvettes testées A, B₁ et B₂. A partir de la mesure faite du débit diffusif, on peut déterminer, moyennant des hypothèses simplificatrices, le coefficient de diffusivité effectif du contact. En effet, en supposant que le flux diffusif de butanol est dû à un gradient de concentration de cette espèce qui demeure constant (i.e. la concentration en éthanol reste nulle en amont, et celle en butanol nulle en aval), alors une interprétation s'appuyant sur une hypothèse d'un contact quasi-homogène (i.e. d'ouverture faiblement variable) peut être faite à partir de la loi de Fick classique :

$$\mathbf{j} = -D\nabla c \quad (3.6)$$

En intégrant cette loi compte tenu de la géométrie annulaire, on obtient une équation analogue à l'équation (3.1), permettant d'extraire un coefficient de diffusion effectif du contact en fonction du gradient de concentration en masse et du débit de fuite mesuré :

$$Q_d = \frac{2\pi D_{\text{eff}}(c_i - c_e)}{\ln r_e/r_i} \quad (3.7)$$

où Q_d est le débit-volume de fuite, r_e (respectivement r_i) le rayon externe (respectivement interne) du contact, et (c_i-c_e) la différence de concentration massique de part et d'autre du contact. D_{eff} s'exprime en m^3/s . La figure (3.15) représente le rapport D_{eff}/D du contact, en fonction de la pression de contact. Pour cette représentation, nous avons utilisé pour D , coefficient de diffusion du butanol dans l'éthanol, la valeur $10^{-9} m^2/s$ (Weast, 1990).

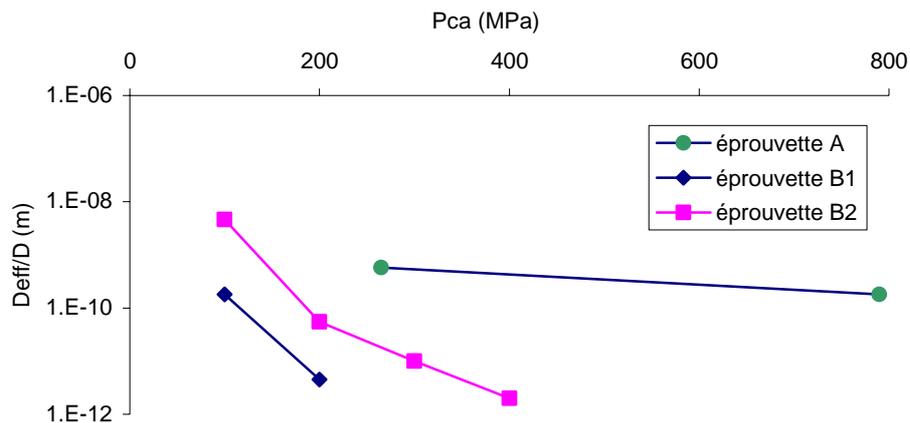


Fig 3.15 Rapport du coefficient de diffusion effectif du contact au coefficient de diffusion du butanol dans l'éthanol, pour différentes valeurs de la pression de contact, éprouvettes A, B₁ et B₂.

Sur l'éprouvette B₂, aucun débit de fuite n'a été détecté en condition purement diffusif pour des pressions de contact supérieures à 400 MPa. Pour des pressions de contact apparentes de 100 à 400 MPa, les essais effectués montrent une très forte influence du serrage sur les mesures de diffusivité effective, de la même façon que sur les perméabilités, figure (3.12).

Ces résultats mettent en évidence l'existence d'un flux diffusif de fuite au travers du contact. Cependant, à la vue des valeurs de débits de fuite résumées dans le tableau (3.4), il semble que le processus diffusif ne participe à la fuite que dans des proportions moindres par rapport au flux visqueux (supposé dû uniquement à une différence de pression de 1 bar).

Pca (MPa)	Débit visqueux (mg/min)	Débit diffusif (mg/min)	Rapport (débit diffusif/débit visqueux)
100	3,86	0,0924	2,4 %
200	0,073	0,0011	1,5 %
300	0,0056	0,0002	3,6 %
400	0,0007	0,00004	5,7 %

Tab 3.4 Comparaison débit diffusif/débit visqueux, éprouvette B₂

Dans le chapitre qui suit, nous tentons, à partir d'une description topologique approchée des surfaces en contact et de modèles de déformation de ces surfaces sous charge uniforme, de prédire les fuites. Ces prédictions sont ensuite comparées aux résultats expérimentaux présentés ici.

Chapitre 4

Modélisation numérique

Le but de cette partie du travail est de tenter de mettre au point un ensemble d'outils de calculs permettant de prédire le débit et les chemins de fuite au travers d'une liaison constituée par la mise en contact de deux surfaces rugueuses. L'approche numérique s'appuie sur un modèle d'écoulement de Reynolds, en milieu fracturé. Une méthode de changement d'échelle par prise de moyenne volumique, et une technique de reconstruction de l'ensemble de la liaison par des techniques géostatistiques sont proposées et présentées. Les deux premières parties décrivent les outils numériques permettant de résoudre l'écoulement dans la fracture, par changement d'échelle et reconstruction géostatistique du contact annulaire complet. Le troisième paragraphe décrit le protocole de mesure et de calcul employé afin de déterminer le champ des ouvertures d'une zone localisée du contact après serrage, servant de donnée au calcul d'écoulement. Les résultats numériques de débits de fuite sont ensuite confrontés aux résultats expérimentaux présentés au chapitre 3. Cette comparaison met en évidence la nécessité de décrire le contact à une échelle supérieure à celle des rugosités. Le quatrième paragraphe présente la prise en compte des défauts de planéité des surfaces, permettant d'améliorer les estimations de débits de fuite.

4.1.	Modèles d'écoulement aux différentes échelles.....	77
4.1.1.	Modèle de Stokes	78
4.1.2.	Modèle de Reynolds.....	79
4.1.3.	Théorie de la prise de moyenne volumique.....	83
4.1.4.	Calcul de perméabilités locales	92
4.2.	Génération de surfaces	103
4.2.1.	Principes de géostatistique	104
4.2.2.	Exemple de reconstruction	105
4.3.	Champs des ouvertures et déformation	110
4.3.1.	Surfométrie.....	111
4.3.2.	Calcul des déformées	114
4.4.	Comparaison calculs / expériences.....	124
4.4.1.	Calculs à l'échelle des rugosités.....	124
4.4.2.	Calculs intégrant les défauts de forme	131

4.1. Modèles d'écoulement aux différentes échelles

On considère le contact comme une fracture en deux dimensions, d'ouverture locale $h(x,y)$, déterminée après mesure et calcul de déformation. La démarche adoptée pour simuler l'écoulement sur l'ensemble du contact repose sur l'hypothèse que l'on peut extraire un certain nombre d'échelles caractéristiques telles que l'échelle de la (ou des) rugosité(s), l'échelle du défaut de forme (ondulation de la surface), etc, auxquelles on peut donc associer une surface représentative. Ceci suppose, entre autres, que le contact est constitué d'un réseau suffisamment bien connecté (i.e. que l'on est suffisamment éloigné du seuil de percolation) et qu'il n'y a pas d'accident local (rayure).

Dans ce contexte, on cherche à représenter le comportement global du contact en utilisant une méthode de changement d'échelle : partant d'une physique de l'écoulement et d'une description sur une zone représentative à une échelle donnée, la méthode consiste à opérer un changement d'échelle par prise de moyenne volumique (Whitaker, 1999) pour obtenir le comportement à l'échelle supérieure, et ce jusqu'à l'échelle du contact complet. Cette démarche est en fait étayée par les contraintes liées à la description topologique du contact. En effet, il est matériellement impossible de disposer du champ des ouvertures sur l'intégralité du contact, pour des raisons essentiellement liées aux contraintes expérimentales (pas d'échantillonnage très petit devant la circonférence des contacts, temps de mesure, stockage des données). Typiquement, on peut distinguer trois échelles caractéristiques (cf figure (4.1)) mettant en jeu deux changements d'échelle :

- l'échelle microscopique dont la taille caractéristique est celle des rugosités,
- l'échelle dite locale, intégrant un nombre suffisant de rugosités de telle sorte qu'une grandeur moyenne significative comme la "perméabilité" ou la diffusivité puisse être extraite. Cette échelle est largement conditionnée par l'outil de mesure des rugosités d'une part et par la largeur du contact d'autre part,
- l'échelle macroscopique dont la taille caractéristique est le périmètre moyen du contact, incluant des hétérogénéités de type défauts de forme (ondulation) initiaux (i.e. résultant du mode d'obtention) ou induits (i.e. festonnage dû aux points de serrage localisés dans une liaison boulonnée par exemple).

Compte tenu du fait que l'information microscopique n'est disponible que sur une distance caractéristique de l'échelle locale, on peut envisager l'utilisation d'une technique de reconstruction telle que celle utilisée en géostatistique (Matheron, 1965).

Une démarche alternative à ces deux changements d'échelle peut consister à générer préalablement le champ des ouvertures du contact complet, à partir des informations que l'on peut extraire des mesures surfométriques (à l'échelle des rugosités et à l'échelle des défauts de forme), ce champ des ouvertures servant de base à un calcul d'écoulement. Cette démarche met en œuvre un unique changement d'échelle, par simulation numérique directe.

Nous présentons dans ce qui suit les modèles susceptibles de représenter les écoulements aux différentes échelles.

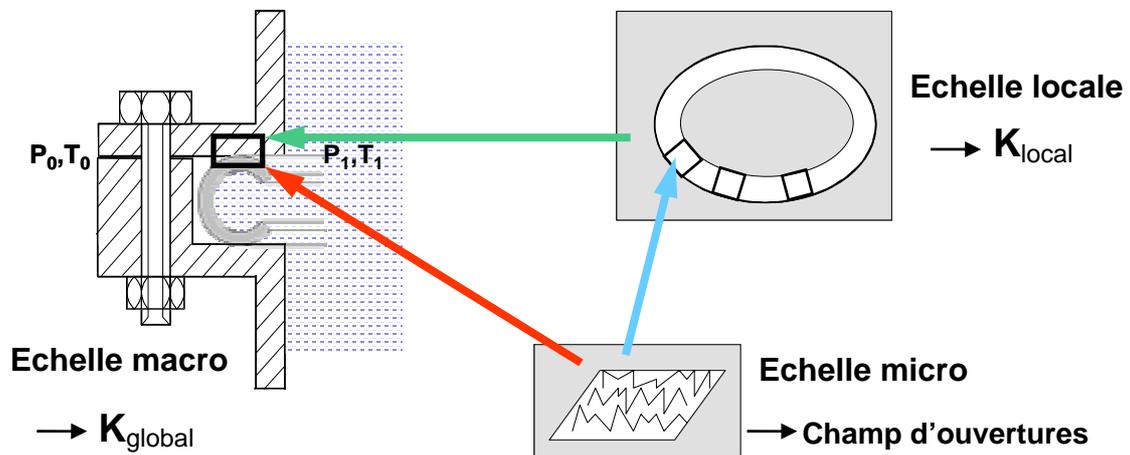


Fig 4.1 Changements d'échelle pour passer de l'information microscopique sur les surfaces en contact à la perméabilité macroscopique du contact.

4.1.1. Modèle de Stokes

L'écoulement d'un fluide visqueux newtonien sous l'effet d'un gradient de pression est classiquement modélisé par les équations de conservation de masse (équation (4.1) et de quantité de mouvement ou Navier-Stokes (4.2) (voir par exemple Batchelor, 1990) :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (4.1)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right) = -\nabla p + \mu \nabla^2 \mathbf{v} \quad (4.2)$$

\mathbf{v} étant le vecteur vitesse du fluide, ρ sa masse volumique, μ sa viscosité, et ∇p le gradient de pression. L'équation (4.1) se réécrit, dans le cas de l'écoulement permanent d'un fluide à masse volumique constante :

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (4.3)$$

Dans le cas des écoulements rampants ($Re \ll 1$) stationnaires ($\partial/\partial t = 0$), l'équation de Navier-Stokes se simplifie pour donner l'équation de Stokes :

$$0 = -\nabla p + \mu \nabla^2 \mathbf{v} \quad (4.4)$$

L'approximation de l'équation de Stokes impose que les forces visqueuses soient prépondérantes sur les forces inertielles. Un critère quantitatif de validité de l'équation (4.4) peut être le nombre de Reynolds défini au chapitre 1, ou encore le nombre de Reynolds réduit, qui doivent tous deux être petits devant l'unité (Schlichting, 1979) :

$$Re^* = \frac{\rho V h^2}{\mu L} \ll 1 \quad (4.5)$$

Dans le dispositif expérimental, on peut estimer ce nombre de Reynolds réduit pour un serrage de 200 MPa, à titre indicatif. La vitesse est évaluée par un calcul présenté plus loin (§ 4.4.2). Pour la maille dans laquelle la vitesse est maximale, le nombre de Reynolds, tel qu'il est défini au chapitre 1, vaut : $Re = 4.10^{-2}$.

4.1.2. Modèle de Reynolds

Cas de la fracture lisse (écoulement de Poiseuille plan)

On s'intéresse à l'écoulement d'un fluide entre deux plans lisses, distants d'une épaisseur constante h , sous l'effet d'un gradient de pression selon la direction x . Etant donnée la géométrie du problème, la vitesse ne dépend que de la coordonnée z dans la direction perpendiculaire aux plans placés en $z = -h/2$ et $z = h/2$. Le problème (4.3), (4.4) peut alors être intégré avec, aux limites, des conditions d'adhérence, pour obtenir un profil parabolique (Poiseuille) des vitesses dans la fracture :

$$v(z) = -\frac{h^2}{8\mu} \left(1 - 4 \frac{z^2}{h^2} \right) \frac{\partial p}{\partial x} \quad (4.6)$$

Si la fracture est de largeur l , et de longueur L selon x , l'intégration de l'équation (4.6) selon z conduit au débit-volume de fluide Q traversant la fracture par unité de largeur de celle-ci, en fonction de la différence de pression imposée.

$$\frac{Q}{l} = \frac{h^3}{12\mu} \frac{\Delta p}{L} \quad (4.7)$$

L'équation (4.7) relie, comme la loi de Darcy, le débit de fluide macroscopique dans la fracture au gradient de pression. La "perméabilité" (équivalente à la perméabilité de Darcy, modulo la dimension qui est ici en m^3), dans cette fracture lisse en deux dimensions, vaut alors $h^3/12$. Cette équation est la loi cubique classique, connue sous le nom de loi de Reynolds.

Cas de la fracture rugueuse, lubrification

La fracture rugueuse est caractérisée par son ouverture variable, $h(x,y)$, et on cherche une solution approchée au problème précédent d'une forme similaire à la solution de l'écoulement de Poiseuille. Les dimensions caractéristiques de la fracture sont les mêmes que précédemment, et sont répertoriées sur la figure (4.2).

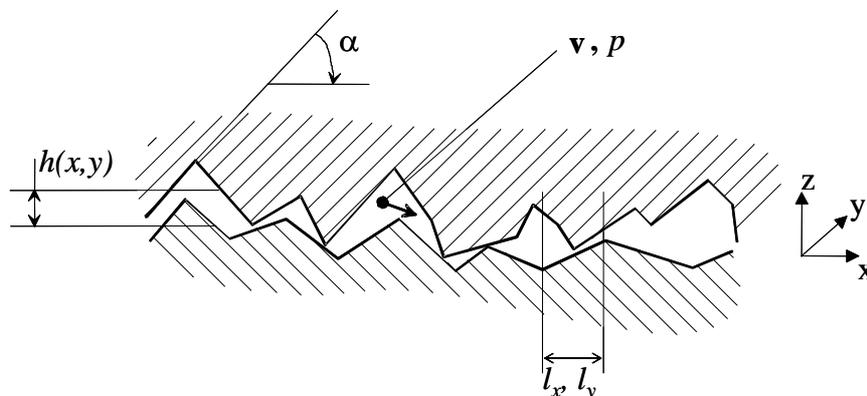


Fig 4.2 Profil d'une fracture rugueuse d'ouverture variable $h(x,y)$

Si on suppose que les surfaces en contact sont à faible désordre (i.e. à faibles pentes), c'est-à-dire que l'angle α de la figure (4.2) est partout « petit », alors la théorie de lubrification peut s'appliquer. Cette hypothèse permet en particulier d'écrire la conservation de la masse sous la forme :

$$\frac{\partial v_x^*}{\partial x^*} + \frac{\partial v_y^*}{\partial y^*} + \frac{l_x, l_y}{h} \frac{\partial v_z^*}{\partial z^*} = 0 \quad (4.8)$$

où toutes les quantités adimensionnelles indicées * sont d'ordre 1. De cette relation, compte tenu que $h \ll l_x, l_y$, on déduit :

$$\frac{\partial v_z^*}{\partial z^*} \approx 0 \quad (4.9)$$

et d'après la condition d'adhérence, cela signifie que v_z est négligeable devant v_x et v_y . Ceci implique que p est quasi indépendant de z .

De la même façon que pour (4.8), la comparaison des ordres de grandeur des dérivées secondes de la vitesse dans l'équation de Stokes (4.4) donne :

$$\frac{\partial^2 \mathbf{v}^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 \mathbf{v}^*}{\partial y^{*2}} \cong \left(\frac{l_x, l_y}{h} \right)^2 \frac{\partial^2 \mathbf{v}^*}{\partial z^{*2}} \quad (4.10)$$

et de manière évidente, l'équation de Stokes se simplifie et devient :

$$\nabla p(x, y) = \mu \frac{\partial^2 \mathbf{v}}{\partial z^2} \quad (4.11)$$

L'équation (4.11) peut alors être intégrée selon z et conduire à une expression de la vitesse sous forme d'un profil de Poiseuille. De ce profil, on peut déduire le débit local $Q(x, y)$ pour obtenir

$$q_x = \frac{Q(x, y)}{l_x} = \frac{h^3(x, y)}{12\mu} \frac{\partial p(x, y)}{\partial y} \quad (4.12)$$

$$q_y = \frac{Q(x, y)}{l_y} = \frac{h^3(x, y)}{12\mu} \frac{\partial p(x, y)}{\partial x} \quad (4.13)$$

Dans ces deux équations, on peut identifier (abusivement), le terme $h^3/12$ à une "perméabilité" K par analogie avec la loi de Darcy. Pour ce terme, la terminologie de "transmissivité" est également employée. Il faut bien noter que K à la dimension d'une longueur au cube. De plus, remarquons que la configuration de la géométrie associée est maintenant 2D.

La validité de l'hypothèse de lubrification pour la fracture, c'est-à-dire la signification quantitative de « faible » pente, est difficile à estimer car elle dépend de la topologie. Il s'agit d'une question non encore complètement résolue, des études numériques ayant jusque là apporté des éléments de réponses contradictoires dans la littérature.

Assez peu d'études ont été dédiées à la validité de ce modèle pour l'utilisation en fracture. Ces études s'appuient pour la plupart sur des fractures modèles, générées numériquement. Les résultats sont alors difficilement transposables aux cas des fractures réelles. Zimmerman et al. (1991) ont basé leurs travaux sur une précédente étude de Hagesawa et Izuchi (1983) pour estimer un critère de validité de la loi de Reynolds. Sur une fracture modèle, composée d'une surface sinusoidale en regard d'un plan lisse, Hagesawa et Izuchi ont exprimé un terme correctif dû à l'approximation de Reynolds. Ce terme correctif est évalué par Zimmerman et al. en fonction de la période λ_a de la sinusoïde, et de son écart type σ_a . Les auteurs arrivent à la conclusion que, pour que le terme correctif reste inférieur à 10 % de la perméabilité prédite par la théorie de la lubrification, le rapport λ_a/σ_a doit être supérieur à 5. Ce résultat est beaucoup moins contraignant que celui de Brown (1987, d'après Zimmerman et al. (1991)), qui annonçait $\lambda_a/\sigma_a > 50$, pour une surface aléatoire fractale. Mourzenko et al. (1995) ont étudié numériquement la différence entre la théorie de Reynolds et celle de Stokes. Cette étude a porté sur des surfaces aléatoires gaussiennes, caractérisées par leur ouverture moyenne $\langle h(x,y) \rangle$, leur écart type $\sigma_a = \langle (h(x,y) - \langle h(x,y) \rangle)^2 \rangle^{1/2}$, et leur longueur de corrélation l . L'influence de ces trois paramètres sur le rapport des perméabilités de Stokes et de Reynolds a été en particulier étudiée par les auteurs. Les résultats montrent que l'utilisation du modèle de Reynolds à partir de l'ouverture locale $h(x,y)$ peut conduire à une surestimation de la perméabilité de la fracture d'un facteur supérieur à 2. Une étude sur des surfaces auto affines a conduit à la même conclusion. L'utilisation de l'ouverture réelle de la fracture (définie comme le rayon de la sphère la plus grande que peut contenir la fracture au point (x,y) ¹, par opposition à l'ouverture apparente, utilisée entre autres dans le présent travail) améliore la comparaison avec un modèle de Stokes (Mourzenko et al., 1995 ; Ge, 1997).

L'objectif n'étant pas de répondre de manière exhaustive à cette question, nous avons simplement effectué une comparaison entre les résultats obtenus à partir des modèles de Stokes d'une part, et de Reynolds d'autre part, sur une surface similaire à celles étudiées dans ce travail. Cette comparaison, encore incomplète de par la quantité de résultats obtenus, est présentée au § 4.1.4.

¹ Cette ouverture est équivalente à celle définie comme la distance entre les deux surfaces formant le contact mesurée orthogonalement au plan bissecteur au point (x,y) (Ge, 1997).

L'analogie formelle du modèle de Reynolds avec celui de Darcy permet d'utiliser les résultats du deuxième changement d'échelle opéré sur ce dernier modèle et bien documenté dans la littérature (Quintard et Whitaker, 1987 ; Whitaker, 1999). En effet, ces résultats sont directement transposables au premier changement d'échelle sur le modèle de Reynolds qui nous intéresse ici, et qui a été abordé ailleurs (Letalleur, 2000, Prat et al., 2002). Nous résumons dans ce qui suit, les principales étapes du changement d'échelle sur Stokes et sur Reynolds.

4.1.3. Théorie de la prise de moyenne volumique

La prise de moyenne volumique est une technique de changement d'échelle, s'appliquant à un problème aux limites à une échelle donnée, et permettant d'obtenir le modèle de description du phénomène physique en question à une échelle supérieure. Cette technique est très bien adaptée aux problèmes linéaires.

A l'échelle microscopique, ou échelle du pore, l'écoulement est supposé être régi par une loi de type Stokes (3D) ou Reynolds (2D). L'échelle supérieure, ou échelle locale correspond à un bloc de taille suffisamment importante (par rapport à la taille caractéristique de l'échelle micro) pour pouvoir l'assimiler à un milieu continu, sur lequel des grandeurs telles que la "perméabilité" sont alors définies, et ce en tout point de la fracture. On voit donc apparaître la notion de volume élémentaire représentatif VER (ou de surface élémentaire représentative pour Reynolds) de prise de moyenne, lié à la définition de grandeurs continues dans le milieu. La figure (4.3) représente une évolution typique d'une grandeur comme par exemple la perméabilité en fonction du rayon du volume de prise de moyenne :

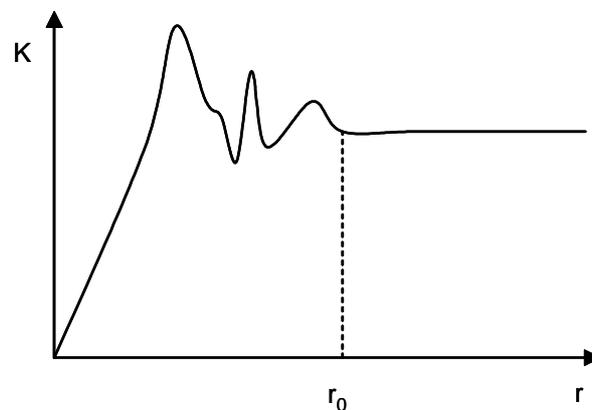


Fig 4.3 Evolution typique d'une quantité moyenne (ex. la perméabilité) en fonction du rayon du volume de prise de moyenne. r_0 est caractéristique de la taille du VER

La théorie de la prise de moyenne est basée sur l'application d'un opérateur de moyenne volumique, conduisant à :

- i) une description à l'échelle supérieure des équations de transfert, c'est-à-dire dans notre étude à l'obtention d'une relation débit/pression (que l'on attend identique à la loi de Reynolds initiale pour Reynolds, et conduisant à Darcy pour Stokes),
- ii) une relation explicite entre les deux échelles, permettant de définir les nouveaux coefficients macroscopiques (à l'échelle supérieure), ici la "perméabilité" locale, à partir des propriétés à la petite échelle.

Cette théorie a été appliquée à de nombreux problèmes physiques en milieux poreux (écoulements monophasiques, diphasiques, diffusion/advection pour le transfert de masse ou thermique,...) depuis sa première formalisation (Whitaker, 1967 ; Marle et al., 1967). Elle est basée sur deux hypothèses fondamentales de séparation des échelles :

- la longueur caractéristique d'une échelle est très petite devant la longueur caractéristique à l'échelle supérieure,
- le rayon du volume de prise de moyenne est grand devant la longueur caractéristique de l'échelle source, et petit par rapport à la longueur caractéristique de l'échelle cible.

Pour toute grandeur ψ_β associée à une région β , de volume V_β , on définit deux moyennes spatiales sur le volume de prise de moyenne V . La première est la moyenne régionale superficielle de phase :

$$\langle \psi \rangle^\beta = \frac{1}{V_\beta} \int_{V_\beta} \psi dV \quad (4.14)$$

La deuxième est la moyenne régionale intrinsèque :

$$\langle \psi \rangle = \frac{1}{V} \int_{V_\beta} \psi dV \quad (4.15)$$

ces deux moyennes étant reliées par la fraction volumique de la région β :

$$\langle \psi \rangle = \frac{V_\beta}{V} \langle \psi \rangle^\beta \quad (4.16)$$

En plus de ces relations, il est nécessaire de disposer d'un théorème de prise de moyenne (Howes et Whitaker, 1985) :

$$\langle \nabla \psi \rangle = \nabla \langle \psi \rangle + \frac{1}{V} \int_{A_{\beta\sigma}} \mathbf{n}_{\beta\sigma} \psi \, dA \quad (4.17)$$

$A_{\beta\sigma}$ étant l'interface entre les régions β et σ .

Equation de Stokes moyennée

La méthode de calcul de la "perméabilité" que l'on peut faire à partir d'un modèle de Stokes s'appuie sur la théorie de la prise de moyenne de ce problème. Ce changement d'échelle a été formalisé de manière exhaustive dans la littérature (Whitaker, 1986 ; Barrère et al., 1992 ; Whitaker, 1999), et on rappelle ici seulement le résultat.

A la petite échelle, le milieu poreux est constitué d'une phase fluide β et d'une phase solide σ . Les notations sont présentées sur la figure (4.4) :

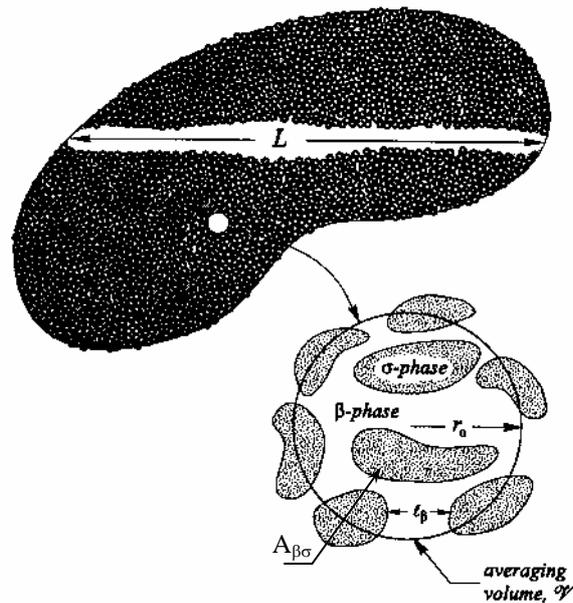


Fig 4.4 Volume de prise de moyenne, passage à l'échelle de Darcy (Whitaker, 1999)

La contrainte de séparation des échelles concernant les dimensions caractéristiques de la petite échelle, du volume de prise de moyenne et de l'échelle locale s'écrit :

$$l_{\beta} \ll r_0 \ll L \quad (4.18)$$

L'écoulement dans la phase fluide β est décrit par le système suivant :

$$\nabla \cdot \mathbf{v}_\beta = 0 \quad \text{dans la phase } \beta \quad (4.19)$$

$$0 = -\nabla p_\beta + \mu_\beta \nabla^2 \mathbf{v}_\beta \quad \text{dans la phase } \beta \quad (4.20)$$

$$C.L.1: \quad \mathbf{v}_\beta = 0 \quad \text{sur } A_{\beta\sigma} \quad (4.21)$$

Par application du processus de prise de moyenne, on obtient à l'échelle supérieure :

$$\langle \mathbf{v}_\beta \rangle = -\frac{\mathbf{K}_\beta}{\mu_\beta} \cdot \nabla \langle p_\beta \rangle^\beta \quad (4.22)$$

c'est-à-dire la loi de Darcy dans laquelle le tenseur de perméabilité, \mathbf{K}_β , est donné par le problème de fermeture suivant, qui a formellement une structure de Stokes mais qui est purement géométrique :

$$\left\{ \begin{array}{l} 0 = -\nabla \mathbf{d} + \nabla^2 \mathbf{D} + \mathbf{I} \\ \nabla \cdot \mathbf{D} = 0 \\ \mathbf{D} = 0 \quad \text{sur } A_{\beta\sigma} \\ \mathbf{D} \text{ et } \mathbf{d} \text{ périodiques} \end{array} \right. \quad (4.23)$$

avec $\mathbf{K}_\beta = \langle \mathbf{D} \rangle$.

Dans le cas du contact qui nous intéresse, celui-ci est maillé en coordonnées cartésiennes dans les 3 directions, et l'écoulement dans le milieu est alors résolu grâce à un algorithme itératif d'Uzawa (voir par exemple Barrère, 1990 ; Robichaud et al., 1990). Il consiste à se donner un champ \mathbf{d}^0 et à calculer le champ \mathbf{D} résultant. Le champ \mathbf{d} est ensuite corrigé à partir du champ \mathbf{D} précédemment obtenu. Le processus est itéré jusqu'à convergence. L'algorithme d'Uzawa peut être décrit de la façon suivante, pour chaque direction i :

$$\begin{array}{ll} \text{i) } & \mathbf{d}_i^0 \quad \text{donné} \\ \text{ii) } & \nabla^2 \mathbf{D}_i^n = \nabla \mathbf{d}_i^n - \mathbf{e}_i \\ \text{iii) } & \mathbf{d}_i^{n+1} = \mathbf{d}_i^n - \tau \nabla \cdot \mathbf{D}_i^n \end{array} \quad (4.24)$$

où τ est un coefficient dit « de descente ».

Le système linéaire d'équations résultant de la discrétisation aux volumes finis du problème de fermeture (4.23) est résolu à l'aide d'une méthode itérative de gradient conjugué (Pironneau (1988)).

Comme la résolution du modèle de Stokes dans la fracture est un calcul sur un maillage tridimensionnel, celle-ci peut conduire rapidement à des temps de calcul prohibitifs. En ce sens, l'approximation de Reynolds, si elle est raisonnable, est moins coûteuse en temps de calcul, puisque la simulation est réalisée en deux dimensions. Des résultats comparatifs entre les deux approches ont été obtenus et sont présentés après avoir rappelé le changement d'échelle sur Reynolds.

Equation de Reynolds moyennée

Nous présentons maintenant le changement d'échelle sur le modèle de Reynolds. Les résultats du deuxième changement d'échelle opéré sur Darcy étant directement transposables, nous ne présentons que les grandes étapes du processus, et renvoyons le lecteur à la littérature pour une description détaillée (Quintard et Whitaker, 1987).

Nos données topologiques des surfaces, comme on le verra, sont sous forme d'une grille (échelle locale), chaque maille de la grille étant caractérisée par une ouverture h . On considère comme valide le modèle de Reynolds. L'objectif est donc d'estimer le comportement à l'échelle locale, sur la grille. Si, comme le développement formel du changement d'échelle le montre, le comportement à cette échelle obéit aussi à un modèle de Reynolds, il est courant d'écrire le modèle à cette échelle avec pour perméabilité équivalente K_{eq} :

$$K_{eq} = \frac{\langle h \rangle^3}{12} \quad (4.25)$$

Cette estimation est la plupart du temps très imprécise (voir par exemple Renard et de Marsily, 1997), et erronée dans le cas d'une fracture anisotrope (comme dans le cas d'une surface tournée par exemple). Il est donc impératif d'estimer cette "perméabilité" locale à partir d'un développement formel explicitant le calcul.

Dans ce qui suit, nous considérons un milieu comportant deux domaines à la petite échelle, d'indices 1 et 2. Le résultat est ensuite généralisable pour un milieu à N domaines (i.e. sur la grille entière).

Pour cette configuration à deux domaines, la pression et le débit linéique répondent localement au problème suivant :

$$\nabla \cdot \mathbf{q}_1 = 0 \quad (4.26)$$

$$\mathbf{q}_1 = -\frac{K_1}{\mu} \nabla p_1 \quad \text{dans 1} \quad (4.27)$$

$$C.L.1: \quad \mathbf{n}_{1-2} \cdot \mathbf{q}_1 = \mathbf{n}_{1-2} \cdot \mathbf{q}_2 \quad \text{sur } A_{1-2} \quad (4.28)$$

$$C.L.2: \quad p_1 = p_2 \quad \text{sur } A_{1-2} \quad (4.29)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{q}_2 = 0 \quad (4.30)$$

$$\mathbf{q}_2 = -\frac{K_2}{\mu} \nabla p_2 \quad \text{dans 2} \quad (4.31)$$

où K_1 et K_2 valent $h_1^3/12$ et $h_2^3/12$ respectivement, $h_1, h_2 \geq 0$.

En moyennant les équations (4.26) et (4.30), on obtient, grâce au théorème de prise de moyenne (Quintard et Whitaker, 1987), et compte tenu de la condition à la limite (4.28) :

$$\nabla \cdot \langle \mathbf{q} \rangle = 0 \quad (4.32)$$

$$\text{avec} \quad \langle \mathbf{q} \rangle = \frac{1}{V_1 + V_2} \left[\int_{V_1} \mathbf{q}_1 dV + \int_{V_2} \mathbf{q}_2 dV \right] = \langle \mathbf{q}_1 \rangle + \langle \mathbf{q}_2 \rangle \quad (4.33)$$

Pour traiter les deux équations de Reynolds, on peut commencer par introduire une décomposition spatiale (Gray, 1975) sur la pression. De manière générale, la décomposition consiste à écrire une grandeur physique à la petite échelle comme la somme de sa valeur moyenne et d'une déviation spatiale, également appelée fluctuation.

$$\psi = \langle \psi \rangle + \tilde{\psi} \quad (4.34)$$

Sous la condition que le volume de prise de moyenne soit très petit devant la longueur caractéristique $L(\psi)$ sur laquelle varie ψ , ($r_0^2 \ll L(\psi)^2$), on peut considérer (Quintard et Whitaker, 1994) :

$$\langle \tilde{\psi} \rangle = 0 \quad (4.35)$$

$$\text{ce qui est équivalent à :} \quad \langle \langle \psi \rangle \rangle = \langle \psi \rangle \quad (4.36)$$

Cette approximation permet de « sortir » les termes à l'échelle locale des opérateurs de prise de moyenne. Ici, on écrit donc :

$$p_i = \langle p_i \rangle + \tilde{p}_i \quad i = 1, 2 \quad (4.37)$$

d'où :

$$\mathbf{q}_1 = -\frac{K_1}{\mu} (\nabla \langle p_1 \rangle + \nabla \tilde{p}_1) \quad (4.38)$$

$$\mathbf{q}_2 = -\frac{K_2}{\mu} (\nabla \langle p_2 \rangle + \nabla \tilde{p}_2) \quad (4.39)$$

A ce stade, une représentation des déviations spatiales de la pression est nécessaire pour obtenir une forme « fermée » des équations (4.38) et (4.39), définissant la pression et le débit linéique à l'échelle locale.

En supposant que les grandeurs à l'échelle locale sont responsables des déviations spatiales, on cherche à fermer le problème à l'aide des vecteurs \mathbf{b}_1 et \mathbf{b}_2 vérifiant (Quintard et Whitaker, 1987) :

$$\mathbf{b}_1 \cdot \nabla \langle p_1 \rangle = \tilde{p}_1 \quad (4.40)$$

$$\mathbf{b}_2 \cdot \nabla \langle p_2 \rangle = \tilde{p}_2 \quad (4.41)$$

Compte tenu de ce que les déviations sont à variation à l'échelle microscopique, elles sont insensibles aux conditions aux limites physiques si la contrainte sur les échelles est respectée, et on peut chercher les déviations sur un domaine avec des conditions périodiques données par :

$$\mathbf{b}_i(\mathbf{r} + \mathbf{1}_j) = \mathbf{b}_i(\mathbf{r}), \quad i = 1, 2, \quad j = 1, 2, 3 \quad (4.42)$$

On a donc :

$$\mathbf{q}_i = -\frac{K_i}{\mu} (\mathbf{I} + \nabla \mathbf{b}_i) \cdot \nabla \langle p_i \rangle, \quad i = 1, 2 \quad (4.43)$$

que l'on peut moyenner pour obtenir :

$$\langle \mathbf{q}_i \rangle = \left[\frac{1}{V_1 + V_2} \int_i -\frac{K_i}{\mu} (\mathbf{I} + \nabla \mathbf{b}_i) dV \right] \cdot \nabla \langle p_i \rangle, \quad i = 1, 2 \quad (4.44)$$

ou

$$\langle \mathbf{q}_i \rangle = \frac{1}{V_1 + V_2} \left(-\frac{K_i}{\mu} \mathbf{I} V_i - \frac{K_i}{\mu} \int_i \nabla \mathbf{b}_i dV \right) \cdot \nabla \langle p_i \rangle, \quad i = 1, 2 \quad (4.45)$$

Compte tenu des conditions aux limites périodiques, et moyennant le théorème d'Ostrogradski,

$$\langle \mathbf{q}_i \rangle = \frac{1}{V_1 + V_2} \left(-\frac{K_i}{\mu} \mathbf{I} V_i - \frac{K_i}{\mu} \int_{A_{1-2}} \mathbf{n}_{1-2} \mathbf{b}_i dA \right) \cdot \nabla \langle p_i \rangle, \quad i = 1, 2, j = 1, 2, i \neq j \quad (4.46)$$

Finalement, le modèle à l'échelle locale s'écrit, à près sommation sur (4.46), et compte tenu de la condition (4.29) :

$$\nabla \cdot \langle \mathbf{q} \rangle = 0 \quad (4.47)$$

$$\langle \mathbf{q} \rangle = -\frac{\mathbf{K}^*}{\mu} \cdot \nabla \langle p \rangle \quad (4.48)$$

avec
$$\mathbf{K}^* = \frac{1}{V_1 + V_2} \left[(V_1 K_1 + V_2 K_2) \mathbf{I} + (K_1 - K_2) \int_{A_{1-2}} \mathbf{n}_{1-2} \mathbf{b}_1 dA \right] \quad (4.49)$$

Dans (4.49), \mathbf{K}^* peut être calculé à partir de la solution du problème de fermeture :

$$\nabla \cdot (K_1 \nabla \mathbf{b}_1) = 0, \quad \text{dans } 1 \quad (4.50)$$

$$\mathbf{n}_{1-2} \cdot (K_1 \nabla \mathbf{b}_1) = \mathbf{n}_{1-2} \cdot (K_2 \nabla \mathbf{b}_2) + \mathbf{n}_{1-2} \cdot (K_2 - K_1), \quad \text{sur } A_{1-2} \quad (4.51)$$

$$\mathbf{b}_1 = \mathbf{b}_2 \quad \text{sur } A_{1-2} \quad (4.52)$$

$$\nabla \cdot (K_2 \nabla \mathbf{b}_2) = 0, \quad \text{dans } 2 \quad (4.53)$$

$$\langle \mathbf{b} \rangle = 0 \quad (4.54)$$

\mathbf{b}_1 et \mathbf{b}_2 sont périodiques.

Pour la généralisation à n mailles, il est pratique de considérer que celles-ci résultent d'une discrétisation d'un problème continu (i.e. h est une fonction continue).

Dans le cas d'un milieu continu, lorsque la perméabilité à la petite échelle peut être traitée comme une fonction continue du point, le problème de prise de moyenne est simplifié :

$$\nabla \cdot \langle \mathbf{q} \rangle = 0 \quad (4.55)$$

et
$$\langle \mathbf{q} \rangle = -\frac{1}{\mu} \langle K \nabla p \rangle \quad (4.56)$$

Les décompositions spatiales de Gray se généralisent par :

$$p = \langle p \rangle + \tilde{p} \quad (4.57)$$

$$K = \langle K \rangle + \tilde{K} \quad (4.58)$$

et le problème se réécrit (Quintard et Whitaker, 1987) :

$$\langle \mathbf{q} \rangle = -\frac{1}{\mu} \left[\langle K \rangle \nabla \langle p \rangle + \langle \tilde{K} \nabla \tilde{p} \rangle \right] \quad (4.59)$$

Avec la représentation :

$$\tilde{p} = \mathbf{b} \cdot \nabla \langle p \rangle \quad (4.60)$$

la fermeture du problème est la suivante :

$$\nabla \cdot (K(\nabla \mathbf{b} + \mathbf{I})) = 0 \quad (4.61)$$

$$\mathbf{b}(\mathbf{r} + \mathbf{1}_i) = \mathbf{b}(\mathbf{r}), \quad i = 1, 2, 3 \quad (4.62)$$

$$\langle \mathbf{b} \rangle = 0 \quad (4.63)$$

et le tenseur de perméabilité à grande échelle est donné par :

$$\mathbf{K}^* = \langle K \rangle \mathbf{I} + \langle \tilde{K} \nabla \mathbf{b} \rangle \quad (4.64)$$

Le modèle à l'échelle locale est alors :

$$\nabla \cdot \langle \mathbf{q} \rangle \quad (4.65)$$

$$\langle \mathbf{q} \rangle = -\frac{\mathbf{K}^*}{\mu} \cdot \nabla \langle p \rangle \quad (4.66)$$

Dans notre étude, le champ des "perméabilités" K est connu sur une grille discrète, puisqu'à chaque maille d'ouverture h on affecte une perméabilité proportionnelle à l'ouverture au cube. Le champ de perméabilité est donc constant par morceaux.

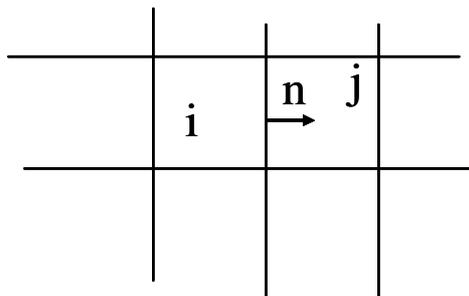


Fig 4.5 Discrétisation du milieu continu

Sur le champ de "perméabilités" discret (provenant de la mesure), le calcul, pour deux mailles consécutives, est identique au cas du milieu à deux domaines 1 et 2 présenté précédemment, si bien que l'on peut écrire pour deux mailles quelconques i et j :

$$\text{Maille } i : \quad \nabla \cdot (h_i^3 \nabla \mathbf{b}) = 0 \quad (4.67)$$

$$\text{Interface } i,j : \quad \mathbf{n} \cdot h_i^3 (\nabla \mathbf{b}_i + \mathbf{I}) = \mathbf{n} \cdot h_j^3 (\nabla \mathbf{b}_j + \mathbf{I}) \quad (4.68)$$

$$\text{Interface } i,j : \quad \mathbf{b}_i = \mathbf{b}_j \quad (4.69)$$

$$\text{Maille } j : \quad \nabla \cdot (h_j^3 \nabla \mathbf{b}) = 0 \quad (4.70)$$

$$\mathbf{b} \text{ périodique, et } \langle \mathbf{b} \rangle = 0 \quad (4.71)$$

Après avoir effectué une formulation aux volumes finis du problème précédent, on aboutit à un système linéaire dont la solution sur \mathbf{b} permet de calculer \mathbf{K}^* . Dans notre cas, le système est résolu par une méthode itérative de gradient conjugué (Pironneau, 1988). Les résultats de "perméabilités" à l'échelle locale résultant de ces calculs sont présentés au paragraphe suivant.

Remarque : sans détailler, un second changement d'échelle, permettant d'identifier la perméabilité globale du contact à partir de Reynolds à l'échelle locale, conduirait exactement au même développement que celui présenté plus haut (les équations de départ sont identiques, modulo le fait que les perméabilités à l'échelle locale sont des grandeurs tensorielles, alors qu'à l'échelle micro, nous avons traité K comme un scalaire).

4.1.4. Calcul de perméabilités locales

Les outils numériques s'appuyant sur la méthode de la prise de moyenne sont utilisés afin de déterminer le tenseur de perméabilité équivalent \mathbf{K}^* des champs des ouvertures obtenus à partir d'une mesure initiale des rugosités des surfaces et après application des différentes méthodes d'écrasement des rugosités, en mode de déformation élastique, élasto-plastique ou plastique. Ces calculs, qui doivent venir en comparaison des résultats expérimentaux présentés au chapitre 3, permettent également, en amont, de comparer les différentes méthodes d'obtention des champs d'ouvertures, et d'estimer l'influence de certains paramètres sur les résultats, comme par exemple la taille de la surface scrutée au microscope interférométrique, ou le pas

d'échantillonnage choisi pour décrire cette surface. La méthode de calcul par prise de moyenne est utilisée, à partir d'un modèle de Reynolds à l'échelle de la rugosité. Parallèlement, un calcul numérique est effectué à partir de la résolution du problème de Stokes, afin de valider numériquement l'utilisation de l'approximation de faible pente dans nos fractures.

Préalablement aux calculs d'écoulement, un algorithme de percolation est appliqué sur le champ des ouvertures, afin de détecter les éventuels îlots non percolants (ne participant pas à l'écoulement), et de les supprimer, comme cela est présenté sur la figure (4.6).

Elimination des îlots non percolants

Le contact, après application des déformations, est représenté par une grille régulière pour laquelle chaque maille est affectée d'une valeur d'ouverture h , nulle aux points de contact avec le plan (saphir). Pour éviter toute erreur numérique sur le résultat final, il est impératif d'éliminer les zones non connectées entre l'amont et l'aval du contact, dans lesquelles h est non nulle. Il s'agit d'un problème classique de la percolation consistant à la détermination d'amas (ici les amas non percolants).

Cette détermination a été effectuée à l'aide d'un algorithme de type Hoshen-Kopelman (Hoshen et Kopelman, 1976 ; Stauffer, 1985) mis en place dans ce travail. Il permet d'identifier les amas à partir de la matrice des sites qui n'est rien d'autre que la matrice du champ des ouvertures « binarisée » (0 pour les mailles où $h = 0$, 1 sinon). Les amas sont alors détectés, par numérotations successives après application des conditions aux limites aux bords de la grille (périodicité ou non dans une ou deux directions). Ceux qui ne sont pas connectés entre l'amont et l'aval du contact sont identifiés comme des mailles où $h = 0$ dans la nouvelle grille utilisée pour le calcul d'écoulement (figure (4.6)). Cette opération permet également un gain de temps de calcul pour identifier \mathbf{K}^* , puisqu'elle diminue le nombre d'inconnues.

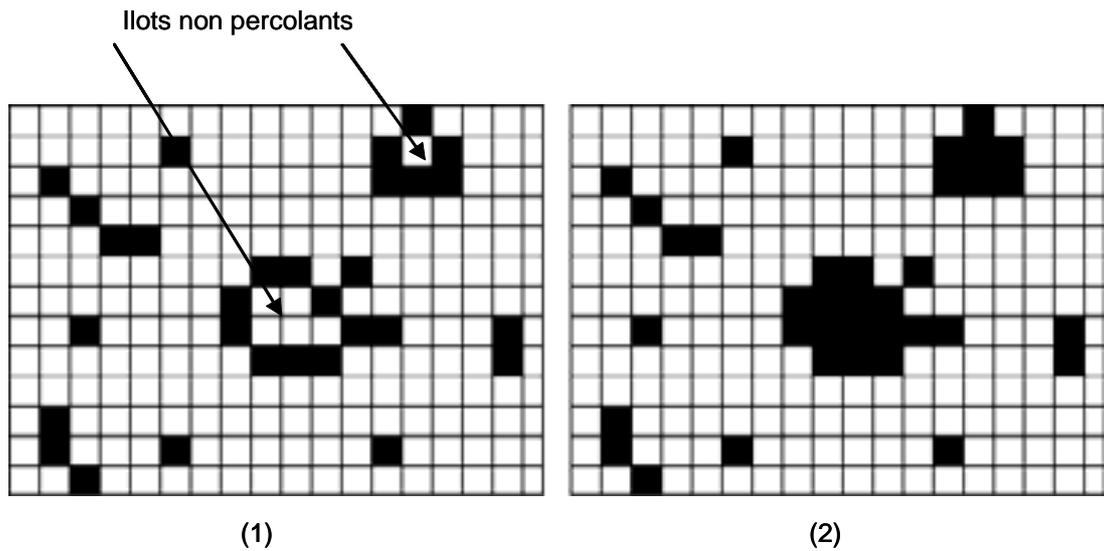


Fig 4.6 Identification (1) et suppression (2) des îlots non percolants

Calcul du tenseur local de perméabilité

a) Influence de la taille de l'échantillon, et du pas d'échantillonnage

Le champ des ouvertures utilisé afin de déterminer l'influence sur le tenseur de perméabilité de la taille de la surface étudiée et du pas d'échantillonnage est présenté sur la figure (4.7). Il s'agit d'une matrice de 256x256 points, avec un pas de 1 micromètre entre chaque valeur. Ce champ d'ouverture est référencé 3154, et représente une surface aléatoire, d'allure isotrope. L'objectif est ici d'analyser l'existence d'un volume (ou plutôt d'une surface) élémentaire représentatif (ve) et la sensibilité de \mathbf{K}^* à la description du champ d'ouverture. S'agissant d'un test, une déformation arbitraire correspondant à une charge de 25 MPa a été appliquée sur le champ $h(x,y)$ mesuré.

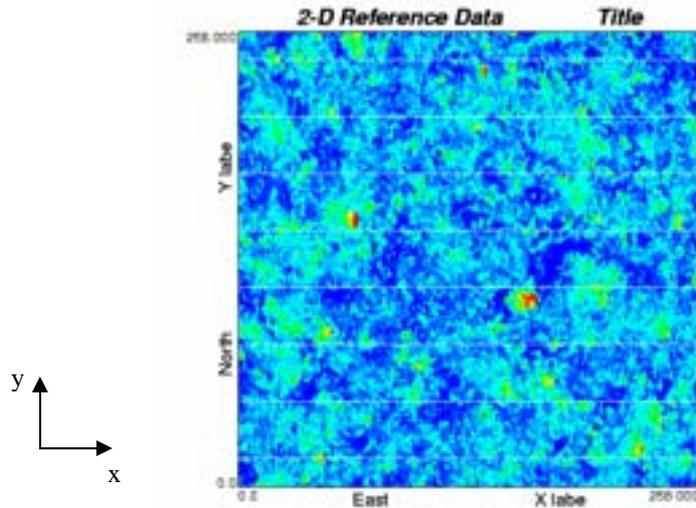


Fig 4.7 Champs des ouvertures, surfaces 3154

Le problème de fermeture (4.59) à (4.63) a été résolu sur des sous-ensembles carrés de ce champ d'ouvertures, centrés sur le champ initial, bien entendu avec des conditions aux limites périodiques dans les deux directions. Les calculs avec des pas d'échantillonnage de 2 micromètres (respectivement 4 micromètres) sont réalisés en ne retenant qu'une valeur sur deux (respectivement une sur quatre) du champ initial.

Les figures (4.8), (4.9), et (4.10), présentent l'évolution des termes du tenseur de perméabilité calculés sur cette surface (respectivement K_{xx}^* , K_{xy}^* , et K_{yy}^*), en fonction de la taille de la surface utilisée pour le calcul, et pour trois pas d'échantillonnage (respectivement $1\mu\text{m}$, $2\mu\text{m}$ et $4\mu\text{m}$) :

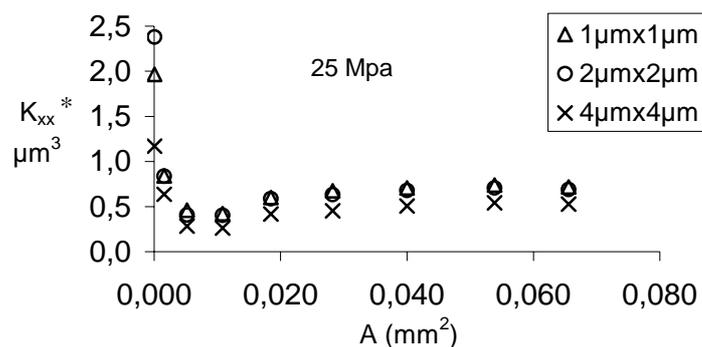


Fig 4. 8. Evolution de K_{xx}^* en fonction de la taille de la surface utilisée pour le calcul et pour trois valeurs du pas d'échantillonnage pour la mesure des ouvertures. Surface 3154

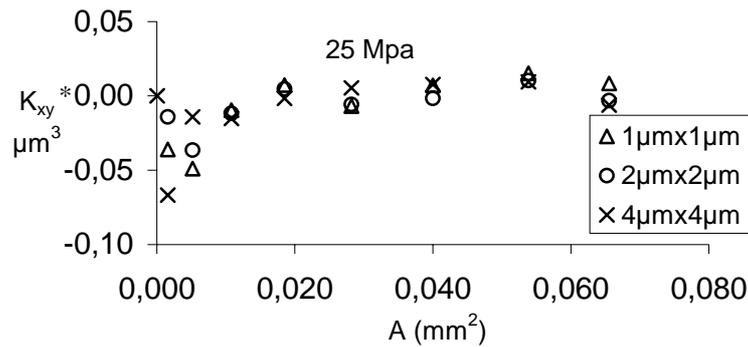


Fig 4.9. Evolution de K_{xy}^* en fonction de la taille de la surface utilisée pour le calcul et pour trois valeurs du pas d'échantillonnage pour la mesure des ouvertures. Surface 3154

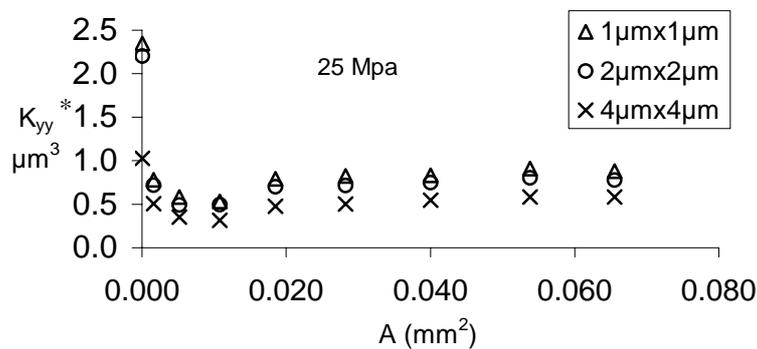


Fig 4.10. Evolution de K_{yy}^* en fonction de la taille de la surface utilisée pour le calcul et pour trois valeurs du pas d'échantillonnage pour la mesure des ouvertures. Surface 3154

Comme attendu, les résultats montrent tout d'abord un effet significatif de la taille de la surface. En deçà d'une taille minimale que l'on peut aisément déterminer graphiquement, les résultats varient dans un rapport 2, voire 3. Au-delà, on a une estimation fiable de la "perméabilité" de la surface. Cette taille critique correspond au volume élémentaire représentatif (ici à la surface représentative) pour la surface 3154, de l'ordre de $170 \times 170 \mu\text{m}^2$. Parallèlement, on peut identifier, sur cette surface représentative, l'influence du pas d'échantillonnage sur l'estimation de la "perméabilité". Pour des descriptions du contact avec des pas de 1 à 2 micromètres, les résultats sont sensiblement identiques. Pour un pas d'échantillonnage de 4 micromètres, on assiste à une sous-estimation des perméabilités (d'environ 30%), signe d'une perte d'information dans la description de la surface. Un pas de scrutation de l'ordre du micromètre semble donc préférable pour rendre compte du comportement de la fracture lors de l'écoulement.

Il est cependant bien évident que la notion de surface élémentaire représentative, comme celle de pas d'échantillonnage maximal, est liée à la topologie de la surface, et

les résultats obtenus sur la surface 3154 ne sauraient être étendus sans une étude plus approfondie à d'autres surfaces.

b) Influence des conditions aux limites

La technique de calcul par prise de moyenne présentée précédemment s'applique avec des conditions aux limites périodiques pour le vecteur \mathbf{b} dans le problème de fermeture. Or, il est possible que la structuration de la fuite dans le contact soit conditionnée par la largeur du contact elle-même. Dans ce cas, il apparaît nécessaire de pouvoir effectuer un calcul sur une portion de contact «représentative» dont la largeur est celle du joint. Cette contrainte, si elle existe, ne semble pas poser de difficultés particulières du point de vue de la métrologie des surfaces et du calcul des déformations après serrage (ces mesures sont effectuées classiquement sur des surfaces $256 \times 256 \mu\text{m}^2$). Etant données les largeurs de contact des joints réels (0,2 à 0,3 mm), on peut envisager d'effectuer un calcul sur toute la largeur de la portée de joint. On peut s'interroger, dans ce cas, sur la validité d'une condition à la limite périodique dans la direction correspondante à la largeur du contact. Cependant, si l'on souhaite remplacer la condition de périodicité dans cette direction par une condition de Dirichlet sur la pression, le problème de fermeture perd de son intérêt. Dans le cas d'un contact supposé homogène, dont la structure microscopique est celle de nos éprouvettes, nous avons cherché à comparer les "perméabilités" obtenues à partir de la solution du problème de fermeture (surface maillée en cartésien, conditions périodiques) avec les "perméabilités" calculées en résolvant le problème physique initial en p (consistant à simuler Reynolds à l'échelle microscopique) sur la même surface, en considérant une condition à la limite de Dirichlet dans le sens orthogonal aux stries. Dans ce dernier cas, deux remarques s'imposent. Tout d'abord, s'agissant d'une surface représentative du contact, on peut considérer sa structure comme périodique dans le sens des stries (sens circonférentiel). Pour autant la pression, p , ne peut pas être considérée comme périodique, à moins de considérer l'élément de surface comme formant lui-même un contact annulaire complet, ce qui est parfaitement justifié dans l'hypothèse d'un contact homogène. Ceci entraîne une deuxième remarque. Comme les données sont sur une grille cartésiennes, la compatibilité avec une structure annulaire ne peut exister que si l'on tient compte de l'approximation suivante : la largeur de contact étant « petite » devant le rayon de courbure de l'anneau, celui-ci peut être « déroulé », afin d'effectuer le calcul en

coordonnées cartésiennes. Cette approximation se justifie à partir d'un développement simple sur l'équation de Reynolds écrite en coordonnées cylindriques, compte tenu des ordres de grandeur des rayons interne r_i et externe r_e du contact. En effet, dans la configuration (réelle) de la figure (4.11), si le contact est homogène, on peut écrire l'équation de Reynolds locale sur une couronne de largeur dr à la position $r_i < r < r_e$:

$$q(r) = \frac{Q}{2\pi r} = -\frac{K_{rr}^*}{\mu} \frac{dp}{dr} \quad (4.72)$$

Comme q est une quantité qui se conserve, on peut intégrer cette dernière relation entre r_i et r_e pour obtenir :

$$\frac{q}{2\pi r_i} = \frac{K_{rr}^*}{\mu} \frac{P_i - P_e}{r_i \ln\left(\frac{r_e}{r_i}\right)} \quad (4.73)$$

En remarquant que

$$\frac{r_e - r_i}{r_i} = \varepsilon \ll 1 \quad (4.74)$$

(par exemple, pour nos expériences, $r_i = 19,85$ mm, $r_e = 20,15$ mm, et $\varepsilon = 0,015$), on trouve, avec un développement au premier ordre dans (4.73), que :

$$\frac{q}{2\pi r_i} \approx \frac{K_{rr}^*}{\mu} \frac{P_i - P_e}{r_e - r_i} \quad (4.75)$$

soit encore (cf figure (4.11)), que :

$$\frac{q}{L} \approx \frac{K_{xx}^*}{\mu} \frac{P_i - P_e}{l} \quad (4.76)$$

comme en cartésien, K_{rr}^* pouvant donc être assimilé à K_{xx}^* . En définitive, le rôle de la périodicité dans le sens de la largeur du contact pourra être analysé au travers de la comparaison entre K_{xx}^* dans (4.76), tiré de la simulation numérique du problème physique qui permet le calcul de q , et K_{xx}^* tiré de la solution du problème de fermeture.

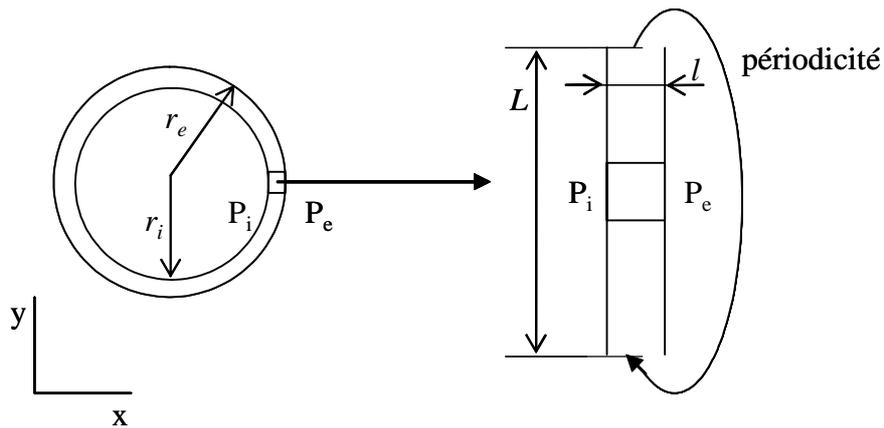


Fig 4.11 Hypothèses liées à la géométrie du contact

Des calculs comparatifs ont donc été effectués sur une surface test (figure (4.12)), écrasée sous une charge de 200MPa, la déformation étant calculée en faisant l'hypothèse que celle-ci se produit dans le domaine élastique. Le code de calcul pour simuler le problème physique, en considérant les conditions de Dirichlet en x , est une version adaptée, à l'aide de modifications simples que nous ne détaillerons pas, du code de résolution du problème de fermeture.

Les figures (4.13) et (4.14) représentent le champ de pression et le champ de débit-volume de fluide (en norme, i.e. $\sqrt{q_x^2 + q_y^2}$) calculés sur cette surface, avec des conditions aux limites de type Dirichlet en x ($P_i=10^5\text{Pa}$, $P_e=0$), (i.e. résultant de la simulation du problème physique).

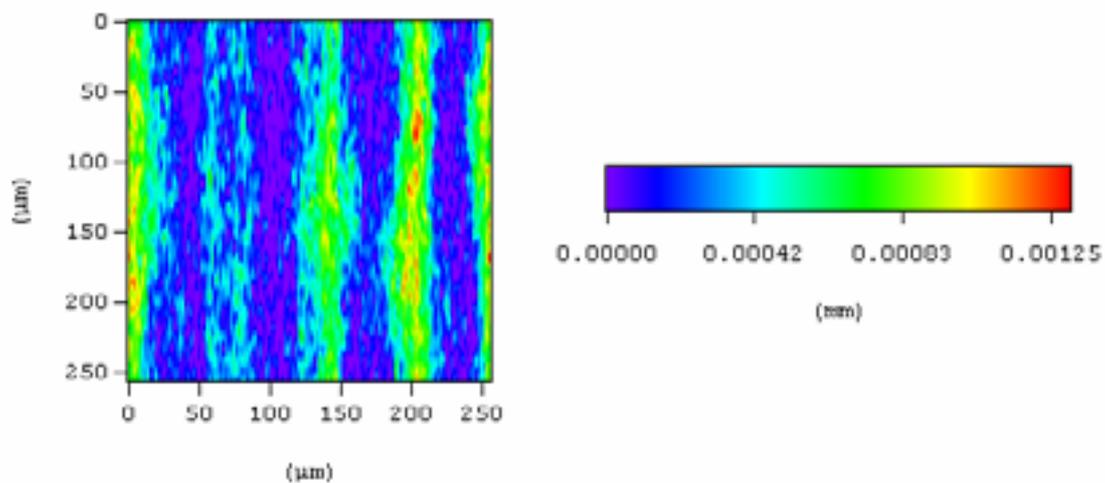


Fig 4.12 Champ des ouvertures. Surface « test » déformée élastiquement, $P_{ca}=200\text{MPa}$

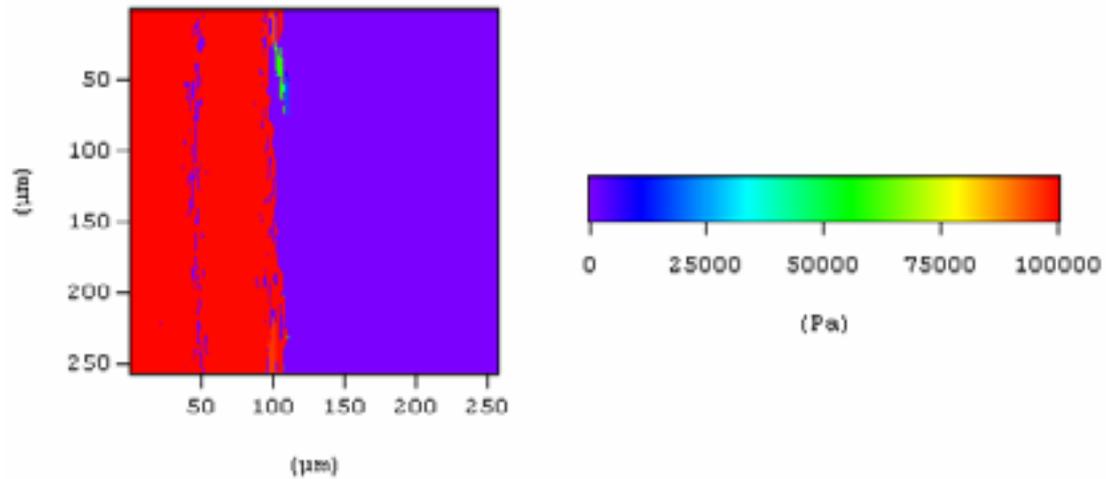


Fig 4.13 Champ des pressions calculées. Surface « test » déformée élastiquement, $P_{ca}=200\text{MPa}$

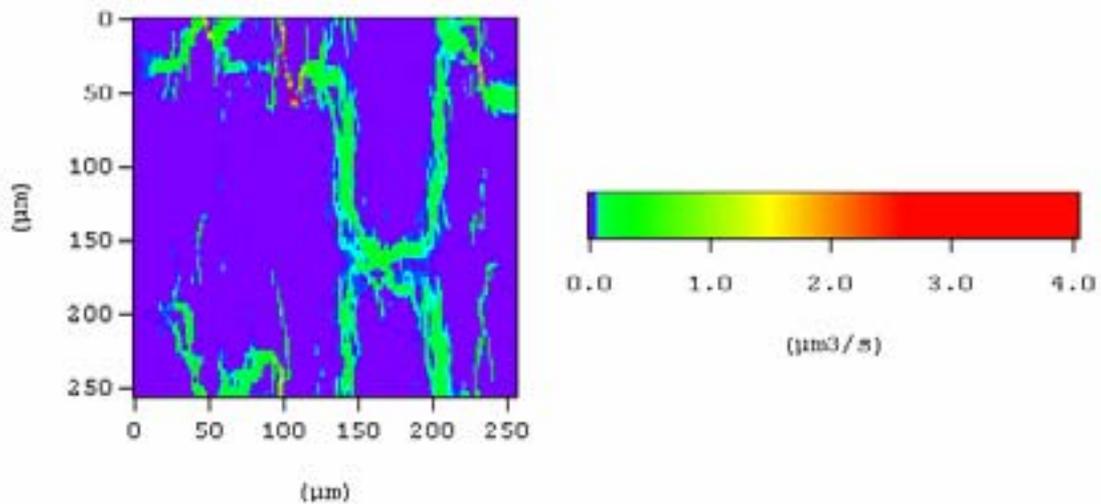


Fig 4.14 Champ des débits volume calculés. Surface « test » déformée élastiquement, $P_{ca}=200\text{MPa}$

Sur cette surface, les composantes xx et xy du tenseur de "perméabilité" issues de la solution du problème physique (conditions de Dirichlet en x) valent :

$$K_{xx}^* = 3,94 \cdot 10^{-8} \mu\text{m}^3,$$

$$K_{xy}^* = 1,35 \cdot 10^{-8} \mu\text{m}^3.$$

L'analyse détaillée du champ des ouvertures (figure (4.12)) indique que la strie verticale d'abscisse $100\mu\text{m}$ est très peu percolante. Cela explique d'une part la faible valeur du terme diagonal du tenseur de "perméabilité", et la brutale chute de pression (voir figure (4.13)) de part et d'autre de cette strie. Dans ce calcul, la fuite « spirale » n'est pas prise en compte, seul l'écoulement radial est envisagé, puisque les stries sont

parallèles. La figure (4.14) présente le champ de débit-volume de fluide (en norme), permettant de visualiser les zones perméables du contact.

La comparaison avec les résultats obtenus à l'aide de la solution du problème de fermeture montre une très faible influence de ces conditions aux limites. Sur cette même surface, la fermeture conduit à :

$$K_{xx}^* = 3,94 \cdot 10^{-8} \mu\text{m}^3,$$

$$K_{xy}^* = 1,48 \cdot 10^{-8} \mu\text{m}^3,$$

$$K_{yy}^* = 1,03 \cdot 10^{-2} \mu\text{m}^3.$$

Comparaison des modèles de Stokes et Reynolds

Comme indiqué plus haut, l'utilisation d'un modèle de Reynolds pour résoudre l'écoulement dans la fracture repose sur l'hypothèse de faible pente des aspérités (paragraphe 4.1.2). Dans le but de vérifier empiriquement la validité de cette hypothèse de lubrification, des calculs ont été effectués à partir d'un modèle de Stokes, et comparés aux résultats obtenus avec le modèle de Reynolds (solution du problème de fermeture), sur une surface référencée 105. Cette surface anisotrope a été obtenue par tournage (figure (4.15)). Elle a été déformée par application d'algorithmes de déformations à 25 MPa.

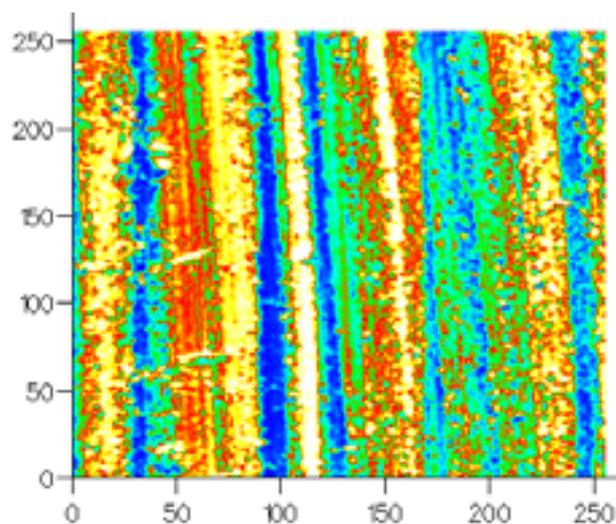


Fig 4.15 Champs des ouvertures, surfaces 105

Les figures (4.16) et (4.17) représentent le terme diagonal K_{xx}^* et extra-diagonal K_{xy}^* du tenseur de perméabilité calculé au moyen des deux modèles sur la surface

105, en fonction de la taille de la surface. Le calcul en trois dimensions à partir du modèle de Stokes étant coûteux en capacité mémoire et en temps de calcul, nous avons limité la comparaison à des champs d'ouvertures de taille allant jusqu'à $160\mu\text{m} \times 160\mu\text{m}$, le pas d'échantillonnage étant de $1\mu\text{m}$ (nombre de maille : $160^2 \times 122$)

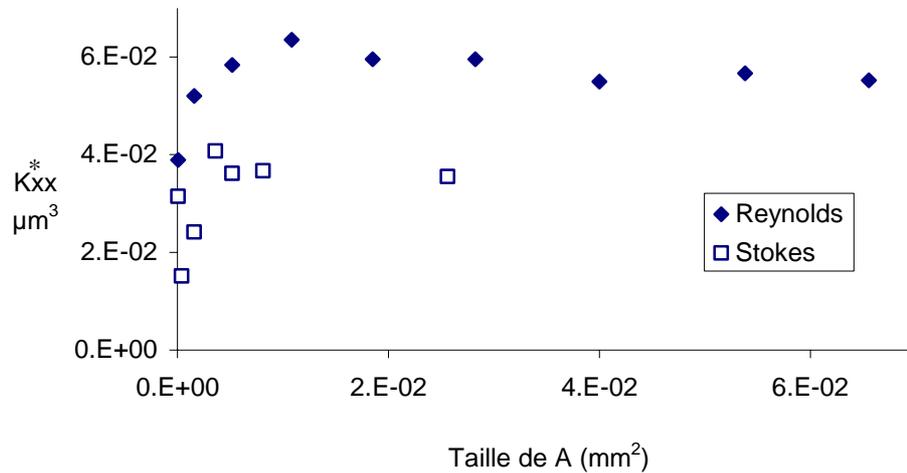


Figure 4.16 Perméabilités obtenues sur la surface 105 en fonction de la taille de surface utilisée pour le calcul. Résultats sur K_{xx}^* en approche de type Stokes et Reynolds

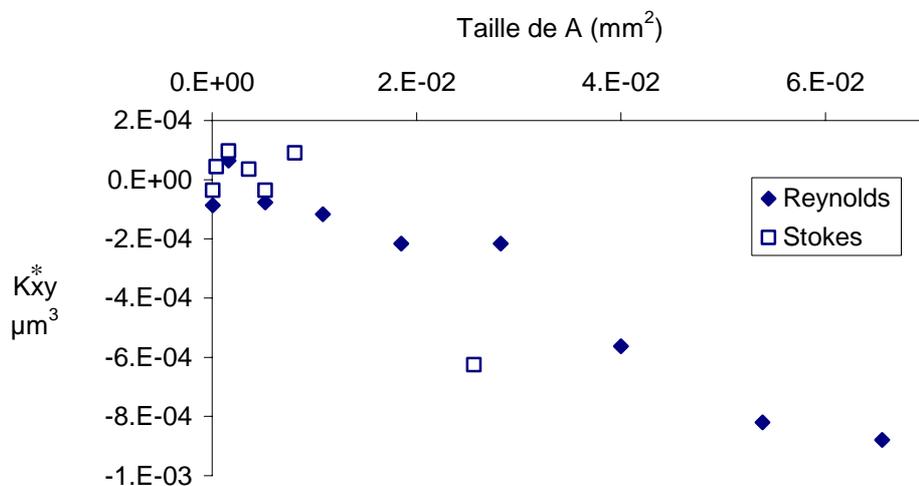


Figure 4.17 Perméabilités obtenues sur la surface 105 en fonction de la taille de surface utilisée pour le calcul. Résultats sur K_{xy}^* en approche de type Stokes et Reynolds

Ces résultats encore partiels indiquent que, pour la surface étudiée, l'approche Reynolds peut conduire à une sur-estimation des perméabilités (du moins pour les termes diagonaux). Dans le cas de surfaces aléatoires gaussiennes, ou de surfaces auto-affines, une tendance identique a été observée par d'autres auteurs (Mourzenko et al., 1995). Une étude plus poussée, consistant notamment à prendre pour l'ouverture, dans Reynolds, non pas l'ouverture dite apparente (c'est cette ouverture, h , que nous

avons utilisée tout au long de ce travail) mais l'ouverture "vraie" (i.e. la taille de la plus grosse sphère que peut contenir la fracture au point (x,y)) permettrait une comparaison plus précise. Cependant, il faut bien remarquer que :

i) la mesure fournit un champ d'ouverture qui n'est ni exactement l'ouverture "vraie" ni l'ouverture apparente compte tenu du défaut de parallélisme entre le plan moyen de la surface mesurée et le plan de référence de l'instrument de mesure ;

ii) la solution du problème de Stokes ne peut pas constituer une référence absolue dans la mesure où elle est obtenue à l'aide d'un maillage cartésien 3D qui mériterait à lui seul une étude spécifique du point de vue de sa représentation précise du champ d'ouverture.

Dans le but de valider a priori une liaison assurant une étanchéité, l'obtention d'un ordre de grandeur du débit de fuite, lorsqu'il existe, apparaît comme suffisant. Dans ce contexte, les calculs basés sur un modèle de Reynolds, plus simples et plus rapides à obtenir, semblent fournir une bonne estimation du comportement de la fracture. Ces résultats demanderaient toutefois à être complétés pour des surfaces de tailles supérieures, et pour d'autres types de surface.

4.2. Génération de surfaces

L'objectif de cette partie du travail est de reconstruire le contact dans son ensemble, à partir d'informations sur la surface à l'échelle des rugosités (« pavé » initial). Deux approches peuvent être envisagées. La première met en œuvre deux changements d'échelles successifs. A partir de la description de la surface initiale, elle consiste à générer une famille de N pavés de mêmes dimensions (et possédant des propriétés géométriques similaires), et à obtenir, sur cette famille de champ d'ouvertures, une statistique sur les tenseurs de "perméabilité" locaux évalués par un calcul de Reynolds (premier changement d'échelle). L'estimation de la "perméabilité" du contact complet peut être alors effectuée par un second changement d'échelle, de façon analogue au premier (cela revient en effet à calculer la perméabilité d'un milieu hétérogène composé des N pavés précédemment générés, de "perméabilité" locale \mathbf{K}_i^* , $i=1,N$). La deuxième possibilité est de reconstruire, à partir de la surface de départ, le contact complet avant calcul d'écoulement (changement d'échelle unique). Cette génération de contacts complets peut également donner lieu à des statistiques

sur les tenseurs de "perméabilité" macroscopiques. Les deux approches pourront alors être confrontées l'une à l'autre, la première étant bien entendu la plus rapide et la moins coûteuse.

La génération de surfaces ayant des propriétés géométriques identiques à celles de la surface initiale peut être effectuée à l'aide d'outils empruntés à la géostatistique. Il est en effet classique en géologie de caractériser les milieux poreux hétérogènes de façon statistique, afin par exemple de mieux évaluer les propriétés physiques d'un sol ou d'un réservoir souterrain.

4.2.1. Principes de géostatistique

Les principes généraux de géostatistique sur lesquels s'appuie cette démarche de génération ont été formalisés par Matheron (1962, 1963, 1965). La génération de surfaces « statistiquement équivalentes » à une surface modèle s'appuie sur des propriétés géométriques mesurées sur cette surface. Les informations statistiques présentes dans la surface initiale, et que l'on désire retrouver dans les surfaces générées sont contenues dans le semi-variogramme des surfaces. Les surfaces sont ensuite générées à partir d'un semi-variogramme modèle, et d'opérations de krigeage (voir par exemple Goovaerts, 1997).

Le paramètre important de notre étude est la corrélation spatiale des ouvertures de la surface. Un estimateur classique, et directionnel, de cette corrélation est le semi-variogramme. Chaque ouverture étant considérée comme une variable aléatoire, le semi-variogramme est défini comme :

$$2 \gamma(h) = E \left\{ [h(u) - h(u + d)]^2 \right\} \quad (4.77)$$

où $h(u)$ est la valeur de l'ouverture à la position u , d la distance entre deux ouvertures, et E est l'espérance mathématique.

Sur notre champ de données initial discret, la relation (4.77) s'exprime par :

$$2 \gamma(d) = \frac{1}{N(d)} \sum_{N(d)} [h(u) - h(u + d)]^2 \quad (4.78)$$

où $N(d)$ est le nombre de couple d'ouvertures distants de d .

Un semi-variogramme modèle, s'appuyant sur ce semi-variogramme expérimental est utilisé dans la phase de krigeage. Le krigeage consiste à estimer la

valeur de la variable aléatoire en un point de l'espace où elle est inconnue, connaissant un nombre fini de valeurs voisines. Soit $h^*(u)$ un estimateur de la valeur de l'ouverture à la coordonnée u , l'étape de krigeage évalue :

$$h^*(u) = \sum_{i=1}^n k_i \cdot h(u_i) \quad (4.79)$$

Dans cette expression, les $h(u_i)_{i=1,n}$ sont les n données disponibles, et k_i représente une pondération éventuelle de la donnée $h(u_i)$. Le krigeage est effectué grâce à différents algorithmes de régressions linéaires au sens des moindres carrés.

Autour de chaque maille à simuler, une zone de recherche est définie, contenant les données conditionnantes (données initiales et données déjà simulées), et à l'intérieur de laquelle on résout le problème de krigeage. Cette opération est appelée simulation séquentielle.

En pratique, la bibliothèque de programmes GSLib est utilisée (Deutch et Journel, 1998). Elle propose plusieurs outils permettant de calculer des semi-variogrammes, et de générer des données satisfaisant l'histogramme des valeurs et la variabilité spatiale (i.e. le semi-variogramme), à partir de méthodes de krigeage et de simulations séquentielles différentes.

4.2.2. Exemple de reconstruction

Champ d'ouverture isotrope

Sur la surface aléatoire 3154, le semi-variogramme est calculé dans les deux directions principales du plan. Le champ des ouvertures de la surface 3154 a déjà été présenté sur la figure (4.7), et la figure (4.18) représente son semi-variogramme.

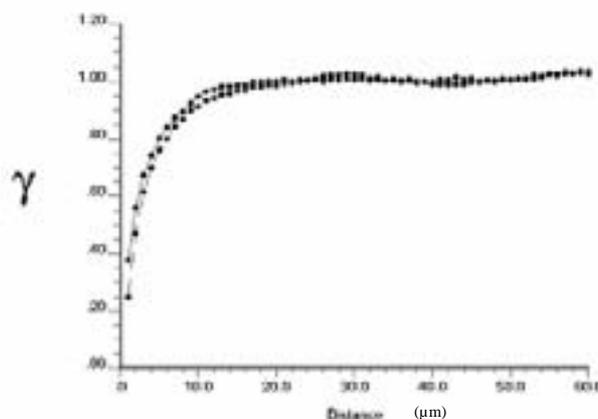


Fig 4.18 Semi-variogramme de la surface 3154, dans les directions x et y

Plusieurs remarques s'imposent sur ce variogramme. D'une part, les deux courbes sont quasi-confondues, indiquant que la surface a un caractère très isotrope, la corrélation spatiale étant similaire dans les deux directions. Ceci confirme l'intuition que l'on peut avoir en observant le champ des ouvertures d'une surface « aléatoire », sans directions privilégiées apparentes. D'autre part, les deux courbes du variogramme atteignent une valeur limite pour une abscisse de 15 points environ. Cette abscisse représente la longueur de corrélation de la surface : deux points distants de plus de 15 valeurs de cette surface ne sont plus corrélés entre eux.

Ce semi-variogramme expérimental est lissé grâce à une combinaison linéaire de modèles mathématiques paramétrés, cette modélisation servant de base à la génération de surface. Ce lissage est facilité par l'utilisation du logiciel Variowin (Pannetier, 1996). Dans l'exemple présent, le semi-variogramme modèle est une combinaison linéaire des modèles exponentiel et Gaussien suivants :

Modèle exponentiel :

$$\gamma(d) = c_1 \left[1 - \exp\left(-\frac{3d}{a_1}\right) \right] \quad (4.80)$$

Modèle Gaussien :

$$\gamma(d) = c_2 \left[1 - \exp\left(-\frac{(3d)^2}{a_2^2}\right) \right] \quad (4.81)$$

où c_i représente la valeur de la variance limite, et a_i la longueur de corrélation imposée pour le modèle i ($i=1,2$). Pour la surface 3154, les paramètres ajustables sont les suivants : $c_1=4,4$; $c_2=14,3$; $a_1=0,69$; $a_2=0,49$. A ces valeurs, on adjoint un effet « nugget » qui vaut ici 0,03. L'effet « nugget », ou effet pépité permet de relâcher les contraintes imposées par le semi variogramme aux très courtes distances, et d'introduire un peu de bruit lors des simulations.

La figure (4.19) représente la génération d'une surface de 512x512 points, s'appuyant sur la surface originale (256x256 points), et la figure (4.20) représente le variogramme expérimental de cette surface générée 512x512. On peut vérifier que ce variogramme est identique au variogramme initial de la surface 3154.

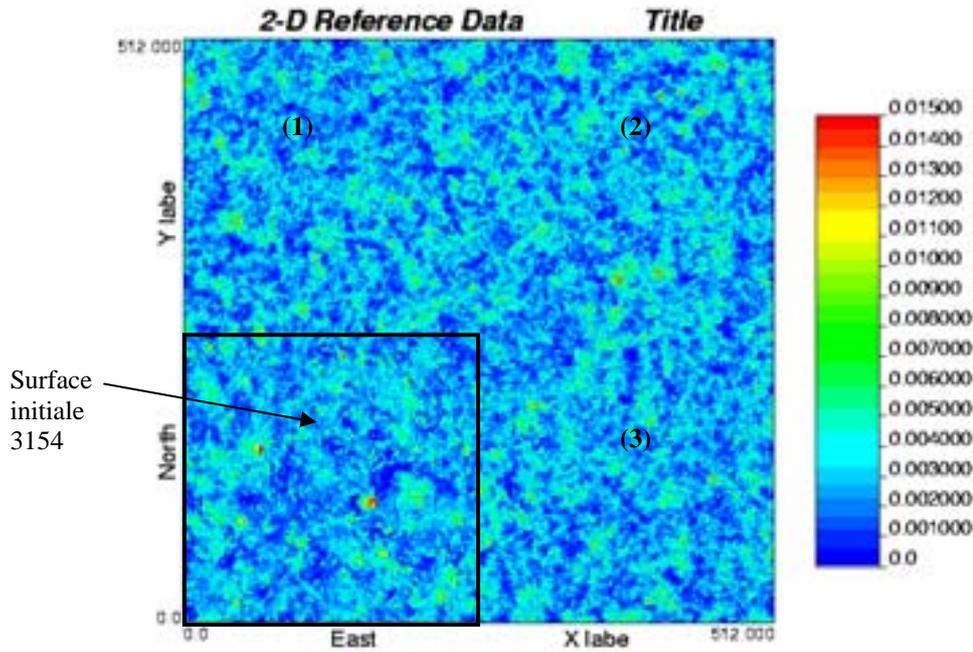


Fig 4.19 Génération d'une surface aléatoire à partir d'une surface réelle et d'un semi variogramme

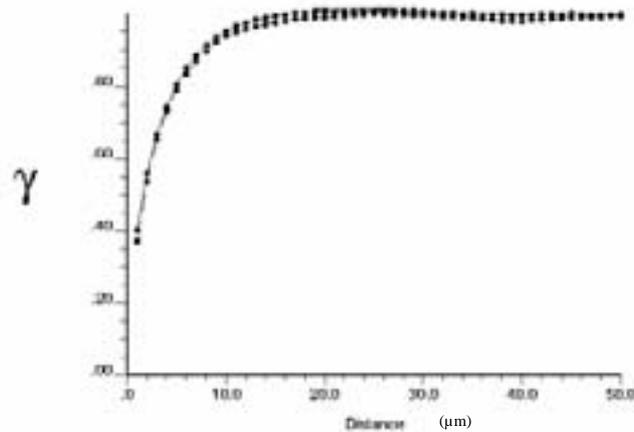


Fig 4.20 Variogramme de la surface générée, dans les directions x et y

Un calcul de "perméabilité" a été effectué sur la surface générée, ainsi que sur trois surfaces 256×256 « extraites » de façon cartésienne dans la surface générée (nord-ouest (1), nord-est (2) et sud est (3)), afin de comparer les résultats à la perméabilité initiale de la surface 3154. Les résultats obtenus par résolution du problème de fermeture sont présentés dans le tableau (4.1).

	K_{xx} (μm^3)	K_{xy} (μm^3)	K_{yy} (μm^3)
Surface 3154 initiale (256x256)	0,72	0,008	0,88
Surface générée (1)	1,039	0,30	0,78
Surface générée (2)	0,87	-0,021	0,83
Surface générée (3)	1,05	0,31	0,82
Surface générée (512x512)	0,89	0,008	0,82

Tab (4.1) Comparaison des termes du tenseur de "perméabilité" calculé sur la surface 3154, et sur des surfaces générées « statistiquement équivalentes » à la surface 3154

Il est donc possible de générer une famille de pavés dont la statistique s'appuie sur le variogramme d'une surface rugueuse d'aspect aléatoire, et d'obtenir une statistique sur la "perméabilité" de ces pavés, une autre approche consistant à générer directement une surface de la taille du contact complet afin d'effectuer un calcul de perméabilité globale du contact. Les résultats du tableau (4.1) montrent une variation des perméabilités calculées pouvant atteindre 30% sur les termes diagonaux du tenseur. La variabilité des termes extra diagonaux est plus marquée, mais pour des valeurs restant assez faibles devant les termes diagonaux.

Ces techniques de reconstruction empruntées à la géostatistique semblent donc adaptées à la reconstruction de champs d'ouvertures de liaisons devant assurer une fonction étanchéité, lorsque les rugosités des surfaces ont un caractère aléatoire. Dans le cas particulier, mais fréquent, des surfaces usinées par tournage, les surfaces perdent ce caractère très aléatoire, au profit d'un aspect strié, quasi déterministe. Le paragraphe suivant présente une approche envisagée pour traiter ce type de surface.

Champ des ouvertures anisotrope

Les surfaces usinées, obtenues par tournage, ont un caractère fortement anisotrope, avec des stries d'usinage très marquées (voir par exemple la surface 105, figure (4.15), ou le profil de l'éprouvette B₁, utilisée dans nos expériences, figure (4.21)). Une observation attentive de ces stries montre un motif se répétant de façon quasi-périodique, dû à la trace laissée par l'outil lors de la coupe, et auxquels se superposent une micro-rugosité, assimilable à un « bruit d'usinage », imputable à des vibrations d'outils, ou à des arrachements de grains de métaux. La figure (4.21)

représente un profil des rugosités de l'éprouvette B_1 , perpendiculaire aux stries d'usinages.

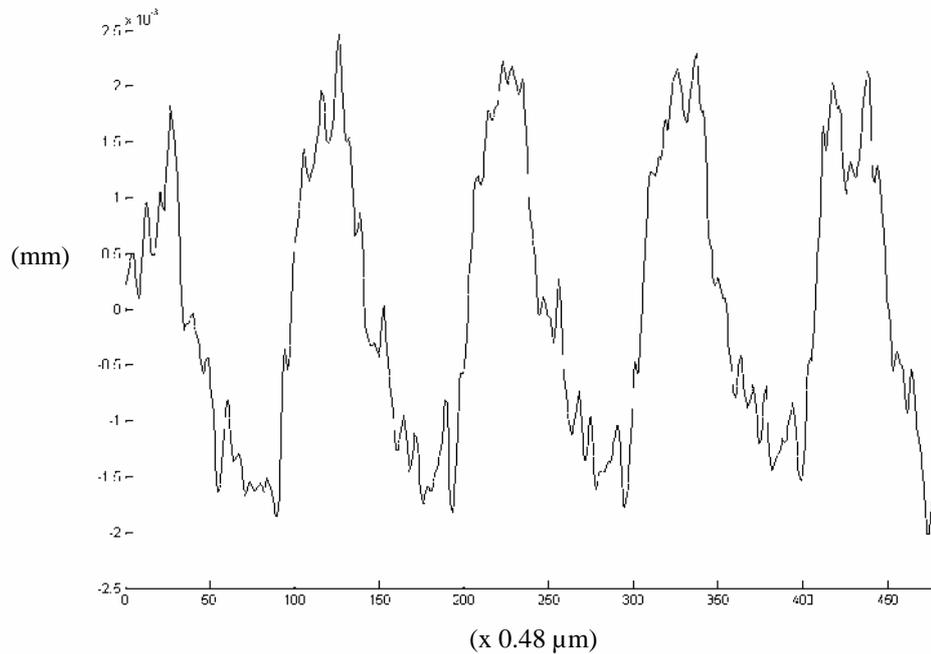


Fig 4.21 Profil de rugosité de la surface B_1

Compte tenu du fort caractère déterministe des surfaces, l'idée consiste, en filtrant le signal à l'aide d'une transformée de Fourier par exemple, à décomposer la surface comme étant la somme d'un motif périodique, et d'un « bruit » provenant de l'usinage, plutôt aléatoire. Le fichier « bruit » peut alors servir de base à la génération d'un grand nombre de fichiers équivalents au sens du semi-variogramme, au moyen des techniques de géostatistique décrites précédemment. Ces fichiers « bruit » seront additionnés au motif périodique si leur influence sur la propriété de "perméabilité" est significative, nous permettant ainsi d'obtenir une statistique sur les champs d'ouvertures de surfaces striées.

La figure (4.22) représente le même profil de la surface B_1 , et sa décomposition, via une méthode FFT (Fast Fourier Transform, voir par exemple Lipschutz, 1973), en un profil périodique et un « bruit » d'usinage.

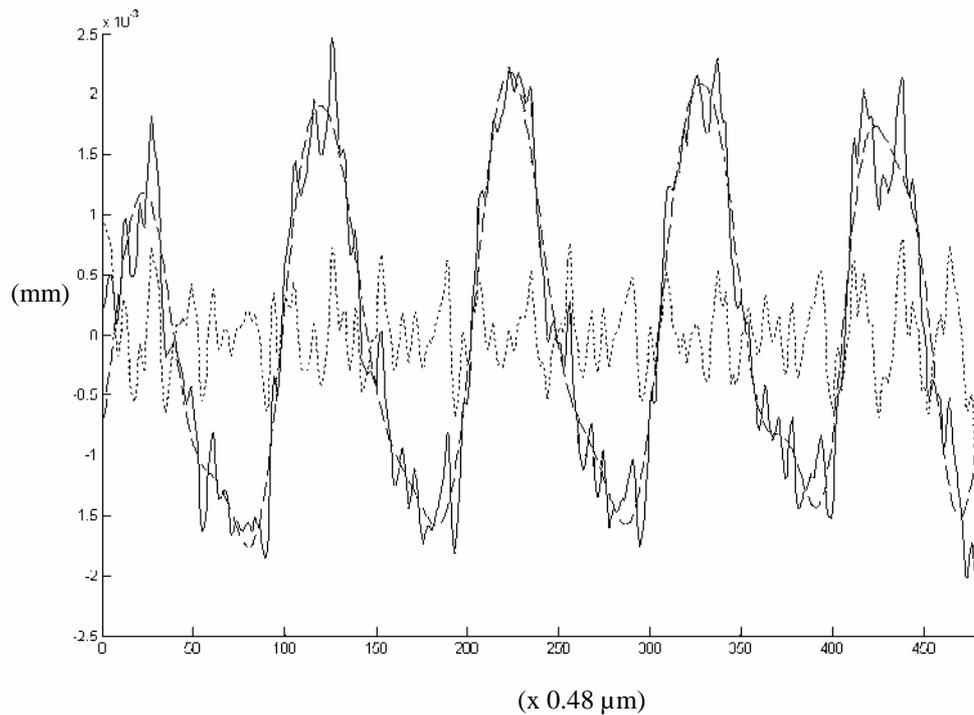


Fig 4.22 Décomposition d'un profil réel (en trait continu) en un signal périodique (en pointillés) et un signal aléatoire (en pointillés fins) ; surface B_1

La difficulté de cette méthode consiste à déterminer la fréquence de coupure à utiliser dans l'espace de Fourier, c'est-à-dire à déterminer quelles fréquences du profil sont qualifiables de « bruit d'usinage », et quelles fréquences font partie du profil déterministe. Cette fréquence de coupure est choisie de façon à obtenir un bruit d'usinage isotrope.

Nous disposons donc d'une méthode et d'outils propres à générer des surfaces tournées pour une reconstruction de l'ensemble du contact.

4.3. Champs des ouvertures et déformation

La prédiction de la fuite au travers d'un contact rugueux (chemin et débit) que l'on peut faire à l'aide d'un calcul numérique d'écoulement repose sur la détermination de l'espace offert au fluide dans la fracture après mise en contact et serrage des surfaces, appelé champ des ouvertures $h(x,y)$ (ici on considère l'ouverture apparente). La détermination du champ des ouvertures s'appuie sur des modèles de déformations d'aspérités (déformations élastiques, élasto-plastiques ou plastiques) appliquées à la topologie mesurée des surfaces rugueuses. Dans le cadre de cette étude, le contact modèle n'est composé que d'une seule surface métallique rugueuse

serrée contre un plan lisse quasi-indéformable, conformément à la théorie de la « surface somme » (voir chapitre 1).

4.3.1. Surfométrie

Mesures à l'échelle des rugosités

Il existe deux grandes familles de techniques surfométriques permettant de caractériser la topologie de surfaces rugueuses : les techniques mécaniques et les techniques optiques, interférométriques ou non (Zahouani, 1999). La profilométrie mécanique, dont le principe est de déplacer un palpeur sur la surface rugueuse, est d'une excellente résolution verticale, de l'ordre de la dizaine de nanomètres, et est particulièrement bien adaptée aux mesures de fortes rugosités, lorsque l'amplitude des aspérités peut atteindre plusieurs millimètres. Cependant les techniques mécaniques sont lentes, et peuvent être parfois destructrices lorsque la pointe du palpeur exerce une pression sur des surfaces en métal mou, en polymères, ou fragiles (films, dépôts). Les techniques optiques non interférométriques sont basées sur des mesures de hauteur d'aspérités par triangulation à partir des distances de focalisation de deux caméras sur un point lumineux de la surface éclairée par laser. Elles sont complémentaires des mesures mécaniques : elles sont rapides, sans contact avec la surface scrutée, mais nécessitent parfois un prétraitement chimique de la surface. Elles permettent de mesurer des rugosités jusqu'à 1 mm d'amplitude. Les méthodes interférométriques sont basées sur une comparaison de chemin optique entre un faisceau de lumière blanche réfléchi par la surface rugueuse, et un faisceau de référence (voir figure (4.23)). Elles permettent d'atteindre soit i) une précision de mesure de l'ordre de quelques Angströms, lorsque l'amplitude des aspérités reste faible (quelques centaines de nanomètres), en mode PSI (phase-shifting interferometry), soit ii) une précision de mesure de l'ordre du nanomètre, lorsque l'amplitude des aspérités est inférieure à la dizaine de micromètres, en mode VSI (vertical scanning interferometry).

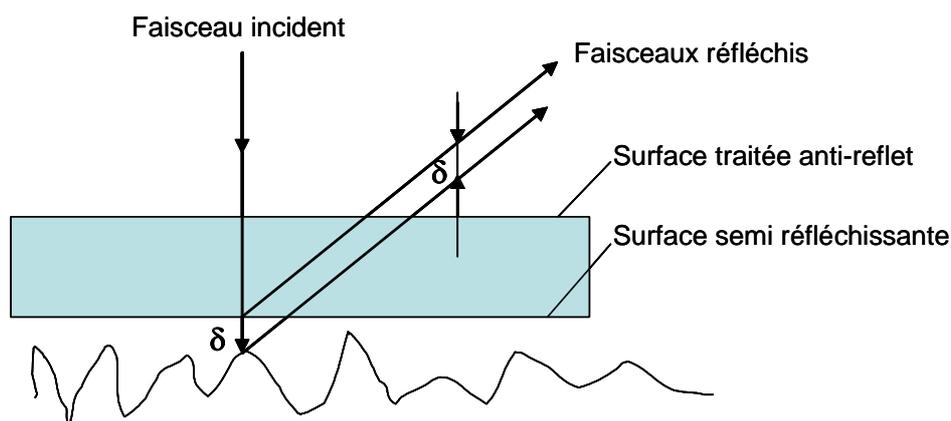


Fig 4.23 Principe de mesure de la hauteur des aspérités par interférométrie

Enfin, on peut citer, dans les méthodes optiques, le microscope à force atomique (AFM). Son principe consiste à éclairer à l'aide d'une diode laser le dos d'un micro levier qui se déplace sur la surface rugueuse. Les déviations du rayon laser réfléchit vers des photodiodes réceptrices permettent de remonter à la topologie de la surface scrutée. La précision d'un tel système de mesure atteint le dixième de nanomètre, pour des faibles rugosités, et des petites aires de surfaces mesurées. Le tableau (4.2) récapitule les données techniques de ces différentes méthodes de mesures surfométriques (données LTDS).

	TACTILE	LASER	INTERFEROMETRIE	A.F.M.
Capteur	Avec contact	Sans contact	Sans contact	Sans contact
Amplitude de mesure verticale maximale	6 mm	1 mm	12 μm	5 μm
Résolution verticale maximale	10 nm	10 nm	2 nm	0,1 nm
Résolution latérale maximale	2 μm	1 μm	0.5 μm	5 nm
Surface minimale mesurable	0,5 mm^2	256 μm^2	50 μm^2	1 μm^2
Surface maximale mesurable	50 mm^2	50 mm^2	560 μm^2	100 μm^2
Applications	Rugosités très importantes et faibles, matériaux durs	Rugosités importantes et faibles, matériaux durs, fragile et mous	Rugosités très faibles	Rugosités très faibles

Tableau 4.2 Caractéristiques et applications de différents rugosimètres (Zahouani 1999)

Le relevé topologique de la surface rugueuse à l'échelle des rugosités est effectué au LTDS au moyen d'un microscope interférométrique en lumière blanche.

Le schéma synoptique du système, utilisé en mode VSI, est présenté sur la figure (4.24) (Zahouani, 2000).

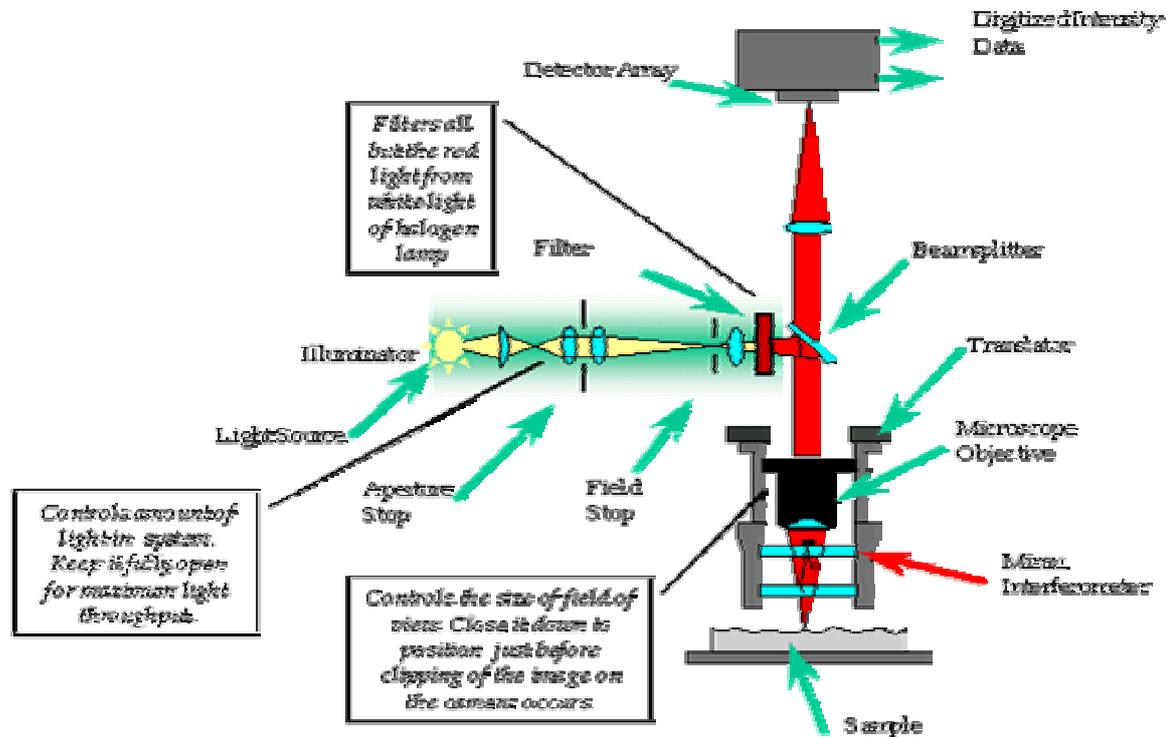


Fig 4.24 Principe des mesures surfométriques par interférométrie optique (données LTDS)

L'interféromètre se compose principalement d'un microscope, et utilise une technique de détection de phase par interférométrie. Le phénomène d'interférence, résultant de la comparaison entre la lumière blanche réfléchiée par la surface et une surface de référence, est enregistré par une caméra CCD. L'interféromètre est solidaire d'un dispositif de translation piézo-électrique dont le déplacement est contrôlé par un microcalculateur. Les franges d'interférences se déplacent avec le mouvement du translateur piézo-électrique et sont enregistrées pour quatre positions différentes. Il en résulte quatre images dont on connaît l'intensité lumineuse en chaque point (x,y) de la surface (figure (4.25)). Un algorithme adapté traduit les variations d'intensité lumineuse en variations de reliefs.

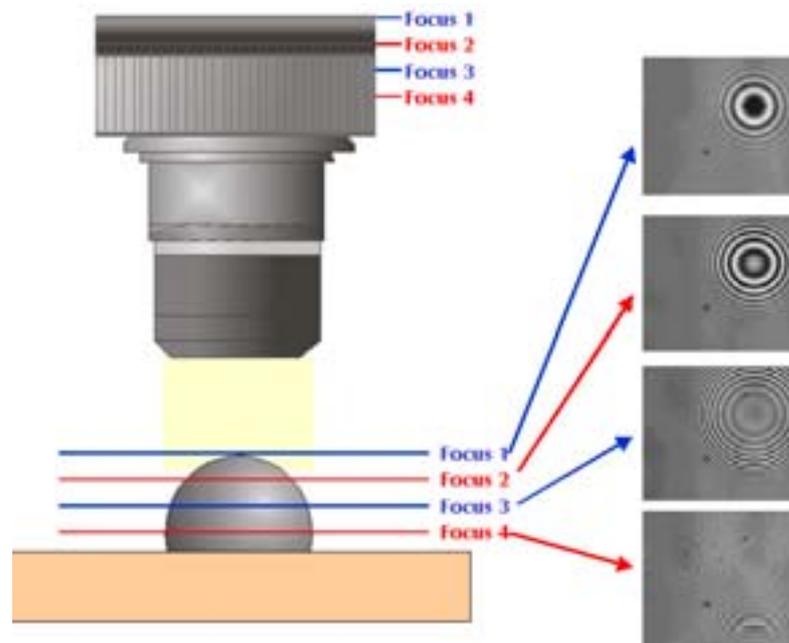


Fig 4.25 Franges d'interférences obtenues en mode de mesure VSI (données LTDS)

Mesures à l'échelle des défauts de forme

A une échelle supérieure à celle des microrugosités, apparaissent des défauts de formes, qui peuvent être des défauts de parallélisme, ou des défauts de planéité. Des mesures de défauts de forme sont effectuées sur nos éprouvettes à l'aide d'un Talyrond. Le Talyrond est un appareil de métrologie destiné à faire de la mesure circulaire. Il se compose d'un plateau sur lequel l'éprouvette est en rotation, et d'un palpeur qui vient au contact de la pièce en rotation. Les variations d'altitude du palpeur sont amplifiées et reproduites sur une table traçante. La mesure nécessite un étalonnage préalable, afin de s'affranchir le mieux possible des défauts de parallélisme, pour ne mesurer que les défauts de planéité. Toutefois il n'est pas possible, à partir du relevé expérimental, de faire une distinction formelle entre les défauts de planéité et de parallélisme résiduel.

4.3.2. Calcul des déformées

La description de la surface métallique rugueuse permet d'estimer le champ des ouvertures sous charge du contact. Le relief de la surface rugueuse précédemment obtenu à l'échelle des rugosités sert de donnée d'entrée à un calcul simulant la mise en contact de cette surface contre un plan lisse possédant les propriétés du saphir et son serrage à une valeur choisie de pression de contact, correspondant aux valeurs de serrage utilisées dans le dispositif expérimental. Différentes méthodes de calcul

d'écrasement des aspérités ont été mises en œuvre pour obtenir le champ des ouvertures. Les techniques utilisées s'appuient sur des modèles d'écrasement en mode de déformations élastiques et élasto-plastiques des rugosités. Une autre façon de procéder consiste à faire subir à la surface rugueuse une troncature (érosion) des sommets des aspérités, s'apparentant à une déformation dans le domaine purement plastique. Une comparaison de cette dernière méthode avec un calcul en déformation élasto-plastique a été effectuée.

Modèles de déformation élastique des rugosités

L'objectif est de déterminer la répartition du champ de pression, la zone de contact, et le champ des ouvertures dans un contact entre deux solides élastiques. Le problème est décomposé en un problème macroscopique supposant les surfaces lisses, et un problème à plus petite échelle, prenant en compte la micro-géométrie des surfaces. Le problème macroscopique, pouvant entraîner une fluctuation du serrage le long du contact (due par exemple à un festonnage des surfaces), n'est pas traité. On suppose connue la répartition macroscopique de la charge (ici elle est uniforme), et la pression moyenne (P_{ca}) est appliquée sur la zone de contact préalablement mesurée par des techniques interférométriques. Le problème est traité en ne considérant que des efforts purement normaux. La zone de contact est supposée de petite taille devant les dimensions caractéristiques des deux corps, et la pente des surfaces est supposée faible. Ces hypothèses permettent d'exprimer les déplacements normaux des surfaces en considérant les deux corps comme des solides semi-infinis. Les massifs en contact sont supposés homogènes et isotropes.

Soit $f_1(x,y)$ la géométrie macroscopique de la surface 1, et $\varepsilon_1(x,y)$ sa microrugosité, mise en contact contre une surface $f_2(x,y) + \varepsilon_2(x,y)$. La distance entre les surfaces avant mise en charge est : $h(x,y) = f_1(x,y) + \varepsilon_1(x,y) + f_2(x,y) + \varepsilon_2(x,y)$.

La mise sous charge W des deux corps est effectuée en rapprochant globalement ces deux massifs d'une distance δ_0 . Les corps se déforment élastiquement, et dans la zone de contact, la distance entre les surfaces est nulle (condition de non interpénétration des solides). La distance entre les surfaces déformées (champ des ouvertures) est donnée par la relation géométrique suivante :

$$d(x, y) = h(x, y) - \delta_0 + u_1(x, y) + u_2(x, y) \quad (4.82)$$

$u_i(x,y)$, $i=1,2$ étant les déplacements normaux des surfaces 1 et 2.

Il est donc nécessaire, pour obtenir le champ des ouvertures après déformation, de disposer d'une relation entre pression et déplacement.

Les déplacements normaux $u_i(x,y)$, $i=1,2$ peuvent être reliés au champ de pression $p(x,y)$ par la relation de Boussinesq :

$$u_i(x,y) = \frac{1-\nu_i^2}{\pi E_i} \iint \frac{p(x',y') dx' dy'}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2}} \quad (4.83)$$

$$u_1(x,y) + u_2(x,y) = \frac{1}{\pi E_{equ}} \iint \frac{p(x',y') dx' dy'}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2}} \quad (4.84)$$

$$\text{avec } \frac{1}{E_{equ}} = \frac{1}{2} \left(\frac{1-\nu_1^2}{E_1} + \frac{1-\nu_2^2}{E_2} \right)$$

De plus, la pression de contact générant ces déplacements $u_i(x,y)$, $i=1,2$, vérifie :

$$\iint p(x',y') dx' dy' = W \quad (4.85)$$

Ce problème est résolu par exemple à l'aide d'une méthode itérative (Jacobi relaxée), avec un schéma aux différences finies (Sainsot, 1999). On recherche la valeur de δ_0 qui permet d'obtenir un champ de pressions en accord avec la charge imposée sur la surface. D'autres méthodes de résolutions sont également employées, notamment une méthode dite de transformée intégrale, dans laquelle une transformée de Fourier des équations de mécanique du solide permettent de déterminer la transformée de Fourier du déplacement, et d'obtenir le déplacement par transformée inverse. Cette technique de résolution dans l'espace de Fourier est beaucoup plus rapide et adaptée pour résoudre le problème de contact, et est la méthode retenue (Sainsot, 1999).

Ce calcul de contact, en mode de déformation élastique des aspérités, appliqué sur la topologie d'une zone de contact scrutée de l'éprouvette B_1 (figure (3.12)) donne, pour une pression de contact moyenne de 200 MPa, le champ des ouvertures représenté sur la figure (4.26) :

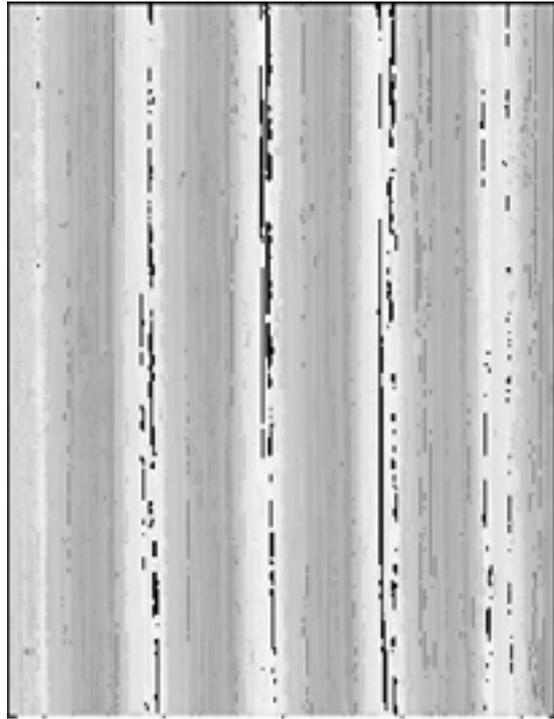


Fig 4.26 Champ des ouvertures à 200 MPa, déformation élastique, éprouvette B₁

La surface de contact (en noir sur la figure) est alors de 1,7 % de la surface nominale. Une pression de contact moyenne de 200 MPa sur cette aire de contact entraîne une pression locale de plus de 11 000 MPa, bien supérieure à la limite d'élasticité de l'acier 316L. Ce résultat implique que le mode de déformation purement élastique des rugosités ne peut pas être retenu dans cette configuration de contact. Les déformations élasto-plastique des rugosités doivent être envisagées.

Modèles de déformation élasto-plastique des rugosités. Méthode LMC

Il existe différentes manières d'aborder la déformation des rugosités dans le domaine élasto-plastique. La première, compte tenu du calcul élastique qui vient d'être présenté, consiste à appliquer une loi de plasticité sur les contraintes de surface, lorsque la pression calculée l'impose. Le calcul au moyen de cette méthode (Sainsot, 1999) s'effectue de la façon suivante :

- Calcul élastique des pressions de contact ;
- Application de la loi de plasticité du matériau à la compression, si la pression locale de contact est supérieure à la limite élastique du matériau P_{lim} (un exemple de loi de plasticité est présenté sur la figure (4.27)) ;

- Détermination de la déformation plastique de surface pour qu'au chargement suivant, la limite élastique ne soit pas dépassée ;

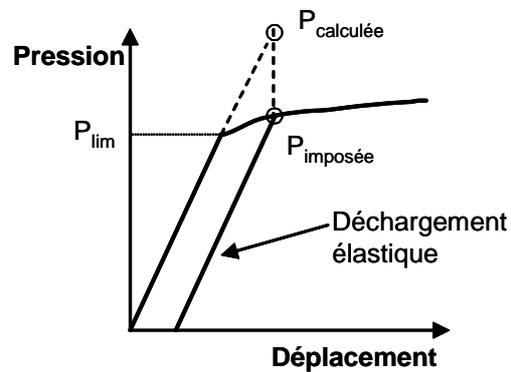


Fig 4.27 Exemple de loi de plasticité

Le nouveau champ des ouvertures de la surface B_1 , serrée contre le saphir à 200 MPa, obtenu par ce calcul, est présenté sur la figure (4.28). La surface de portance (i.e. la surface réelle de contact) est à présent de 12,7% de l'aire nominale. On peut remarquer qu'en déformation élasto-plastique, la surface n'est pas percolante dans le sens orthogonal aux stries, contrairement au calcul élastique (figure (4.26)).

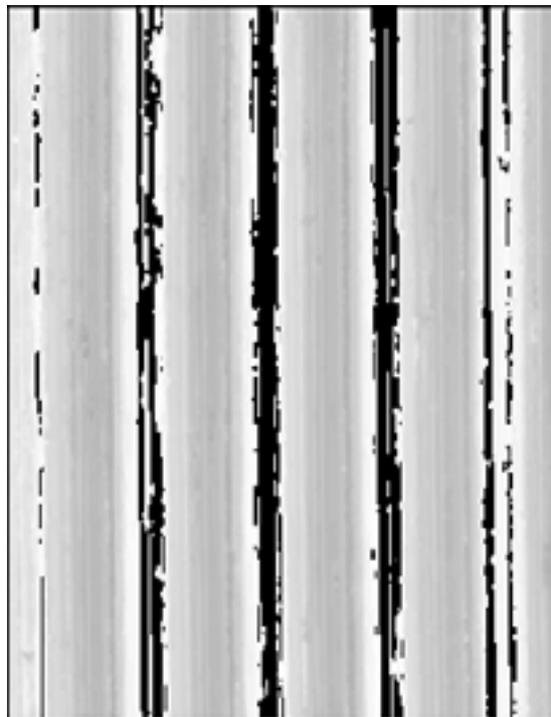


Fig 4.28 Champ des ouvertures à 200 MPa, déformation plastique, éprouvette B_1

Modèles de déformation élasto-plastique des rugosités. Méthode LTDS

Une approche avec une philosophie un peu différente est employée au LTDS afin de déterminer le champ des ouvertures du contact (Zahouani, 2000). Elle est basée, dans le régime élastique, sur la théorie du contact normal de Hertz (1882). Cette théorie permet, lorsque i) les solides sont des corps semi infinis, ii) les déformations sont petites, et iii) il n'y a pas de frottements, de déterminer la dimension de l'aire de contact et la distribution des contraintes et déformations, et de les relier à la pression de contact, en fonction de la géométrie des solides, et de leur module d'élasticité (ou module d'Young).

Si δ est l'enfoncement local d'un sommet d'aspérité, caractérisé par ses rayons de courbures R_x et R_y , on a :

$$\delta = z - d \quad (4.86)$$

avec z la hauteur du sommet avant écrasement, et d la distance entre le plan moyen de la surface rugueuse (défini au sens des moindres carrés) et le plan lisse indéformable.

La force exercée sur le sommet de l'aspérité est alors :

$$F = \frac{4}{3} E^* R^{\frac{1}{2}} \delta^{\frac{3}{2}} \quad (4.87)$$

avec $\frac{1}{R} = \frac{1}{R_x} + \frac{1}{R_y}$

et $\frac{1}{E^*} = \frac{1}{E_1} + \frac{1}{E_2}$

E_1 et E_2 étant les modules d'Young des deux solides en contact. L'aire de contact est donnée par l'expression :

$$A_c = \pi \delta R \quad (4.88)$$

et la pression de contact par :

$$p = \frac{4 E^*}{3 \pi} \left(\frac{\delta}{R} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.89)$$

Sur la surface scrutée par interférométrie, les rayons R_x et R_y des sommets d'aspérités sont déterminés, et un calcul Hertzien est effectué, pour un enfoncement donné δ , afin d'évaluer les pressions et les aires de contact sur chaque aspérité. La convergence du calcul est atteinte lorsque la force moyenne imposée sur la surface

rugueuse (pression moyenne multipliée par l'aire nominale de la surface) est égale à la somme des forces s'exerçant sur chaque aspérité. Un test est alors effectué pour déterminer le mode de déformation de chaque aspérité, en fonction de la pression locale de contact. Trois cas sont distingués :

- si la pression est comprise entre 0 et 1,1 fois la limite élastique du matériau, le régime de déformation est élastique,
- si la pression est comprise entre 1,1 fois et 3 fois la limite élastique Y du matériau, le régime de déformation est élasto-plastique.

On considère le domaine élasto-plastique lorsque la pression locale est comprise entre 0,39 et 1 fois la dureté H du matériau (Tabor en 1951 a montré que le premier écoulement plastique apparaissait à environ 0,4 fois la dureté du matériau (Zahouani, 2000)). Pour une pression de 0,39 H, un premier enfoncement critique a lieu. Sa valeur est :

$$\delta_1 = R \left[0,92 \frac{H}{E^*} \right]^2 \quad (4.90)$$

Un deuxième enfoncement critique a lieu, juste avant la plasticité totale (Johnson, 1985) :

$$\delta_2 = 54 \delta_1 \quad (4.91)$$

Dans le domaine élasto-plastique, la pression peut se mettre sous la forme

$$p_{ep} = k_1 + k_2 \ln \left(\frac{\delta}{a} \right) \quad (4.92)$$

Les valeurs de δ_1 et δ_2 permettent alors de calculer la pression dans tout le domaine élasto-plastique :

$$p_{ep}(\delta) = H \left(1 - 0,6 \frac{\ln(\delta_2) - \ln(\delta)}{\ln(\delta_2) - \ln(\delta_1)} \right) \quad (4.93)$$

et l'aire de contact, et la force exercée sur chaque aspérité :

$$A_{ep}(\delta) = \pi^2 R \delta \left[1 - 2 \left(\frac{\delta - \delta_1}{\delta_2 - \delta_1} \right)^3 + 3 \left(\frac{\delta - \delta_1}{\delta_2 - \delta_1} \right)^2 \right] \quad (4.94)$$

$$\begin{aligned}
F_{ep} &= A_{ep} p_{ep} \\
&= \pi^2 R \delta H \left(1 - 0,6 \frac{\ln(\delta_2) - \ln(\delta)}{\ln(\delta_2) - \ln(\delta_1)} \right) \left[1 - 2 \left(\frac{\delta - \delta_1}{\delta_2 - \delta_1} \right)^3 + 3 \left(\frac{\delta - \delta_1}{\delta_2 - \delta_1} \right)^2 \right] \quad (4.95)
\end{aligned}$$

- Si la pression est supérieure à 3 fois la limite élastique du matériau, le régime de déformation est plastique.

L'aire de contact est alors donnée par la relation :

$$A_p(\delta) = 2\pi R \delta \quad (4.96)$$

La pression moyenne de contact est égale à la dureté H du matériau, et la force plastique exercée sur l'aspérité est :

$$F_p(\delta) = 2\pi R \delta H \quad (4.97)$$

Compte tenu de ces corrections éventuelles de pression et d'aire de contact sur chaque sommet d'aspérité, l'aire réelle de contact, le taux de portance de la surface, et le champ des ouvertures du contact sont déterminés.

Déformation purement plastique des rugosités. Erosion

Dans la plupart des cas qui nous intéressent, la structure des rugosités est telle que la charge imposée n'est répartie que sur quelques sommets d'aspérités conduisant immédiatement à une déformation en régime plastique. Une approche simple de déformation, dans ce cas, consiste à éroder la surface rugueuse en faisant subir à chaque aspérité, une troncature de son sommet (figure (4.29)). La pression locale p_i sur chaque zone de contact i est imposée égale à la dureté H du matériau. La pression macroscopique de contact P est alors égale à :

$$P = \frac{\sum_i p_i A_i}{A} = H \frac{\sum_i A_i}{A} \quad (4.98)$$

A étant l'aire nominale de contact.

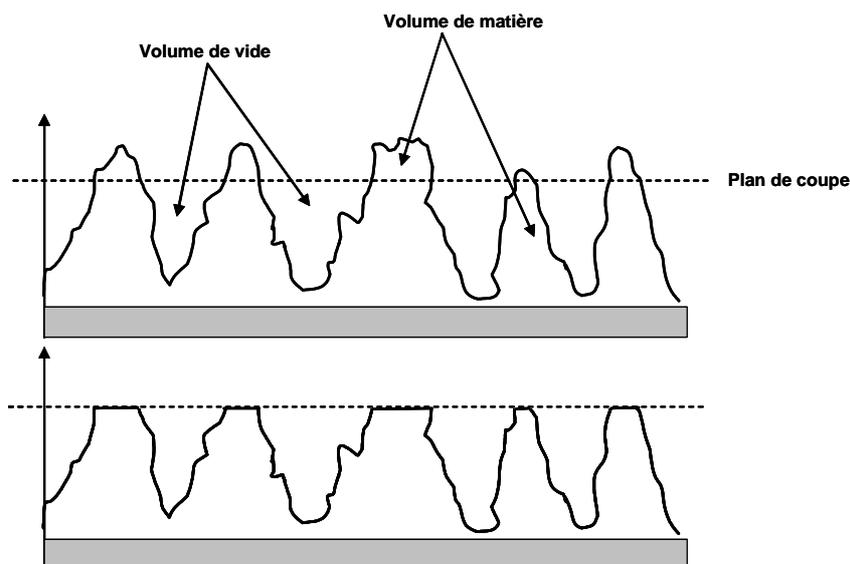


Fig 4.29 Obtention du champ des ouvertures par érosion (régime de déformation plastique)

L'inconvénient majeur de cette méthode est qu'elle ne respecte pas le bilan de matière solide. Néanmoins, si les rugosités sont de forte amplitude, l'impact sur le champ des ouvertures est tout à fait mineur comme l'indique la comparaison effectuée à l'aide d'un calcul d'écoulement s'appuyant sur les différents champs des ouvertures déformés obtenus sur l'éprouvette B₁, utilisée dans nos expériences (cf Tableau (4.3)).

Comparaison des champs des ouvertures obtenus par les différentes méthodes

Les figures (4.26) et (4.28) ont précédemment permis de comparer l'influence des modèles de déformations utilisés pour déterminer le champ des ouvertures du contact, les résultats étant très différents : en déformation élastique, le contact est beaucoup plus ouvert, et la surface de portance (i.e. l'aire réelle de contact), c'est-à-dire l'ensemble des mailles de la grille à ouverture nulle, est trop faible (1,7% de l'aire nominale de contact) pour supporter la charge totale imposée de 200 MPa.

La figure (4.30) représente l'ouverture d'un contact formé par le serrage d'une surface striée (surface « test ») contre un plan lisse en verre, sous une pression nominale de contact de 200 MPa. Le calcul en mode de déformation élasto-plastique des rugosités est effectué au moyen des deux méthodes présentées précédemment (méthode LMC et méthode LTDS).

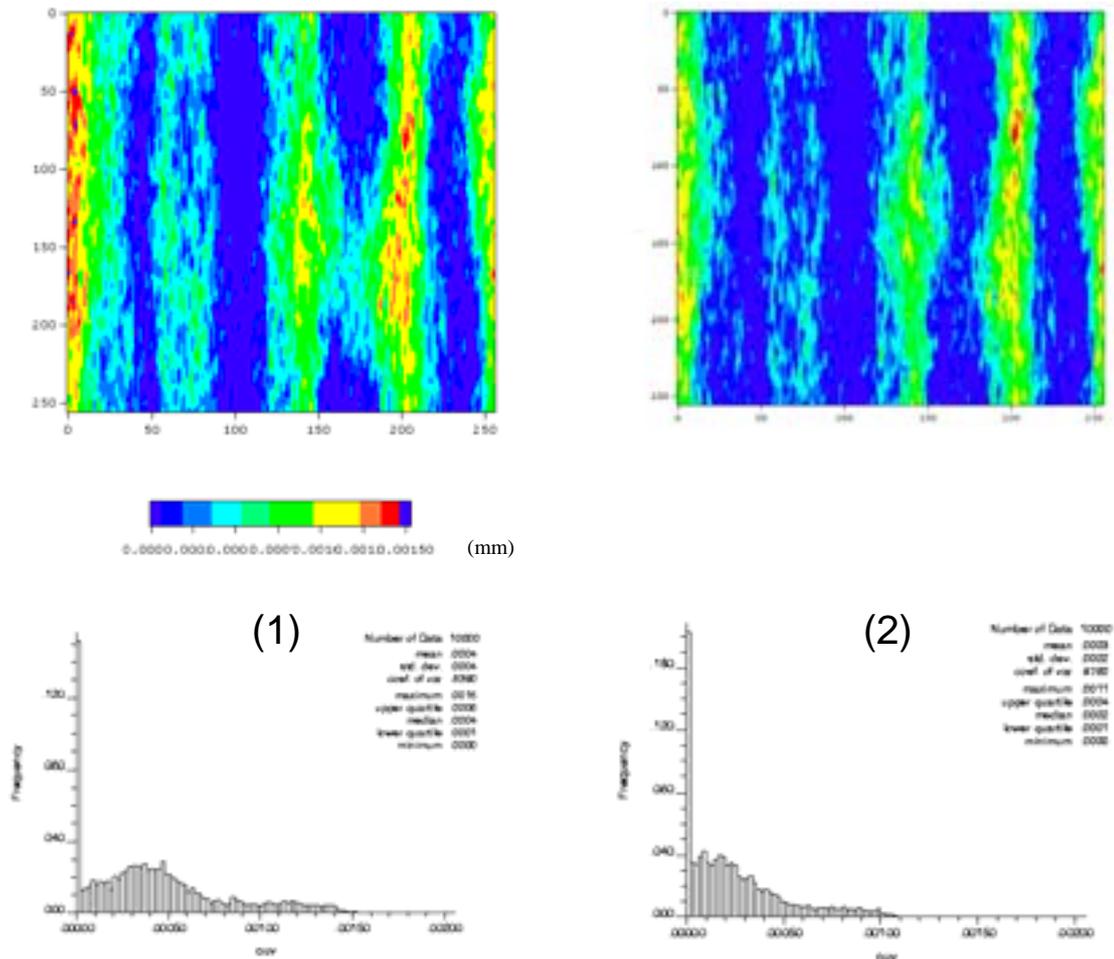


Fig 4.30 Champs des ouvertures (mm) comparés de la surface « test », obtenus en mode de déformation élasto-plastique. Méthode LTDS (1) et méthode LMC (2), pour une pression de contact apparente de 200 MPa

La méthode de calcul élasto-plastique employée au LTDS, basée sur une théorie du contact de Hertz, conduit à des valeurs d'ouvertures légèrement supérieures à celles obtenues par la méthode LMC. Sur l'histogramme des valeurs, on trouve des ouvertures atteignant 1.5 micromètres dans le calcul LTDS, alors que les ouvertures les plus grandes dans le cas LMC sont de l'ordre du micromètre. Ceci s'explique par la modélisation des déformations : dans le modèle LMC, tout le volume de chaque aspérité est déformé élastiquement, alors que dans la méthode LTDS, seule la surface des aspérités est déformée, comme dans le cas de la troncature.

Des calculs comparatifs d'écoulement réalisés à partir des champs des ouvertures obtenus par ces différentes méthodes sont présentés dans ce chapitre, au paragraphe 4.4.1.

4.4. Comparaison calculs / expériences

Dans ce paragraphe, les outils numériques mis en place sont utilisés afin d'estimer un débit de fuite au travers du contact, et de le confronter aux résultats expérimentaux obtenus sur les deux éprouvettes de la famille B. Dans un premier temps, seules les informations de surfométrie à l'échelle des rugosités sont prises en compte dans le calcul du tenseur local de perméabilité, à l'aide de la solution du problème de fermeture du premier changement d'échelle « Reynolds microscopique→Reynolds local ». Cette première estimation s'avère inadéquate, et nécessite la prise en compte d'information à une échelle supérieure.

4.4.1. Calculs à l'échelle des rugosités

Influence du modèle de déformation

Le champ des ouvertures de l'éprouvette B_1 , mesuré sur une surface de $230 \times 303 \mu\text{m}$ et présenté sur la figure (4.31), est calculé sous une pression de contact $P_{ca} = 200 \text{ MPa}$, à l'aide des différents modèles de déformation présentés précédemment (modèles élastique, élasto-plastique et plastique).

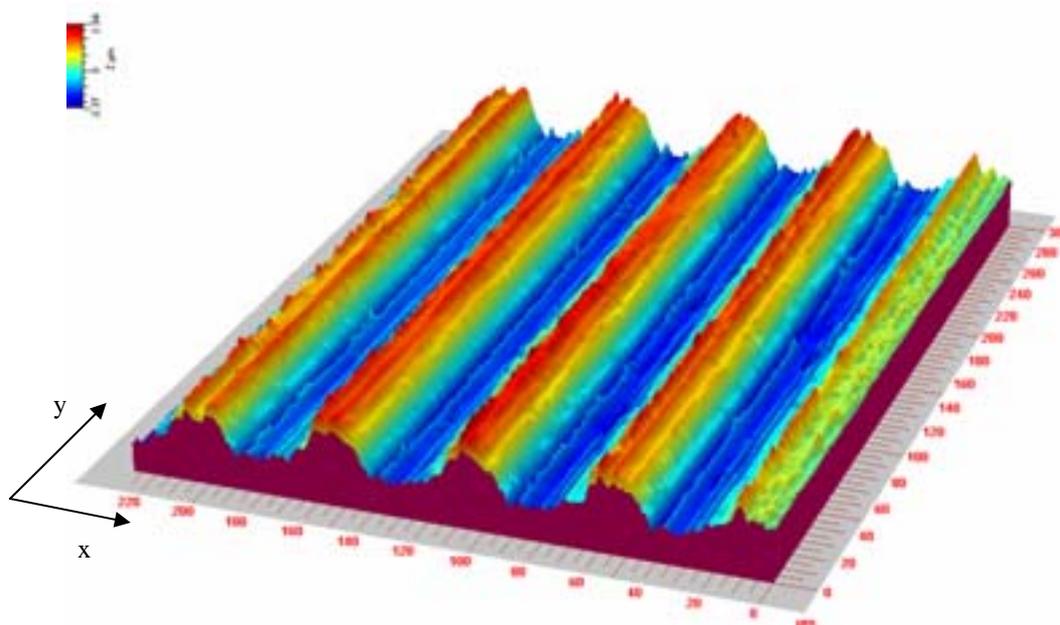


Fig 4.31 Image interférométrique d'une portion de surface de l'éprouvette B_1

Un calcul du tenseur local de "perméabilité" est effectué, en résolvant le problème de fermeture (4.67) à (4.71). La topologie de la surface B_1 est décrite par un champ d'ouvertures de 480 points en abscisse avec un pas $0,48 \mu\text{m}$, sur 736 points en

ordonnée, avec un pas de $0,41\mu\text{m}$. Sous une pression de contact de 200 MPa, la figure (4.28) indique qu'il n'y a plus de passage possible en sommet de stries, rendant impossible une fuite radiale directe, ce qui implique pour la fuite, un écoulement purement spiral (il faut bien noter que la surfométrie à l'échelle des rugosités ne rend pas compte du caractère spiralé de la surface, mais seulement de son caractère strié). L'algorithme de percolation confirme que la direction parallèle aux stries est la seule percolante. Dans ces conditions, le calcul se limite au seul terme K_{yy}^* du tenseur de "perméabilité" ($K_{xx}^* = K_{xy}^* = 0$). Le tableau (4.3) récapitule les résultats obtenus.

	K_{yy}^* (μm^3)
Déformation élasto-plastique (LMC)	0,94
Déformation élasto-plastique sans interactions (LTDS)	1,12
Déformation élasto-plastique avec interactions (LTDS)	1,30
Déformation plastique	1,03

Tab 4.3 Tenseur de perméabilités calculé sur la surface B_1 pour différents modèles de déformation, pression de contact de 200 MPa

Le calcul n'est pas effectué en mode de déformation élastique des rugosités, ce cas de figure n'étant pas réaliste en terme d'aires réelles de contact (figure (4.26)). Les sommets des rugosités ont donc tendance à plastifier. Ce résultat est confirmé par les calculs de "perméabilité", qui montrent une influence faible du mode de déformation des rugosités. Le calcul plastique, très simple, consistant à éroder les sommets de la surface, offre un résultat tout à fait comparable à ceux des modèles de déformation élasto-plastique.

Les stries ayant un caractère périodique, on peut s'interroger sur l'influence que peuvent avoir les plus petites rugosités, attribuées précédemment au « bruit d'usinage », sur la "perméabilité". La question revient à se demander jusqu'à quelle échelle il est nécessaire de descendre dans la description de la surface pour modéliser convenablement son comportement vis-à-vis du transport d'un fluide. Afin d'étudier cette influence pour un écoulement en spirale, un calcul de perméabilité est effectué sur une strie unique (de largeur $42\mu\text{m}$), la longueur de la strie restant égale à $303\mu\text{m}$. Sur une strie de la surface B_1 , représentée en coupe sur la figure (4.32), un calcul à

200 MPa (avec un modèle de déformation plastique) conduit à une "perméabilité" de $1,11 \mu\text{m}^3$. Ce résultat est en excellent accord avec ceux du tableau (4.3).

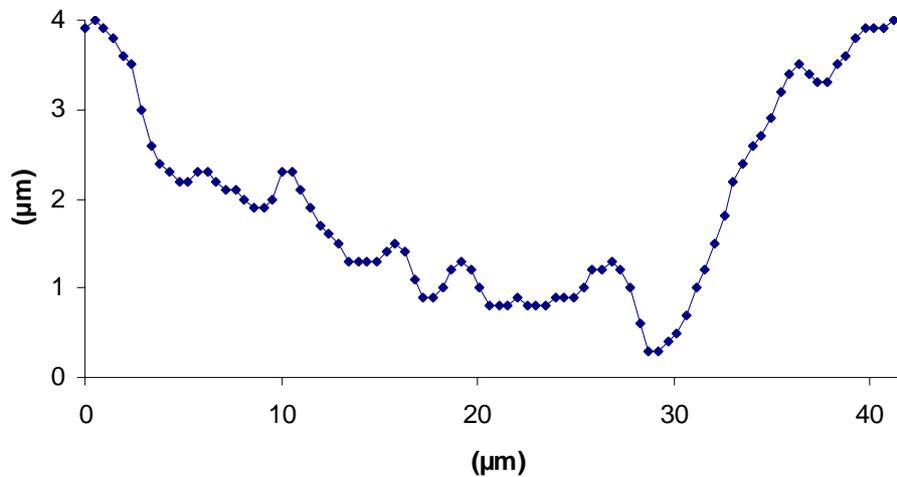


Fig 4.32 Géométrie de calcul de perméabilité sur une strie, surface B_1

En se plaçant dans le plan de la figure (4.32) (on ne conserve qu'un profil de cette même strie, ce qui revient à considérer un profil constant), le problème basé sur le modèle de Reynolds possède une solution analytique. En effet, le calcul se ramène à l'association en parallèle de "perméabilités" proportionnelles à l'ouverture au cube. Ce problème similaire à l'écoulement dans un milieu stratifié a pour solution (Quintard et Whitaker, 1987) :

$$K_{yy} = \sum_i \varepsilon_i K_i \quad (4.99)$$

Nous obtenons, sur le profil de la strie présentée figure (4.32), une perméabilité $K_{yy}^* = 1,16 \mu\text{m}^3$. Ce calcul analytique, s'il est supérieur d'environ 5% à l'estimation faite sur toute la longueur de la strie permet d'obtenir très rapidement une estimation tout à fait acceptable de la "perméabilité" dans le sens de la spirale.

Le même calcul a ensuite été appliqué à une fonction sinus de la forme $a \cdot \sin(\omega x + \pi)$. A titre exploratoire, les paramètres a et ω ont été ajustés manuellement afin de donner une représentation approximative du profil des rugosités (figure (4.33)).

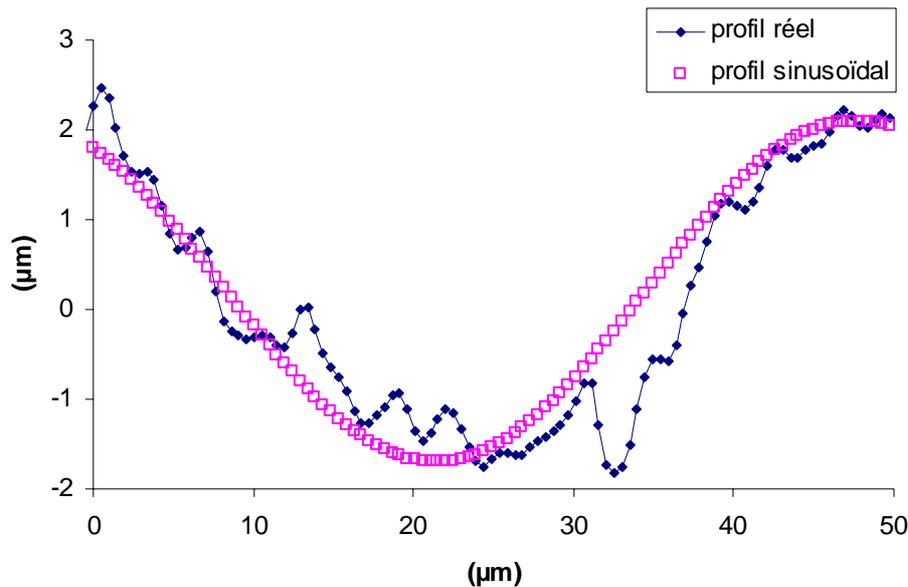


Fig 4.33 Profil des rugosités modélisé par une fonction sinusoïdale

En se cantonnant à ce seul profil, le résultat en terme de "perméabilité" est $K_{yy}^* = 1,22 \mu\text{m}^3$ ce qui est en très bon accord avec les résultats obtenus précédemment. Ce résultat confirme qu'il n'est peut être pas nécessaire, dans ce cas particulier d'écoulement spiralé, de détailler très finement l'ouverture du contact, puisqu'un modèle sinusoïdal relativement grossier permet d'obtenir une très bonne approximation de la "perméabilité", et ne nécessite pas un meilleur raffinement. Il faut cependant nuancer cette affirmation qui reste valable dans la mesure où la fluctuation de l'ouverture reste ici faible comparée à sa valeur moyenne. Une conclusion un peu différente s'imposerait sans doute sur un profil ayant subi une grande déformation.

Par ailleurs, toutes ces estimations ne restent cependant valables que dans le cadre d'un écoulement en spirale. En effet, dans un cadre plus général de surfaces percolantes dans les deux directions (parallèlement aux stries d'usinage, mais également dans la direction perpendiculaire aux stries), les micro-rugosités peuvent jouer un grand rôle, l'écoulement résultant d'un écoulement en spirale, et d'un écoulement au travers de passages préférentiels en sommets de stries. Ces écoulements radiaux peuvent vite devenir prépondérants, le contraste d'échelle influant fortement sur la valeur du gradient de pression dans les deux directions.

Influence de la pression de contact apparente

Le modèle de déformation plastique des aspérités donnant des résultats en très bon accord avec ceux basés sur des modèles élasto-plastiques, une pression de contact apparente (P_{ca}) variant de 200 à 800 MPa a été simulée par érosion sur la surface $230 \times 303 \mu\text{m}$ scrutée sur l'éprouvette B_1 (le modèle de déformation étant cette fois appliqué sur l'ensemble de la surface). A chaque niveau d'érosion (i.e. pour chaque valeur d'enfoncement du plan rigide dans la surface rugueuse), on peut calculer l'aire réelle de contact (la portance), la pression de contact apparente, et l'ouverture moyenne du contact. Pour une surface aléatoire, loin du seuil de percolation, un résultat a été mis en évidence, conduisant à une relation classique de type (Plouraboué, 1996) :

$$K_{yy}^* \propto \langle h \rangle^3 \quad (4.100)$$

Les résultats obtenus pour K_{yy}^* en fonction de l'ouverture moyenne pour différentes pressions de contact dans le cas de notre surface striée issue de l'éprouvette B_1 , sont représentés sur la figure (4.34) :

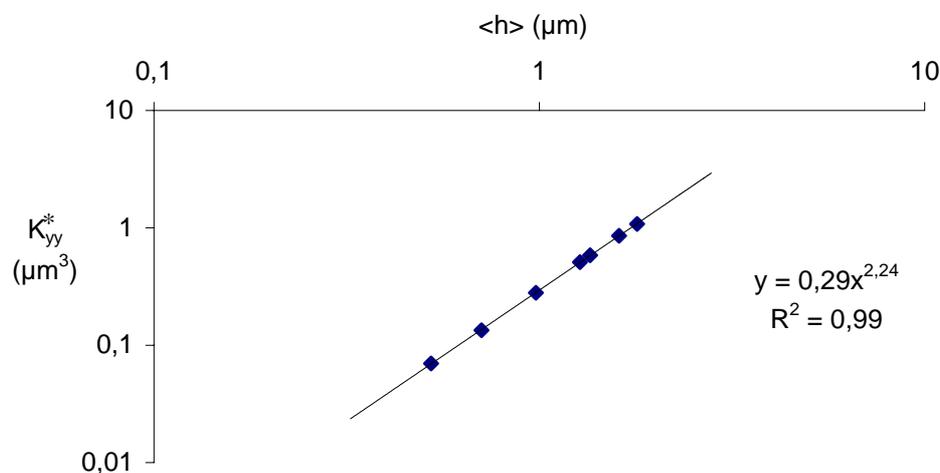


Fig 4.34 Evolution de la perméabilité locale en fonction de l'ouverture moyenne du contact, éprouvette B_1

Ce résultat, à confirmer sur un plus grand nombre de pressions de contact, semble montrer que, comme dans le cas de surfaces aléatoires gaussiennes, un comportement en loi puissance de la "perméabilité" dans le sens des stries peut être obtenu. La valeur de l'exposant observé ici (2,24 au lieu de 3) est probablement très dépendante de la microstructure.

La figure (4.35) montre l'évolution du même terme diagonal non nul du tenseur de "perméabilité" en fonction de la pression de contact imposée, sur la surface B_1 .

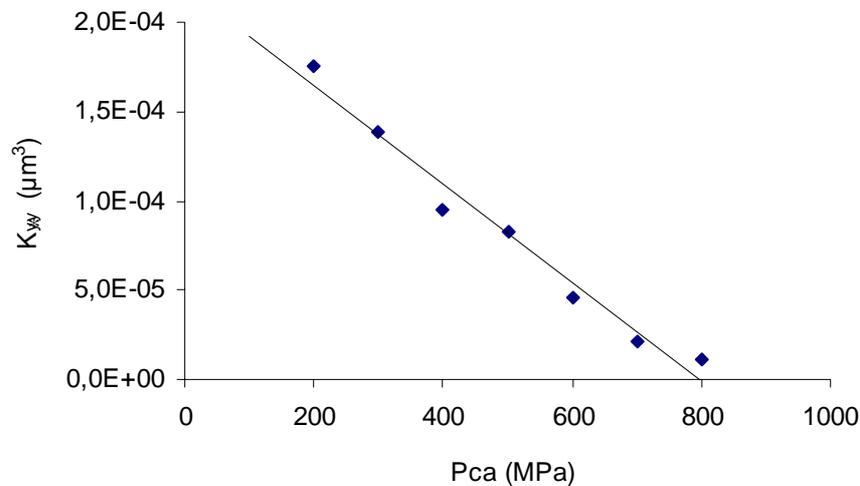


Fig 4.35 Evolution de la perméabilité calculée en fonction de la pression de contact, surface B_1

Ce résultat montre une évolution plutôt linéaire de la "perméabilité" calculée, ne correspondant d'ailleurs absolument pas aux observations expérimentales décrites au chapitre 3, où un comportement en loi puissance de la "perméabilité" en fonction du serrage semblait se dégager.

Confrontations aux résultats expérimentaux

Les calculs de perméabilité faits à partir de la seule description à l'échelle des rugosités des surfaces montre qu'il ne peut pas y avoir d'écoulement radial, l'ouverture du contact en sommet de chaque strie étant nulle. Ceci implique que, si l'on s'en tient à cette description, l'écoulement dans le contact est purement spiral. Le débit de fuite au travers du contact peut alors être estimé à partir du K_{yy}^* , en apparentant le contact à un canal unique, dont la longueur est égale, en première approximation, à n fois la circonférence du contact, n étant le nombre de stries du contact. Cette approximation se justifie par la très faible dimension du pas d'usinage et de la largeur du contact en regard du diamètre de l'éprouvette. Le débit de fuite est estimé par une formule de Reynolds pour une spire unique de largeur l et de longueur L :

$$q = \frac{Q}{l} = \frac{K_{yy}^*}{\mu} \cdot \frac{\Delta P}{L} \quad (4.101)$$

ou pour un débit-masse par unité de pression Q_m :

$$\frac{Q_m}{\Delta P} = \frac{\rho Q}{\Delta P} = \rho \frac{K_{yy}^*}{\mu} \cdot \frac{l}{L} \quad (4.102)$$

D'après la figure (4.32), on peut estimer l à $40\mu\text{m}$. Le contact comportant entre 3 et 4 stries, et le diamètre moyen du contact valant 40 mm , on peut estimer L à 40 cm . La figure (4.36) représente la comparaison entre le débit massique de fuite estimé par le calcul d'écoulement en spirale (relation (4.102)) sur le champ des ouvertures de la surface B_1 , et le débit de fuite réellement mesuré expérimentalement au travers du contact (éprouvettes B_1 et B_2), de 100 à 800 MPa (Marie et Lasseux, 2002).

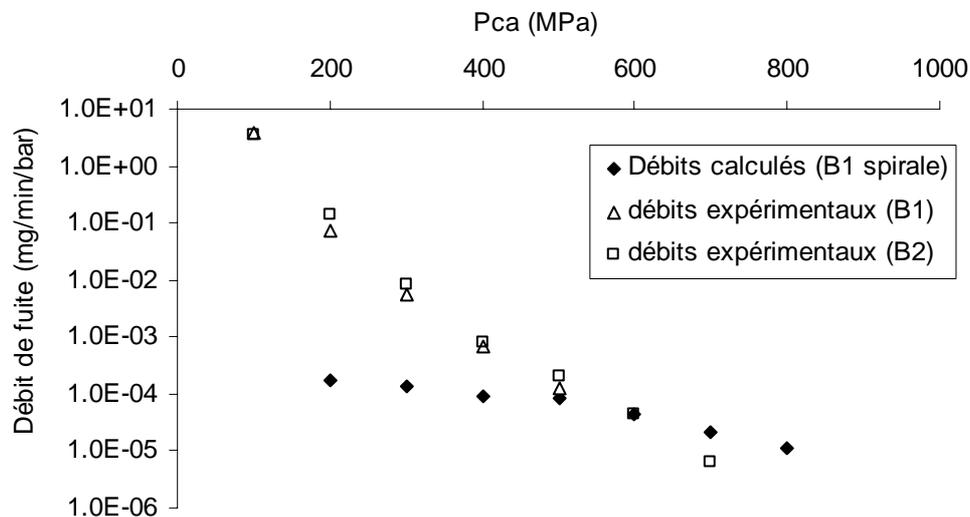


Fig 4.36 Comparaison entre le débit de fuite calculé (en spirale) sur l'éprouvette B_1 , et le débit de fuite mesuré expérimentalement sur les éprouvettes B_1 et B_2 , P_{ca} de 100 à 800 MPa

Les courbes de la figure (4.36) confirme la tendance annoncée par le résultat de la figure (4.35), c'est-à-dire que l'évolution du débit de fuite (ou de la perméabilité calculée) en fonction du serrage est très différente de celle du débit de fuite expérimental. De plus, aux faibles valeurs de la pression de contact, plusieurs ordres de grandeur séparent l'estimation du débit de fuite de sa valeur mesurée : à 200 MPa , un facteur 1000 sépare les deux débits. En revanche, à partir de 500 MPa , et aux plus forts serrages, les estimations sont plus conformes aux observations expérimentales. Visiblement, la description que l'on peut faire du comportement des surfaces à la petite échelle (celle des micro-rugosités) ne suffit pas à répondre au problème posé de l'estimation de la fuite. Compte tenu de ce résultat, il est impératif d'intégrer dans la description des surfaces des éléments morphologiques à plus grandes échelles que

l'on peut obtenir par d'autres méthodes de mesures, par exemple des mesures au Talyrond. Cette technique permet tout particulièrement de mettre en évidence des défauts de forme, c'est-à-dire de planéité ou de parallélisme. Si on peut raisonnablement supposer que les défauts de parallélisme des éléments composant l'empilement dans la cellule de fuite sont en grande partie rattrapés par la rotule que constituent la rondelle de caoutchouc et le disque de téflon (cf chapitre 2), les défauts de planéité peuvent être déterminants dans la mise en place de la fuite.

Enfin, bien qu'un grand soin soit apporté aux manipulations des éprouvettes, on ne peut pas exclure que des rayures accidentelles radiales puissent exister. Elles n'ont toutefois pas été détectées sur les images interférométriques, ou à la loupe binoculaire lors de l'examen visuel des états de surface.

Dans un premier temps, les résultats des mesures Talyrond ont été intégrés dans la représentation des surfaces, afin de prendre en compte les défauts de planéité dans les calculs.

4.4.2. Calculs intégrant les défauts de forme

Analyse des défauts de planéité

Les défauts éventuels de parallélisme des différentes pièces empilées dans la cellule de fuite sont en grande partie compensés par les épaisseurs de matériaux "souples" introduits dans l'empilement (cf § 2.1.2). Il demeure les défauts de planéités de la surface rugueuse et du saphir, qui peuvent être prépondérants pour l'écoulement, et dont il faut tenir compte dans la modélisation du contact. Comme cela a déjà été précisé au § 4.3.1, il n'est pas possible de s'affranchir totalement des écarts de parallélisme sur un relevé Talyrond. Un grand soin a donc été apporté au calibrage de l'appareil, et nous supposons dans l'analyse qui suit que les défauts mis en évidence sont exclusivement des défauts de planéité.

Les tracés des états de surface issus de cette mesure sur une éprouvette de la famille B sont présentés sur la figure (4.37). Elle a été effectuée avant serrage de l'éprouvette dans le dispositif. La figure (4.38) représente une mesure Talyrond de la face du saphir en contact avec l'éprouvette.

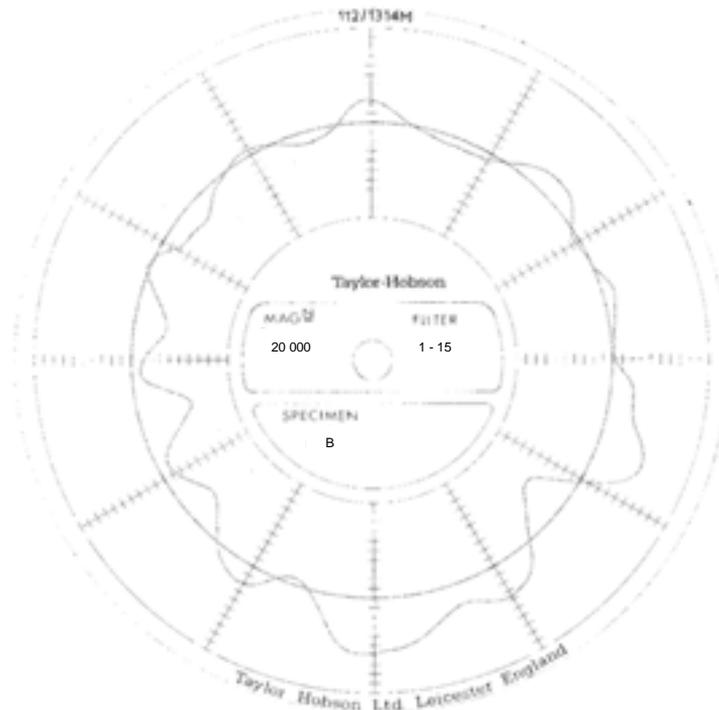


Fig 4.37 Mesure de défauts de forme (Talyrond) effectuée sur une éprouvette de type B, avant serrage dans la cellule de fuite (échelle : $1 \text{ div} = 0.1 \mu\text{m}$)

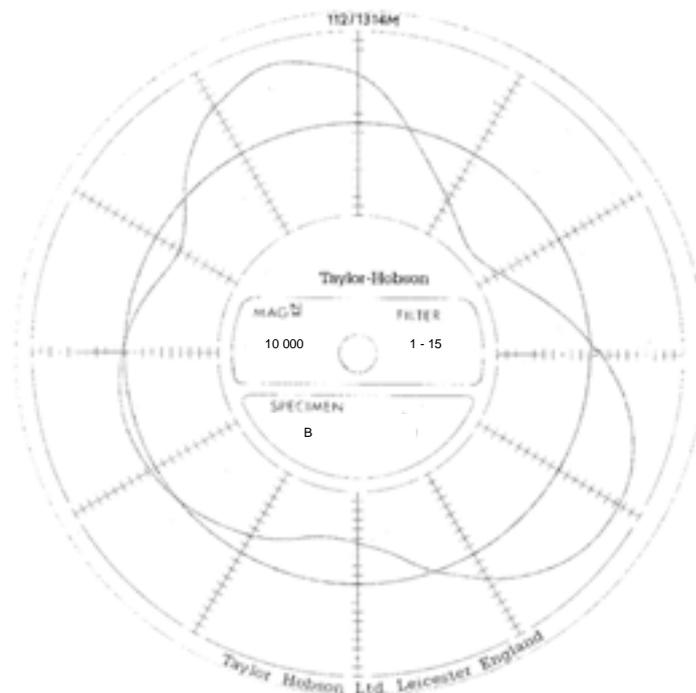


Fig 4.38 Mesure de défauts de forme (Talyrond) effectuée sur le saphir (échelle : $1 \text{ div} = 0.2 \mu\text{m}$)

Les mesures de défauts de surface sur l'éprouvette brute d'usinage montrent une ondulation périodique, de période environ 30° , et d'amplitude moyenne $1 \mu\text{m}$,

pouvant atteindre $1,2 \mu\text{m}$. En revanche, la mesure effectuée sur le massif en saphir présente un défaut de planéité à trois lobes beaucoup plus important, de période 120° , et pouvant atteindre $3 \mu\text{m}$ d'amplitude (la tolérance standard d'usinage de massif en saphir sur une meule et poli miroir est de $3 \mu\text{m}$).

On peut s'attendre à ce que les défauts de planéité aient une grande influence sur le débit de fuite aux faibles valeurs de la pression de contact apparente (P_{ca}), et une influence moins forte aux forts serrages, la fuite empruntant le chemin de la spirale lorsque les macro-ondulations ont disparu. La comparaison effectuée précédemment entre le débit de fuite expérimental et le débit de fuite calculé dans le cas d'un écoulement en spirale (cf figure (4.36)) indique également un écart des résultats beaucoup plus marqué aux faibles serrages, pour lesquels d'autres aspects de la topologie des surfaces doivent être pris en compte, en plus des données à l'échelle des micro-rugosités.

Reconstruction du contact complet

Afin de prendre en compte les ondulations de la surface des éprouvettes dans le sens circonférentiel, le contact dans son ensemble a été reconstruit, à partir de l'information obtenue par le Talyrond, et des mesures à l'échelle des rugosités déjà présentées. La démarche est donc différente de celle présentée au début du chapitre, qui s'appuyait sur deux changements d'échelles successifs pour passer de l'échelle de la rugosité à l'échelle du contact complet, via une échelle dite locale, à laquelle on pouvait définir une surface représentative du contact. Dans la présente approche, un seul changement d'échelle est utilisé, puisque la résolution du problème physique en pression est directement effectuée sur l'intégralité du contact. Le résultat du calcul (i.e. la perméabilité du contact complet, K^{**}) sera donc directement comparable aux résultats expérimentaux, sur K_{global} (cf chapitre 3).

Sur les mesures Talyrond, un relevé systématique des coordonnées est effectué tous les deux degrés, afin d'obtenir le profil des variations d'altitude de la surface à grande échelle, dans le sens circonférentiel du contact. Le profil correspondant à la mesure de la figure (4.37) est représenté sur le graphe (4.39) :

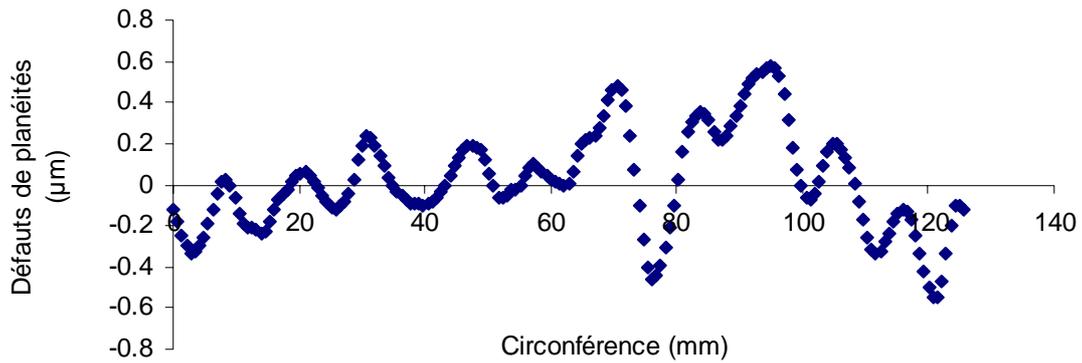


Fig 4.39 Relevé cartésien des défauts de planéité, éprouvette de la famille B

Un profil à l'échelle de la micro-géométrie de la surface B_1 , mesurée par interférométrie optique, est sélectionné dans le sens radial du contact (cf figure (4.21)). Les calculs du paragraphe 4.4.1 semble à priori montrer que le choix de ce profil n'a qu'une faible influence sur le calcul d'écoulement. Ce profil est le motif de base de la génération du contact complet. Celui-ci est reconstruit, à partir du pas d'usinage utilisé lors du tournage des surfaces (ici 0,05 mm par tour) afin de reconstituer la spirale, et en s'appuyant sur les ondulations à grande longueur d'onde, dans le sens circonférentiel du contact, représentées sur la figure (4.39). La figure (4.40) représente la topologie du contact complet ainsi générée (éprouvette B_1), et déroulé afin d'être utilisée en coordonnées cartésiennes pour la résolution. Une condition aux limites de périodicité est donc appliquée dans le sens circonférentiel y du contact, une condition de Dirichlet est appliquée dans la direction x.

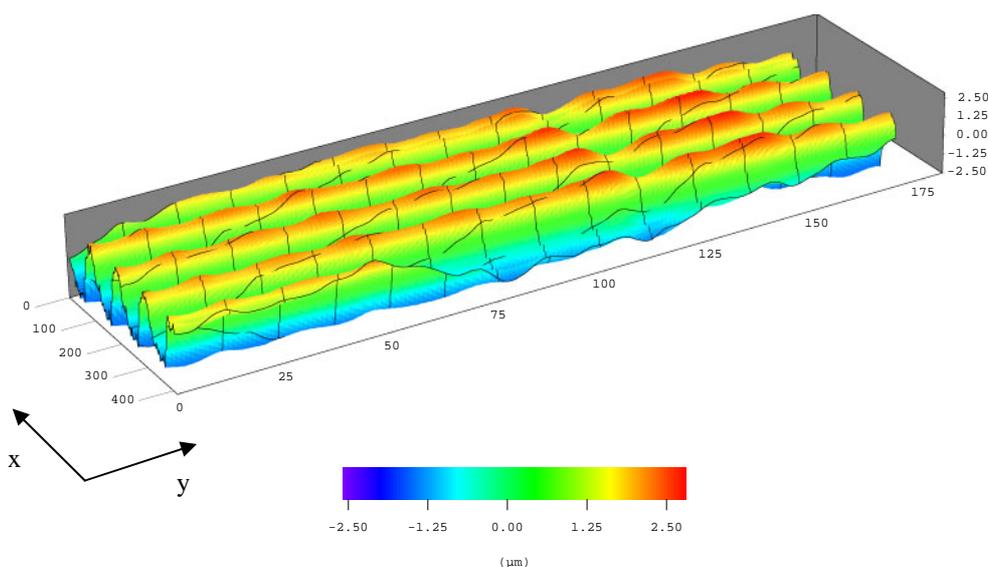


Fig 4.40 Topologie du contact complet généré, éprouvette B_1

Le contact entier est ainsi reconstruit en s'appuyant sur les deux informations obtenues précédemment, à l'échelle des rugosités et à l'échelle des défauts de forme. Dans un premier temps, nous avons fait l'hypothèse que les défauts du saphir, à très grande longueur d'onde, ne se déforme pas plastiquement dans la plage de serrage utilisée pour l'expérience (100-800 MPa). Ceux-ci sont considérés comme entrant plutôt dans une déformation élastique globale des pièces en contact, et n'ayant donc pas une grande influence sur le champ des ouvertures sous charge. Seuls les défauts de planéité de l'éprouvette sont pris en compte dans ce qui suit.

Le champ des ouvertures sous charge est calculé à l'aide d'un modèle de déformation purement plastique des rugosités (modèle par érosion, § 4.3.2) appliquée sur la surface de la figure (4.40), pour des pressions de contact apparentes (Pca) de 100 à 700 MPa. Le champ des ouvertures à 200 MPa est présenté sur la figure (4.41), celui à 600 MPa sur la figure (4.42). Un calcul d'écoulement, basé sur le modèle de Reynolds, est effectué sur le champ des ouvertures aux différentes Pca, avec des conditions aux limites de Dirichlet dans le sens de la largeur du contact, et une condition de périodicité en pression dans le sens circonférentiel du contact. Il s'agit donc ici d'une approche comprenant un seul changement d'échelle (une simulation numérique directe), puisque le calcul est effectué directement sur l'intégralité du contact. Les figures (4.43) et (4.44) représentent respectivement le champ de pression calculé sur le contact à une Pca de 200 MPa, et à une Pca de 600 MPa.

La figure (4.45) représente la norme du débit linéique du fluide au travers du contact ($\sqrt{(q_x/l_y)^2 + (q_y/l_x)^2}$), à une Pca de 200 MPa. S'il est difficile de donner une interprétation physique claire de cette grandeur, cette représentation a cependant le mérite de mettre en évidence les zones de passage du fluide au travers du contact.

Les figures (4.46) et (4.47) représentent le champ de la norme du débit-volume de fluide ($\sqrt{q_x^2 + q_y^2}$), à une Pca de 200 MPa, et à une Pca de 600 MPa respectivement.

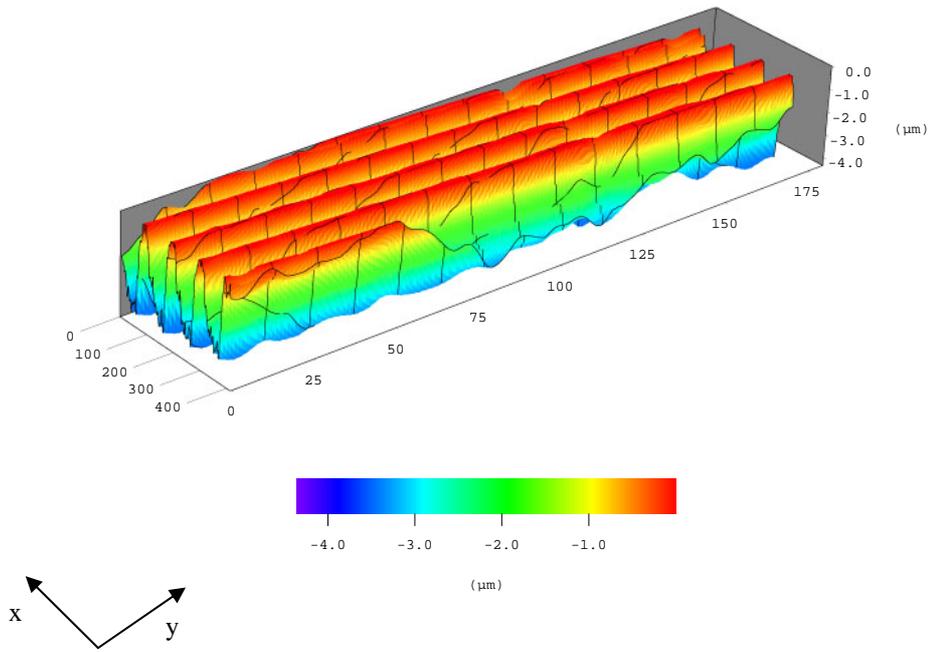


Fig 4.41 Champ des ouvertures du contact, $P_{ca}=200\text{MPa}$

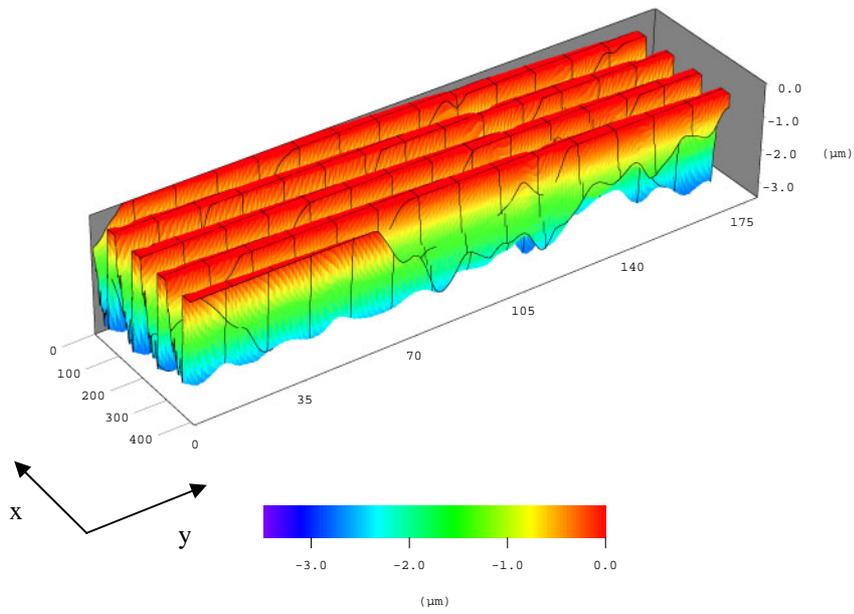


Fig 4.42 Champ des ouvertures du contact, $P_{ca}=600\text{MPa}$

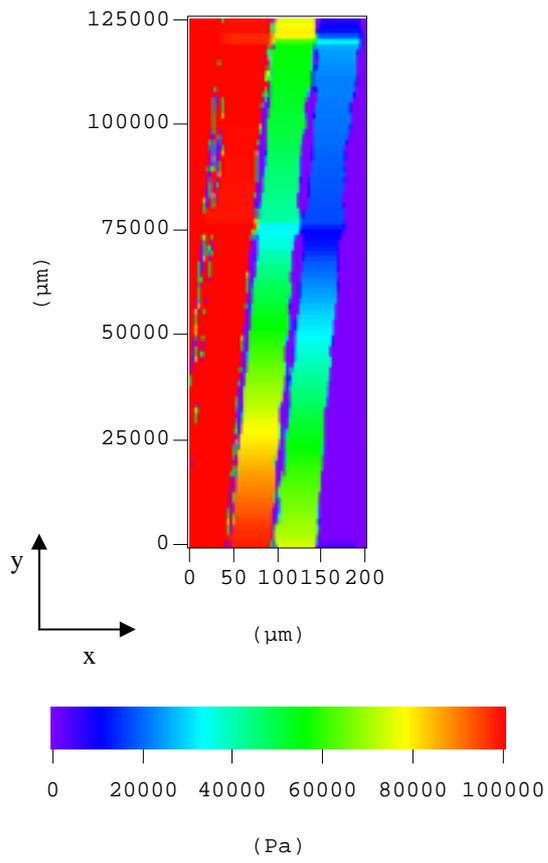


Fig 4.43 Champ de pression, $\Delta P=10^5 Pa$, $Pca=200MPa$

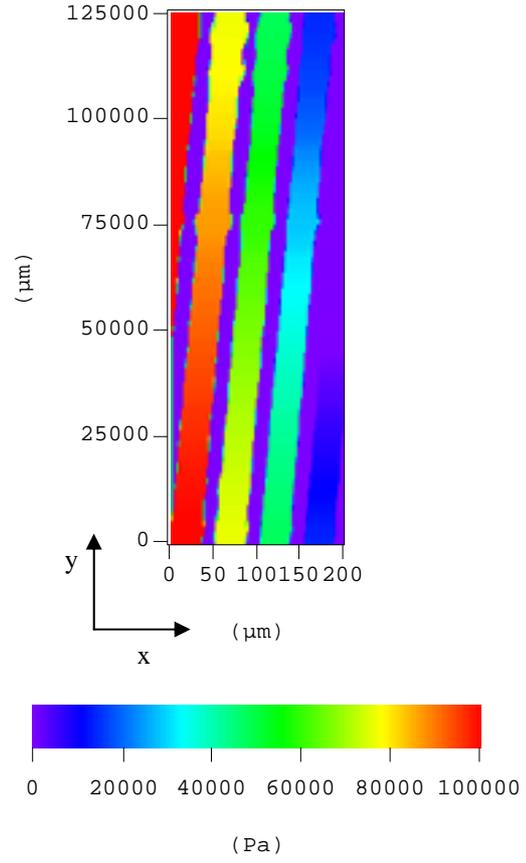


Fig 4.44 Champ de pression, $\Delta P=10^5 Pa$, $Pca=600MPa$

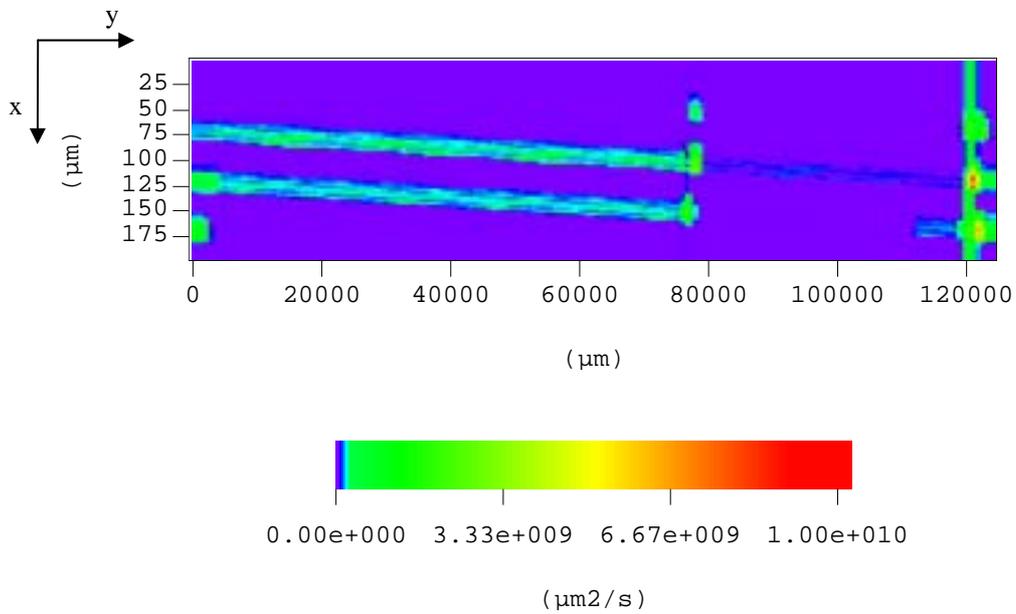


Fig 4.45 Champ de débit linéique (norme), $\Delta P=10^5 Pa$, $Pca=200MPa$

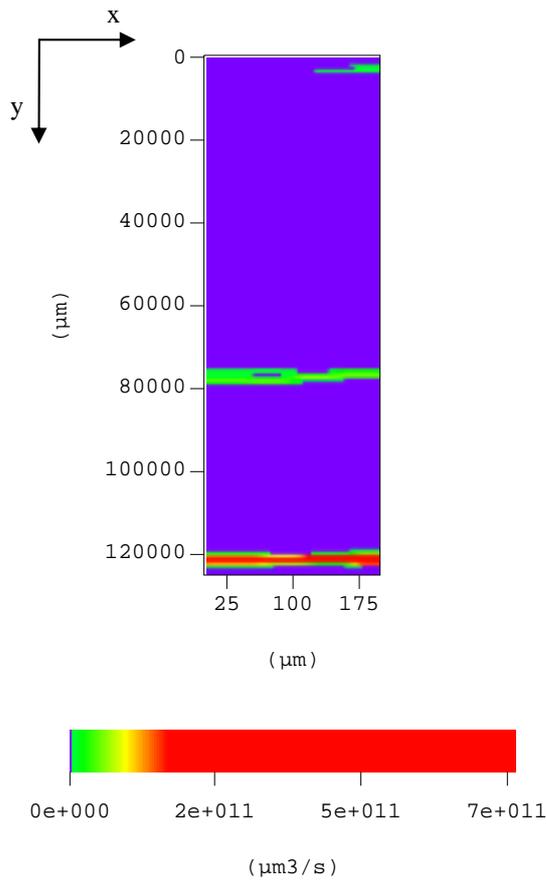


Fig 4.46 Champ de débit-volume (norme),
 $\Delta P=10^5 Pa$, $P_{ca}=200MPa$

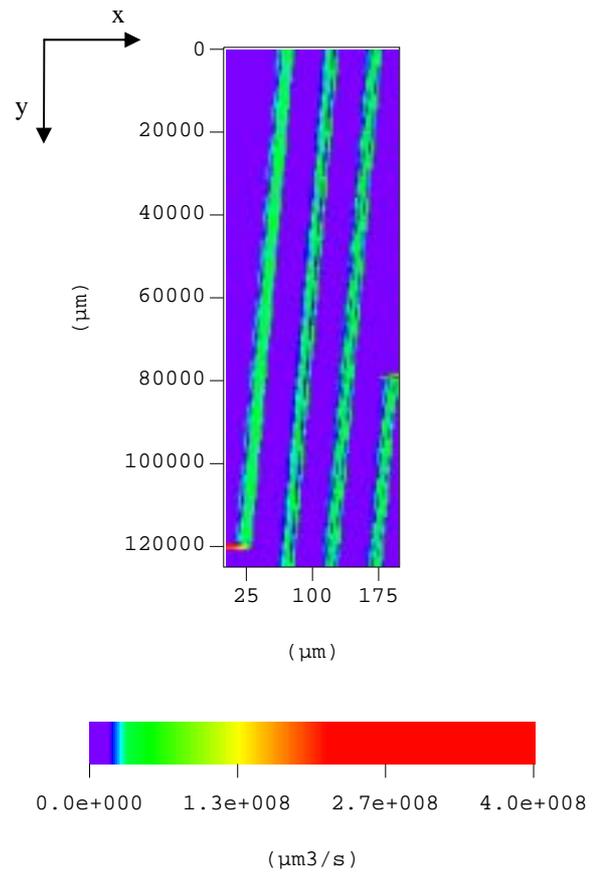


Fig 4.47 Champ de débit-volume (norme),
 $\Delta P=10^5 Pa$, $P_{ca}=600MPa$

On peut d'ores et déjà noter que l'écoulement à une Pca de 200 MPa est principalement radial (cf. Fig. (4.46)), alors que celui à 600 MPa est exclusivement circumférentiel (cf. Fig (4.47)).

Dans cette configuration géométrique de calcul, la comparaison avec le résultat expérimental K_{global} s'effectue sur le terme K_{xx}^{**} du tenseur de "perméabilité" calculé. En effet, la géométrie annulaire du contact (qui est ici déroulée afin de travailler en coordonnées cartésiennes) interdit d'imposer un gradient de pression macroscopique dans la direction circumférentielle (i.e. y). L'écoulement en spirale dans le contact est pris en compte dans le calcul du terme K_{xx}^{**} grâce aux conditions de périodicité. Le terme K_{yy}^{**} du tenseur n'est pas calculé.

Le calcul sur le contact complet généré, sous une Pca de 200 MPa conduit à une perméabilité $K_{xx}^{**} = 1,60 \cdot 10^{-4} \mu m^3$, ce qui est en excellent accord avec les valeurs expérimentales, puisque nous avons obtenu, pour l'éprouvette B₁, $K_{global} = 1,08 \cdot 10^{-4}$

μm^3 , et pour l'éprouvette B₂, $K_{\text{global}} = 2,00 \cdot 10^{-4} \mu\text{m}^3$. Une comparaison est alors effectuée sur toute la gamme de pression de contact employée expérimentalement.

La figure (4.48) résume sur un même graphe, les résultats expérimentaux obtenus sur les éprouvettes B₁ et B₂, et présentés au chapitre 3, et les résultats des simulations sur le contact généré.

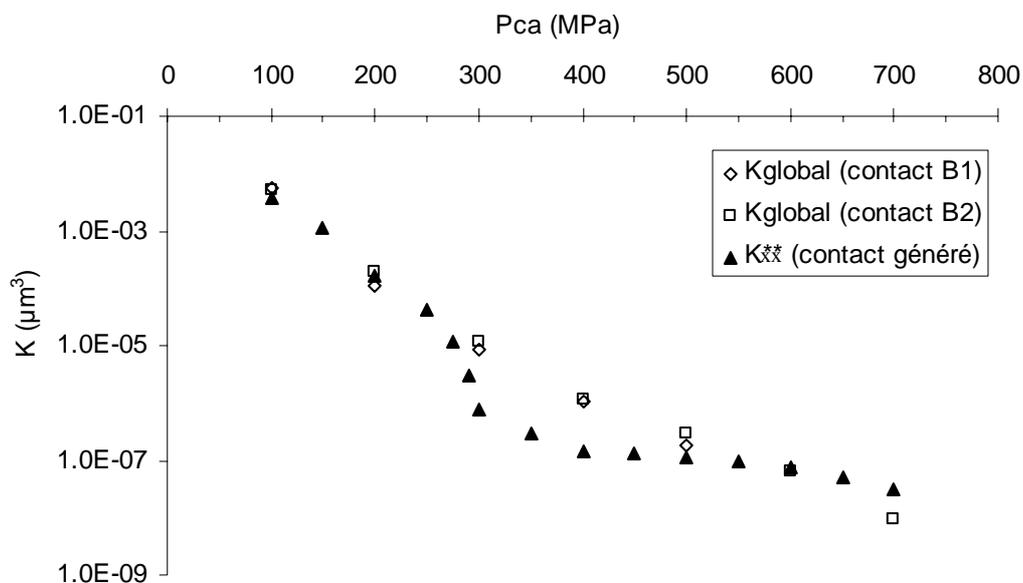


Fig 4.48 Comparaison des perméabilités simulées avec les résultats expérimentaux, pour différentes Pca

Cette confrontation des résultats numériques et expérimentaux met en évidence un assez bon accord entre les prévisions et les mesures. Aux faibles valeurs de Pca, entre 100 et 250 MPa, les perméabilités calculées sont en parfait accord avec les perméabilités expérimentales, comme cela a été illustré à 200 MPa. Aux alentours de 300 MPa, on note une forte variation de la perméabilité simulée, qui diminue brusquement de plus d'un ordre de grandeur, entre Pca = 275 MPa et Pca = 300 MPa. Aux plus fortes valeurs de Pca, on retrouve numériquement une influence moins marquée du serrage, et une évolution similaire à celle précédemment observée lors des calculs effectués à partir des seules données à l'échelle des rugosités.

La décroissance rapide de la perméabilité à partir d'une Pca de 250 MPa peut être expliquée par l'évolution de la topologie du champ des ouvertures déformé. A des pressions de contact apparentes inférieures à 300 MPa, ce sont les macro ondulations circonférentielles du contact qui gouvernent la fuite, selon un processus d'écoulement radial. Lorsque la pression de contact augmente, ces défauts de planéité sont

préférentiellement érodés, et interviennent de façon moins significative dans l'écoulement (la variation de K_{xx}^{**} est d'autant plus rapide que la perméabilité évolue comme le cube de l'ouverture). Nous avons donc une zone de transition (autour de 300 MPa), avec un écoulement qui semble devenir rapidement principalement circonférentiel. L'algorithme de percolation confirme en partie cette explication. En effet, aux faibles valeurs de serrage, le champ des ouvertures est percolant à la fois par passage dans la spirale, et au travers de la spirale. Lorsque la pression de contact augmente, la surface demeure percolante par passage uniquement dans la spirale. Ce changement est significatif de la transition écoulement radial et circonférentiel / écoulement purement circonférentiel. Elle apparaît à des pressions de contact un peu plus élevées que ce que nous supposions précédemment, entre 450 et 500 MPa. Ceci ne contredit toutefois pas ce qui vient d'être dit, l'écoulement pouvant être très majoritairement circonférentiel entre 300 et 450 MPa, sans que la surface ne soit devenue rigoureusement non percolante dans la direction x .

L'évolution brutale de la perméabilité autour de 300 MPa n'est pas observée expérimentalement, l'évolution de K_{global} étant relativement progressive sur toute la gamme de serrage explorée. C'est dans la zone de transition, entre 300 et 500 MPa, que les écarts entre prédiction et expérience sont les plus significatifs. Un écart d'un facteur 10 est noté entre le résultat du calcul et le résultat expérimental pour un serrage de 300 MPa, d'un facteur 7 entre le résultat du calcul et le résultat expérimental pour un serrage de 400 MPa. Cet écart redevient inférieur à 2 dès 500 MPa. Ces écarts peuvent s'expliquer principalement par les approximations faites pour simuler le contact sous charge :

- la non prise en compte des macro-ondulations du massif en saphir, à grande longueur d'onde (typiquement 40 mm). La figure (4.49) fait apparaître un relevé Talyrond similaire à celui du saphir, pour une éprouvette montée dans le dispositif et serrée sous une pression de contact de 800 MPa. Ce résultat semble imputable à une plastification de l'éprouvette au contact du saphir, lorsque la pression de contact est importante. Les figures (4.38) et (4.49) prouvent que les ondulations du saphir jouent un rôle dans la déformation du contact, puisqu'une éprouvette serrée contre le massif en saphir à 800 MPa présente les mêmes défauts de forme que ce dernier.

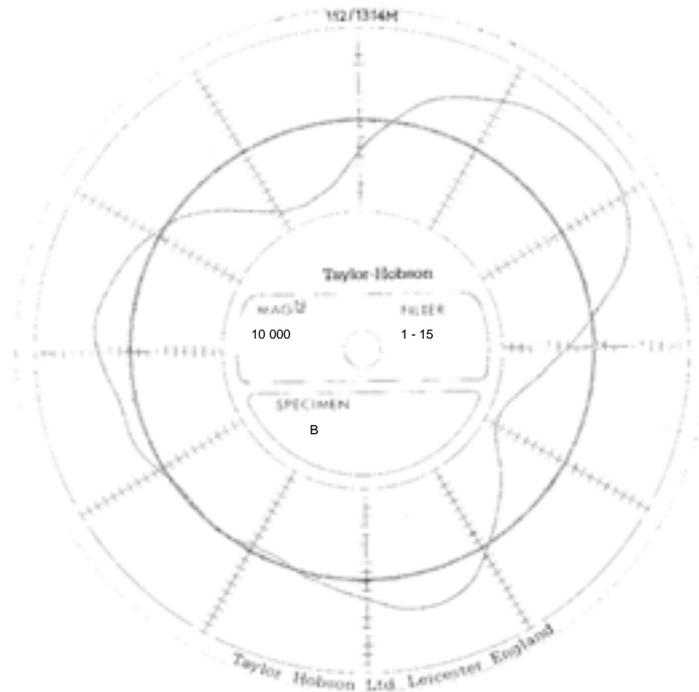


Fig 4.49 Mesure de défauts de forme (Talyrond) effectuée sur une éprouvette de type B, après serrage dans la cellule de fuite (échelle : 1div=0.2 μ m)

- le modèle de déformation utilisé ; il est purement plastique, et ne tient pas compte d'une déformation élastique du contact. Une déformation élasto-plastique de la topologie du contact permettrait sans doute d'améliorer la comparaison calcul/expérience, notamment dans la gamme de pression de contact comprise entre 300 et 500 MPa. Par ailleurs, le modèle de déformation par érosion, en ne conservant pas la matière solide, ne prévoit pas de remontée éventuelle de matière (au fond des stries par exemple), qui peut devenir sensible aux forts serrages (fortes déformations).

Aux très fortes valeurs de la pression de contact apparente, le calcul de perméabilité a tendance à surévaluer la perméabilité du contact (d'un facteur 2,5 à 700 MPa). Cet écart peut être imputé au profil unique retenu pour générer le contact. Les résultats présentés au paragraphe 4.4.1 semble indiquer que la micro-géométrie du profil n'a pas de grande influence sur l'écoulement. Cependant, la "perméabilité" étant extrêmement sensible aux valeurs d'ouverture (elle évolue comme le cube de l'ouverture), un écart faible de la profondeur d'une strie, en quelques endroits localisés du contact (donc difficilement identifiables lors de la mesure interférométrique), pourrait avoir de grandes conséquences sur sa valeur (et ce d'autant

plus que les zones choisies préférentiellement pour effectuer les mesures sont le plus souvent celles d'aspect régulier, sans défauts apparents). Dans le cas d'une surface tournée, des accidents d'usinage en fond de stries peuvent survenir (dus par exemple aux vibrations d'outil), expliquant une perméabilité expérimentale plus faible que ce que l'on attend par le calcul.

De plus, les modèles de déformation sont appliqués uniquement en sommets d'aspérités, ou, au mieux, dans le volume de l'aspérité pour le modèle élasto-plastique LMC (cf § 4.3.2). Or, une mesure Talyrond effectuée hors de la zone de contact, sur une éprouvette préalablement serrée sous une Pca de 800 MPa donne un relevé identique à celui présenté sur la figure (4.49). Ceci met donc en évidence que l'éprouvette se déforme dans son ensemble, et non uniquement au niveau de la surface du contact.

Toutefois, les modèles de calcul utilisés, s'ils peuvent sans aucun doute être améliorés au niveau des modèles de déformations, donnent d'excellentes prédictions, puisqu'ils permettent une estimation de la perméabilité du contact sur environ 7 ordres de grandeurs.

La transition écoulement radial / écoulement circonférentiel demeure la zone pour laquelle les prédictions sont les plus éloignées des résultats expérimentaux, avec des comparaisons entre calcul et expériences qui laissent apparaître un écart d'un facteur 10 à 300 MPa. Il faut bien garder à l'esprit que l'estimation est extrêmement sensible au champ d'ouverture. La présente estimation, quoique perfectible, est donc d'ores et déjà très satisfaisante.

Chapitre 5

Conclusions et perspectives

5.1. Conclusions

Ce travail concerne les étanchéités statiques en milieux extrêmes, lorsque les conditions sévères de température et pression des fluides imposent l'utilisation de joints métalliques. Dans ce contexte, nous nous sommes intéressés tout particulièrement à l'**écoulement monophasique** d'un fluide au travers d'un **contact modèle**, formé par l'assemblage d'une surface rugueuse usinée, et d'un plan lisse indéformable.

Deux approches complémentaires ont été mises en place, l'une expérimentale, l'autre numérique. Une part importante du travail a consisté à élaborer et à mettre au point un dispositif expérimental, permettant la mesure d'un débit de fuite en phase liquide, au travers d'un contact rugueux, à l'aide d'une technique de dosage par chromatographie en phase gazeuse. La pression de contact apparente imposée sur le contact rugueux et la pression du liquide de fuite sont des paramètres réglables de l'expérience. Le dispositif permet une mesure précise de débits de fuite sur plusieurs ordres de grandeur, de la dizaine de mg/min à 10^{-5} mg/min. Il offre de plus une alternative aux mesures de fuite par spectromètre de masse à hélium, car il permet un vaste choix de fluides vis-à-vis desquels on souhaite tester l'étanchéité.

Les résultats expérimentaux montrent, comme on pouvait s'y attendre, que l'écoulement au travers du contact obéit à une loi de Reynolds (formellement identique à la loi de Darcy), classique pour décrire un écoulement lent en fracture. **La perméabilité macroscopique K_{global}** du contact sous charge a été déterminée expérimentalement. Son évolution en fonction de la pression de contact imposée a été étudiée, pour deux topologies de contact présentant des rugosités sensiblement différentes. Une mesure de débit de fuite en condition purement diffusive (i.e. à

gradient de pression nul entre l'amont et l'aval du contact) a également été effectuée, pour différentes pressions de contact.

Ces résultats expérimentaux viennent en appui de modèles numériques, permettant d'estimer la perméabilité du contact à partir de la description que l'on peut faire de la topologie des surfaces en contact. Une méthode de calcul par changements d'échelles successifs a été présentée. Ces calculs numériques sont basés sur un **modèle de Reynolds** (ou de Stokes) à l'échelle du pore, et s'appuient sur une technique de **prise de moyenne volumique**. Le champ des ouvertures sous charge du contact a été simulé à partir de mesures effectuées sur les surfaces rugueuses à deux échelles différentes (mesures surfométriques à l'échelle des rugosités, et mesures de défauts de forme à une échelle supérieure), et de modèles de déformations des surfaces (déformations dans le régime élastique, élasto-plastique ou purement plastique).

Lorsque le calcul est basé uniquement sur la description des surfaces à l'échelle des rugosités, les résultats numériques sous-estiment très nettement la "perméabilité" du contact, parfois de plusieurs ordres de grandeur, indiquant que ce type d'information est insuffisant pour rendre compte du mécanisme. Un calcul prenant en compte les défauts de forme de l'éprouvette à plus grande échelle a alors été effectué. Le contact complet a été reconstruit à partir des informations disponibles aux deux échelles citées, et un modèle d'écrasement purement plastique (s'apparentant à de l'érosion) a été utilisé pour déterminer le champ des ouvertures sous charge. La **comparaison des résultats avec les "perméabilités" expérimentales** est dans ce cas très bonne, puisque **l'ordre de grandeur de la "perméabilité" du contact** est retrouvé sur la majeure partie de la gamme de pression de contact explorée et ce sur quasiment huit ordres de grandeur de "perméabilité". Les perméabilités calculées sont cependant sous-évaluées d'environ un ordre de grandeur dans une zone qui semble correspondre à la transition entre écoulement radial (c'est-à-dire gouverné par les défauts de forme du contact) et écoulement circonférentiel (gouverné par la topologie à l'échelle des rugosités).

5.2. Perspectives

Les perspectives concernant le dispositif expérimental sont nombreuses. Une des premières étapes à venir consiste à effectuer des mesures de fuites sur des éprouvettes sur lesquelles on cherchera à minimiser au maximum les défauts de formes. Le fait de travailler sur des éprouvettes usinées avec un soin encore plus grand que celui apporté aux éprouvettes des familles A et B faciliterait la comparaison avec les modèles prédictifs. De même, une étude portant sur des éprouvettes présentant des états de surfaces d'aspect aléatoire (obtenus par sablage par exemple), apporterait sans doute un éclairage un peu différent aux comparaisons présentées au chapitre 4, sur des surfaces très fortement anisotropes. Dans un second temps, le dispositif peut permettre une étude paramétrée de l'influence des critères de rugosité des surfaces usinées sur le débit de fuite (par exemple le R_a , pour une structure de rugosité donnée) et une utilisation sur des joints métalliques réels. Il offre également un moyen de comparaison avec les mesures classiques de débits de fuite au spectromètre de masse à hélium. Ces mesures sont très précises, mais limitées au seul cas du gaz hélium, et nécessitent l'utilisation de tables de conversions pour l'application aux liquides, tables dont la validité reste parfois à démontrer. Le dispositif permet pour sa part de travailler avec toutes sortes de liquide, grâce à la quasi-universalité du détecteur employé en chromatographie en phase gazeuse, et une adaptation du dispositif au cas de fuite en condition gazeuse est à l'étude.

Enfin, il serait extrêmement intéressant de mettre en place un dispositif d'observation directe des chemins de fuite, au travers du massif en saphir, afin de disposer d'un élément de comparaison supplémentaire avec les prédictions numérique qui peuvent être faites des débits et chemins de fuite. Cette observation est rendue difficile par la très faible épaisseur des films liquides au sein du contact d'une part, et par la grande distance d'observation imposée par l'épaisseur du massif en saphir et du bâti métallique d'autre part. Une solution envisagée, utilisant les propriétés de fluorescence de certains fluides, est présentée en annexe 3 de ce manuscrit.

Par ailleurs, la confrontation entre les perméabilités du contact calculées numériquement et celles obtenues expérimentalement, présentée au § 4.4 est un premier résultat extrêmement encourageant dans la modélisation de l'écoulement au travers du contact rugueux. Ces comparaisons peuvent probablement être améliorées par l'utilisation, dans une seconde étape, de modèles élasto-plastiques de

déformations des surfaces en contact plus détaillés. Dans un troisième temps, on pourra envisager la prise en compte de la déformation globale de l'éprouvette sous charge (figure (4.48)), sans l'assimiler à un massif semi-infini comme c'est le cas actuellement. Cependant, ce dernier point présente une difficulté à la fois théorique et pratique, car les échelles mises en jeu sont très différentes : de l'ordre du μm pour la déformation plastique et plusieurs cm pour l'éprouvette. La déformation en volume d'une ou de quelques aspérités représente en lui-même déjà un problème délicat à traiter.

Dans la phase de reconstruction du contact, la prochaine étape est la prise en compte des défauts de planéité de la surface en saphir, à condition de pouvoir modéliser de façon fiable son comportement dans la gamme de Pca utilisées. La prise en compte d'effets de "festonnage", dus par exemple aux points de pressions localisés dans un assemblage boulonné est également à envisager.

Du point de vue des modèles d'écoulements, la validité de l'utilisation du modèle de Reynolds dans la fracture, même si elle a été bien validée dans le présent travail, doit encore être confirmée, d'une part en poursuivant les calculs comparatifs présentés pour le premier changement d'échelle (§ 4.1.4), et d'autre part en appliquant la même démarche au calcul intégrant les ondulations à grande longueur d'onde (second changement d'échelle), pour lequel un changement d'échelle unique a été mis en place dans le présent travail (calcul sur le contact complet, au § 4.4.2). En marge de cette vérification, l'utilisation dans un modèle de Reynolds de l'ouverture réelle du contact (au lieu de l'ouverture apparente) mérite d'être envisagée.

Une étude comparative des deux méthodes de calcul, basées soit sur un changement d'échelle unique (i.e. une simulation directe du problème physique sur la structure complète), soit s'appuyant sur une échelle intermédiaire qui est celle de la surface représentative du contact doit également être menée.

Annexes

Annexe 1

Critères statistiques de rugosité

Nous présentons ici un rapide aperçu des principaux critères de rugosités couramment employés (Quatremer et Trotignon, 1978). A partir des données topologiques $h(x,y)$ de la surface, il est possible de calculer les paramètres d'amplitude de rugosité traditionnels, R_{\max} (également appelé R_t), R_a , R_q et R_z :

R_{\max} , pour l'amplitude de la rugosité

$$R_{\max} = h_{\max} - h_{\min} \quad (\text{A.1})$$

R_{\max} représente la largeur totale de la fonction de distribution des hauteurs.

R_a , pour l'écart arithmétique moyen

$$R_a = \frac{1}{L} \int_0^L h(x) dx \quad (\text{A.2})$$

Le R_a est le paramètre le plus couramment utilisé pour définir la rugosité d'une surface. Cependant, ce paramètre n'est qu'une moyenne, et des surfaces de même R_a peuvent avoir des topologies très différentes.

R_q , pour l'écart type

$$R_q = \left(\frac{1}{L} \int_0^L [h(x)]^2 dx \right)^{1/2} \quad (\text{A.3})$$

R_q est également appelée rugosité « RMS » pour « Root-Mean-Square ».

R_z , pour la rugosité moyenne sur 10 points

$$R_z = \frac{1}{10} \sum_{i=1}^5 h_i^{\max} + h_i^{\min} \quad (\text{A.4})$$

Le R_z est la moyenne des 5 plus hauts sommets (h_i^{\max} , $i=1,5$) et des 5 plus profonds creux (h_i^{\min} , $i=1,5$), sur une longueur de profil donnée de la surface.

Annexe 2

Déviations à la loi de Darcy

Nous revenons ici sur les déviations à la loi de Darcy qui peuvent apparaître dans les écoulements à forte vitesse, par des effets de types inertiels, ou bien aux faibles pressions, par des effets effusifs, bien qu'ils ne soient pas visibles sur la figure (3.6).

- les effets inertiels peuvent apparaître aux forts débits de fuite, lorsqu'on ne peut plus faire l'hypothèse d'un nombre de Reynolds petit devant l'unité. Dans cette limite, il faut ajouter à l'équation de Darcy un terme vectoriel correctif dit de Forchheimer (Forchheimer (1901), Geerstma (1974)) conduisant à une relation du type :

$$-\nabla P = \mu \mathbf{K}^{-1} \cdot \mathbf{v} + \beta |\mathbf{v}| \mathbf{v} \quad (\text{A.5})$$

Cela se traduit par une déviation des courbes expérimentales débits/pressions, donnant une valeur de débit inférieure au débit de Darcy, pour une même pression.

- les effets effusifs, aussi appelés effets de glissements aux parois, apparaissent aux très faibles valeurs du gradient de pression, lorsque le libre parcours moyen des molécules devient du même ordre de grandeur que la dimension caractéristique de l'ouverture dans la fracture (Klinkenberg, 1941). Ils peuvent se traduire, à la condition à la limite contre la paroi, par un saut de vitesse à la place d'une condition classique d'adhérence (vitesse nulle). Ce phénomène, assez bien connu pour des écoulements en phase gaz, est généralement modélisé, à l'échelle locale, par une loi dite de Klinkenberg :

$$\mathbf{v} = -\frac{\mathbf{K}}{\mu} \left(1 + \frac{b}{p} \right) \mathbf{I} \cdot \nabla p \quad (\text{A.6})$$

b étant la constante de Klinkenberg. Pour un écoulement en phase liquide, ce mécanisme est encore mal appréhendé, car les distances intermoléculaires restent toujours très inférieures aux dimensions des microsystèmes étudiés. Des observations expérimentales contradictoires, répertoriées par Colin (Colin 2001), ont été publiées dans la littérature : elles sont généralement basées sur une analyse du nombre de Poiseuille, défini comme le produit d'un facteur de frottement f et du nombre de

Reynolds Re. Pour l'écoulement unidirectionnel laminaire d'un fluide newtonien dans des conduites cylindriques de section quelconque, le nombre de Poiseuille ne dépend que de la géométrie du canal. La comparaison du coefficient de Poiseuille théorique (calculé analytiquement ou numériquement), est donc faite avec le coefficient trouvé expérimentalement. Flockart et Dhariwal (1998), dans des microcanaux de sections trapézoïdales, n'ont pas observé de déviations à la loi de Poiseuille. En revanche, Harley et al (1989), ou Pfahler (1992), ont constaté un net écart entre théorie et expérience sur des canaux de sections rectangulaires, la théorie sous-estimant le débit de fluide dans la conduite pour un gradient de pression donné. Pfahler attribue ces observations à une réduction de viscosité lorsque les dimensions caractéristiques de l'écoulement sont très faibles d'une part, et d'autre part à la microrugosité des surfaces des canaux qui peut augmenter la section de passage du fluide, par des interstices non détectés lors des mesures surfométriques par palpation. Néanmoins, ceci contredit les résultats de Migun et Prokhorenko (1987), qui ont relevé des débits inférieurs à ceux prévus par la théorie, pour des tubes capillaires de rayons compris entre 0.4 et 1 μm . Ils attribuent ces écarts à l'existence d'interactions moléculaires sous formes de micro moments polaires non négligeables dans les canaux de très petites dimensions. D'autres auteurs, comme Weilin et al. (2000) ont présenté des relations empiriques entre viscosité et rugosités, avec des observations allant dans le même sens que celles de Migun et Prokhorenko. La divergence de ces résultats expérimentaux, et la diversité des explications avancées montrent que l'effet de confinement, dans le cas d'écoulements liquides, reste un problème ouvert.

Aucune observation de l'un ou l'autre des phénomènes n'est faite sur le dispositif expérimental mesurant des fuites en condition liquide dans notre travail.

Annexe 3

Visualisation des chemins de fuite

Ce point n'ayant fait l'objet, dans ce travail, que d'une étude de faisabilité, nous ne présentons que la méthode permettant un développement futur et constituant une perspective intéressante.

L'objectif poursuivi au travers de la visualisation, pour la fuite en phase liquide, concerne l'observation directe de la structure du (ou des) chemin(s) de fuite qui s'installe(nt) dans le contact. De plus, cette observation peut fournir des indications précieuses sur les surfaces de portance. Pour ce faire, il est nécessaire de pouvoir distinguer les zones dans lesquelles l'écoulement se produit au moyen d'un contraste repérable. Compte tenu des très faibles épaisseurs des couches de liquide dans le contact, de la contrainte sur la distance d'observation et sur l'apport d'une source de lumière près du contact, une technique de colorimétrie classique, consistant à introduire un colorant dans le butanol sous pression entre l'éprouvette et le saphir, s'avère inadaptée. Une alternative intéressante consiste à utiliser une méthode de fluorescence.

La fluorescence est une propriété de certaines molécules à émettre un rayonnement à une longueur d'onde λ_2 , après avoir absorbé un rayonnement à une longueur d'onde λ_1 ($\lambda_1 < \lambda_2$). Dans le problème qui nous intéresse, le liquide de fuite, s'il n'est pas suffisamment fluorescent, peut être "dopé" par exemple avec de la rhodamine, offrant des propriétés de fluorescence remarquables résumées sur la figure (A.1), qui représente les courbes d'absorption/émission de la Rhodamine 6G. Le premier pic est le pic d'absorption centré sur une longueur d'onde λ_1 d'environ =530 nm, et le second pic, centré sur une longueur d'onde λ_2 d'environ =560 nm, est le pic d'émission.

Un premier essai de faisabilité, hors cellule de fuite, telle qu'elle a été présentée dans le travail a été mené. Il a consisté à éclairer une réplique de contact saturé d'éthanol dopé en rhodamine 6G. L'excitation a été réalisée à l'aide d'une fibre optique connectée à une source de lumière blanche et froide et d'un filtre interférentiel centré à 500 nm ayant une bande passante de 40 nm. Le contact a été observé au moyen d'un stéréozoom muni d'un filtre coloré de type "passe-haut", ayant une fréquence de coupure à 550 nm. Ce dernier permet d'éliminer la lumière excitatrice incidente et de

n'observer que la lumière réémise par la rhodamine. Les courbes de l'évolution de la transmittance de ces deux filtres en fonction de la longueur d'onde sont présentées sur la figure (A.2).

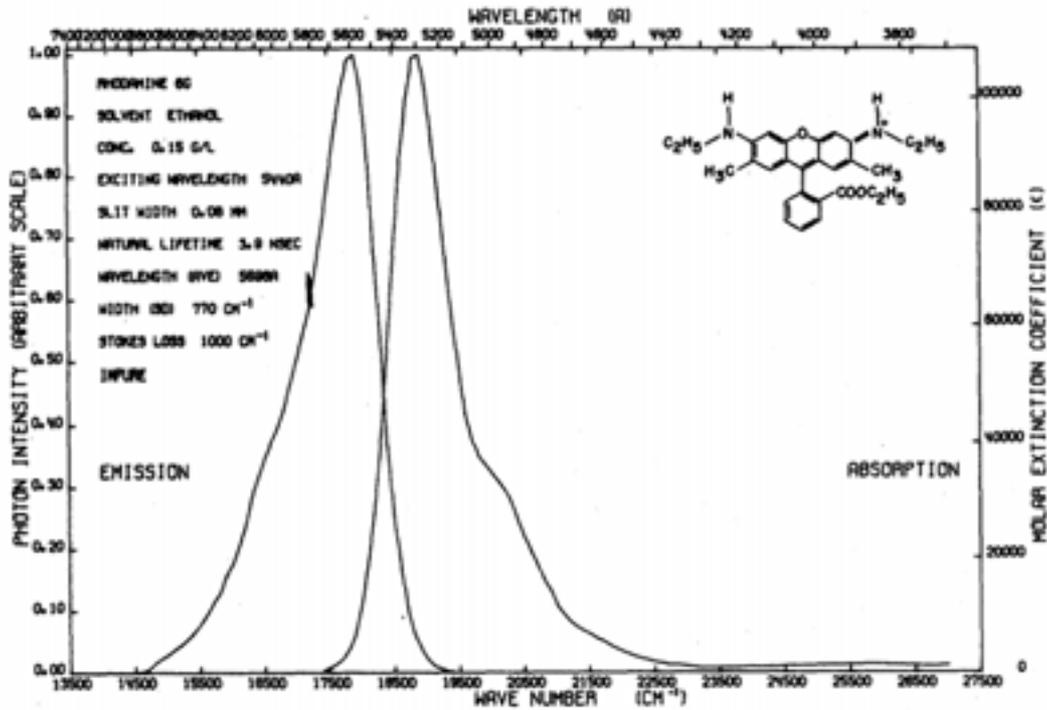


Fig A.1 Spectre d'absorption-émission de la Rhodamine 6G

```

----> WAVELENGTH SCAN REPORT <----
Date       : 02-04-2000
Time       : 09:49:07
Operator   : Not Entered

Sample Name :                               Function      : % Transmittance
Solvent Name :                               Wavelength Range : 400 to 800 nanometers
Concentration : 1.0000                       Integration Time  : 1 seconds
Units       :                               Std Deviation    : OFF
    
```

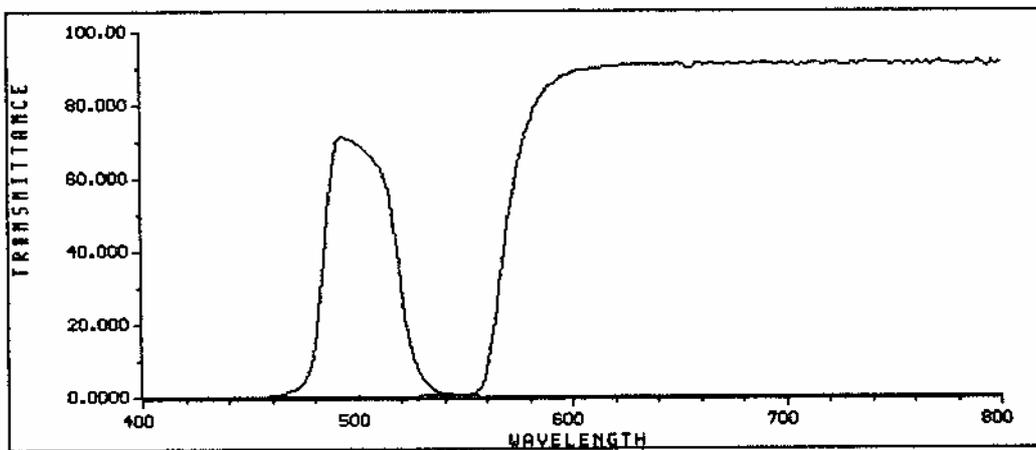


Fig A.2 Transmittance expérimentale du filtre interférentiel et du filtre coloré en fonction de la longueur d'onde (données Laboratoire de Physico-Chimie Moléculaire, Bordeaux)

Le stéréozoom binoculaire utilisé possède un grossissement 90 x et permet de travailler à une distance focale supérieure à 70 mm.

Compte tenu de ce résultat très encourageant, une perspective intéressante consisterait à adapter la méthode à la cellule de fuite utilisée pour la mesure des débits selon le schéma de la figure (A.3).

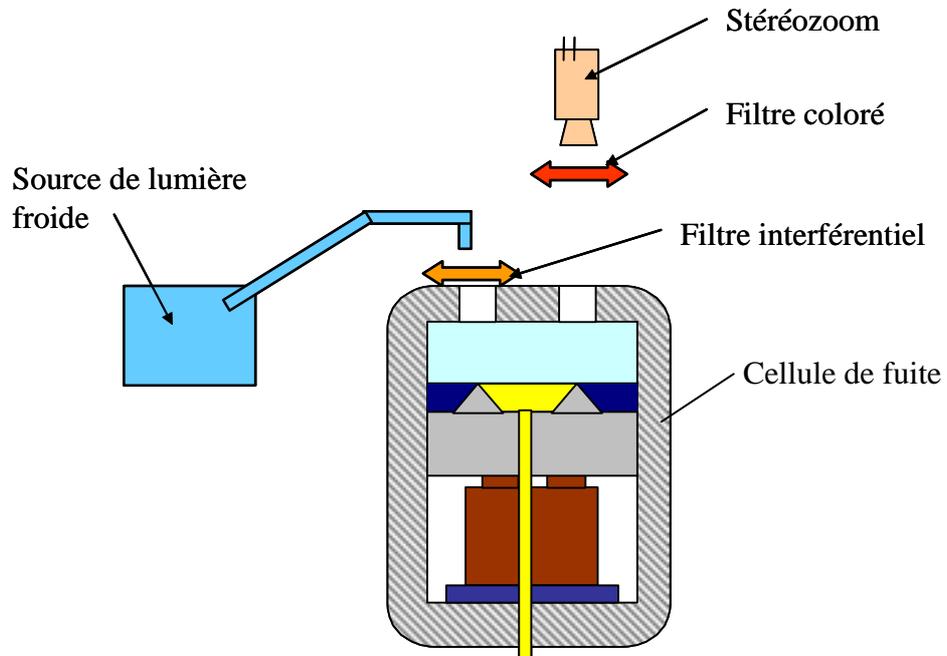


Fig A.3 Montage expérimental pour l'observation des chemins de fuite

Nomenclature

Lettres romaines

A_e	Aire du pic du chromatogramme associé à l'étalon (m^2)
A_i	Aire du pic du chromatogramme associé au soluté (m^2)
a_i	Longueur de corrélation du modèle i pour le semi variogramme (m)
A_{1-2}	Interface entre les régions 1 et 2 (m^2)
$A_{\beta\sigma}$	Interface entre les régions β et σ (m^2)
\mathbf{b}_i	Vecteur de fermeture (m)
c	Concentration en masse ($kg\ m^{-3}$)
Ca	Nombre capillaire
c_e	Concentration en masse externe au contact ($kg\ m^{-3}$)
c_i	Concentration en masse interne au contact ($kg\ m^{-3}$)
c_k	Variance limite du modèle k pour le semi variogramme
D	Coefficient de diffusion ($m^2\ s^{-1}$)
$d(x,y)$	Distance entre les surfaces déformées (m)
D_{eff}	Coefficient de diffusivité effective ($m^3\ s^{-1}$)
E_i	Module d'élasticité (ou module d'Young) du matériau i (Pa)
E^*	Module d'élasticité équivalent de la surface somme (Pa)
$f_i(x,y)$	Géométrie macroscopique de la surface i (m)
h	Ouverture locale de la fracture (m)
$h^*(\mathbf{u})$	Estimateur de la valeur de l'ouverture à la position \mathbf{u}
\mathbf{j}	Flux diffusif ($kg\ m^{-2}\ s^{-1}$)
k	Constante de Boltzman (JK^{-1})
K_{global}	"Perméabilité" macroscopique du contact (m^3)
K_i	"Perméabilité" locale du domaine i (m^3)
\mathbf{K}^{**}	Tenseur de "perméabilité" à l'échelle du joint complet (m^3)
\mathbf{K}^*	Tenseur local de "perméabilité" (m^3)
$K_{i/e}$	Facteur de réponse du soluté par rapport à l'étalon
Kn	Nombre de Knudsen
l	Largeur caractéristique de la fracture (m)

L	Longueur caractéristique de la fracture (m)
l_{pm}	Libre parcours moyen d'une molécule (m)
l_x	Longueur caractéristique dans la direction x (m)
l_y	Longueur caractéristique dans la direction y (m)
l_β	Longueur caractéristique de la phase β (m)
m	Masse de soluté (kg)
m_e	Masse d'étalon interne (kg)
m_i	Masse de soluté (kg)
$N(d)$	Nombre de couples d'ouvertures distantes de d
p	Pression locale (Pa)
P_{ca}	Pression de contact apparente (Pa)
$P_{ca_{seuil}}$	Pression de contact apparente au seuil de percolation du contact (Pa)
Pe	Nombre de Péclet
PE	Pleine Echelle
p_i	Pression dans la phase i (Pa)
p_β	Pression dans la phase β (Pa)
$\langle p_\beta \rangle^\beta$	Pression moyenne intrinsèque de phase (Pa)
ΔP	Différence de pression fluide entre amont et aval du contact (Pa)
q	Débit linéique (débit par unité de largeur de la fracture) ($m^2 s^{-1}$)
\mathbf{q}	Débit linéique ($m^2 s^{-1}$) ; $\mathbf{q} = q_x \mathbf{i} + q_y \mathbf{j} + q_z \mathbf{k}$
Q	Débit-volume ($m^3 s^{-1}$)
Q_m	Débit-masse ($kg s^{-1}$)
$\langle \mathbf{q}_i \rangle$	Débit linéique moyen de phase ($m^2 s^{-1}$)
r	Coefficient de détermination des régressions linéaires
r_0	Rayon du volume de prise de moyenne (m)
r_e	Rayon externe du contact annulaire (m)
Re	Nombre de Reynolds
Re^*	Nombre de Reynolds réduit
r_i	Rayon interne du contact annulaire (m)
t	Temps (s)
\mathbf{u}	Vecteur position (m)
$u_i(x,y)$	Déplacement normal de la surface i (m)
\mathbf{v}	Vecteur vitesse ($m s^{-1}$) ; $\mathbf{v} = v_x \mathbf{i} + v_y \mathbf{j} + v_z \mathbf{k}$
V	Vitesse moyenne de l'écoulement ($m s^{-1}$)
V_∞	Volume de prise de moyenne (m^3)

V_i	Volume de la phase i (m^3)
\mathbf{v}_β	Vitesse de filtration dans la phase β ($m\ s^{-1}$)
$\langle \mathbf{v}_\beta \rangle$	Vitesse moyenne de filtration dans la phase β ($m\ s^{-1}$)

Lettres grecques

α	Pente locale des rugosités (rad)
γ_s	Tension superficielle ($N\ m^{-1}$)
γ	Variogramme
$\varepsilon_i(x,y)$	Micro-géométrie de la surface i (m)
λ	Période du signal sinusoïdal (m)
μ	Viscosité dynamique du fluide (Pa.s)
μ_β	Viscosité de la phase β (Pa.s)
ν_i	Coefficient de Poisson du matériau i
ρ	Masse volumique ($kg\ m^{-3}$)
σ_a	Ecart type du signal sinusoïdal
τ	Coefficient de descente de l'algorithme d'Uzawa
ϕ	Diamètre de collision (m)
$\langle \psi \rangle$	Moyenne régionale intrinsèque de la grandeur ψ
$\langle \psi \rangle^\beta$	Moyenne régionale superficielle de phase de la grandeur ψ
$\tilde{\psi}$	Déviations locale de la grandeur ψ

Opérateurs mathématiques

$\nabla \cdot$	Divergence
∇	Gradient
∇^2	Laplacien
E	Espérance mathématique

Bibliographie

- Abbes C. et Rouaud C., (1980), Les mécanismes ambivalents de l'étanchéité, *Informations Chimie*, 207
- Amesz J., (1966), Conversion of leak flow-rates for various fluids and different pressure conditions, *European Atomic Energy Community*, Italy
- Ashauer M., Glosch H., Hedrich F., Hey N., Sandmaier H. et Lang W., (1998), Thermal flow sensor for liquids and gases, *ASME*, DSC-66, 427-432
- Barrère J., (1990), Modélisation des écoulements de Stokes et Navier-Stokes en milieu poreux, *Thèse de doctorat*, Université Bordeaux 1
- Barrère J., Gipouloux O. et Whitaker S., (1992), On the closure problem for Darcy's law, *Transport in Porous Media*, 7, n°3, 209-222
- Batchelor G.K., (1990), An introduction to fluid dynamics, *Cambridge University Press*
- Bowden F.P. et Tabor D., (1954), The friction and lubrication of solids, *Oxford University Press*
- Brown S.R., (1987), Fluid flow through rock joints : the effect of surface roughness, *Jour. Geophys. Res.*, 92, 1337-1347
- Butcher H., (1973), Fundamental principles for static sealing with metal in high pressure field, *ASLE Transactions*, 16, 304-309
- Colin S., (2001), Microfluidique : premiers jalons, *Habilitation à Diriger des Recherches*, Université Paul Sabatier, Toulouse
- Deutch C.V. et Journel A.G., (1998), GSLib Geostatistical Software Library and User's Guide, *Oxford University Press*

- Flockhart S.M. et Dhariwal R.S., (1998), Experimental and numerical investigation into the flow characteristics of channels etched in (100) silicon, *Journal of fluids Engineering*, 120, 291-295
- Francis H.A., (1977), Application of spherical indentation mechanics to reversible and irreversible contact between rough surfaces, *Wear*, 45, 221-269.
- Forchheimer, (1901), wasserbewegung durch boden, *Z.Ver. Deutch. Ing.* 45, 1782-1788
- Gass V., van der Schoot H., Jeanneret S. et de Rooij N.F., (1993), Micro liquid handling using a flow-regulated silicon micropump, *Microtech.*, 214-215
- Ge S., (1997), A governing equation for fluid flow in rough fractures, *Water Resources Research*, 33, n°1, 53-61
- Geertsma J., (1974), Estimating the coefficient of inertial resistance in fluid flow through porous media, *SPE Journal*, 415-450
- Goovaerts P., (1997), Geostatistics for natural resources evaluation, *Oxford University Press*, New York
- Gray W.G., (1975), A derivation of the equations for multi-phase transport, *Chemical Engineering Science*, 30, 229-233
- Gueguen Y. et Dienes J., (1989), Transport properties of rocks from statistics and percolation, *Mathematical Geology*, 21, n°1, 1-13
- Hagesawa E. et Izuchi H. (1983), On steady flow through a rough channel consisting of an uneven wall and a plane wall, Part 1, Case of no relative motion in two walls (sic). *Bull. Jap. Soc. Mech. Engng.*, 26, 514-520
- Harley J., Bau H., Zemel J.N. et Dominko V., (1989), Fluid flow in micron and submicron size channels, *IEEE Proc. On Micro Electro Mechanical systems : An Investigation of Micro Structures, Sensors, Actuators, Machines and Robots*, Février, 25-28
- Hertz H., (1882), Study on the contact of elastic solid bodies, *J. Reine Angew. Math.*, 29, 156-171, SLA Translations SLA-57-1164

- Hoshen J. et Kopelman R. (1976), Percolation and Cluster Distribution. I. Cluster Multiple Labeling Technique and Critical Concentration Algorithm. *Phys. Rev. B.*, 1(14), 3438-3445
- Howes F.A. et Whitaker S., (1985), The spatial averaging theorem revisited, *Chemical Engineering Science*, 40, 1387-1392
- Johnson K.L., (1985), Contact mechanics, *Cambridge University Press*
- Klinkenberg J.L., (1941), The permeability of porous media to liquids and gases, *Drilling and Production Practices*, API, 200
- Lasseux D. et Marie C. (2002), Appareil de mesure du débit de fuite d'un dispositif d'étanchéité, *brevet n°0201930*, déposé le 15 février 2002.
- Lasseux D., Plouraboue F. et Prat M., (1999), Analyse phénoménologique des écoulements à traiter dans le cadre du GDR « Etanchéités statiques en milieux extrêmes », *document interne GDR*.
- Letalleur N., (2000), Influence de la géométrie des aspérités dans un contact hydrodynamique lubrifié ultra mince. Effets locaux et comportement moyen, *Thèse de doctorat*, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon
- Lipschutz S., (1973), Probabilités, cours et problèmes, Série Schaum, *Mac Graw-Hill*
- Marie C. et Lasseux D., (2001a), Analyse expérimentale d'une fuite liquide au travers d'un contact statique métal/métal, *Congrès Français de Mécanique*, 4-7 septembre 2001, Nancy
- Marie C. et Lasseux D., (2001b), Etude expérimentale de l'étanchéité statique dans un contact métal/métal, *5^{ème} Journées d'Etude sur les Milieux Poreux*, 6-7 novembre 2001, Marseille
- Marie C. et Lasseux D., (2002), Fuite monophasique dans un contact rugueux, *Journées CNES Jeunes Chercheurs*, Centre Spatial de Toulouse, 24-26 avril, 138-139
- Marle C.M., Simandoux P., Pacsirzky J. et Gaulier C., (1967), Etude du déplacement de fluides miscibles en milieu poreux stratifié, *Revue de l'Institut Français du Pétrole*, 22, 272-294

- Matheron G., (1962), *Traité de géostatistique appliquée, tome 1, Editions Technip, Paris*
- Matheron G., (1963), *Traité de géostatistique appliquée, tome 2 : le krigeage, Editions Technip, Paris*
- Matheron G., (1965), *Les variables régionalisées et leur estimation : une application de la théorie des fonctions aléatoires aux sciences de la nature, Editions Masson, Paris*
- Matsuzaki Y. et Kazamaki T., (1988), Effect of surface roughness on compressive stress of static seals, *JSME International Journal, series III, 31, N°1.*
- Matsuzaki Y., Hosokawa K. et Funabashi K., (1992), Effect of surface roughness on contact pressure of static seals, *JSME International Journal, series III, 35, N°3*
- McCool J. I., (1985), Comparison of models for the contact of rough surfaces, *Wear, 107, 37-60*
- Migun N.P. et Prokhorenko P.P., (1987), *Measurement of the viscosity of polar liquids in microcapillaries, Colloid Journal of the USSR, 49, 894-897*
- Mourzenko V.V., Thovert J.-F. et Adler P.M., (1995), Permeability of a single fracture; Validity of the Reynolds equation, *J. Phys. II, 5, 465-482*
- O'Callaghan P.W. et Probert S.D., (1987), Prediction and measurement of true areas of contact between solids, *Wear, 120, 29-46.*
- Pannetier Y., (1996), *VARIOWIN: Software for spatial data analysis in 2D, Springer-Verlag, New York*
- Pfahler J., (1992), *Liquid transport in micron and submicron size channels, PhD thesis, University of Pennsylvania*
- Pfahler J., Harley J., Bau H. et Zemel J.N., (1992), Gas and liquid flow in small channels, *ASME, New York, vol. DSC-32, 49-60.*
- Pironneau O., (1988), *Méthodes des éléments finis pour les fluides, Ed MASSON*
- Plouraboué F., (1996), *Propriétés géométriques et propriétés de transport des fractures à parois rugueuses, Thèse de doctorat, Université Paris VII*

- Prat M., Plouraboué F. et Letalleur N., (2002), Averaged Reynolds equation for flows between rough surfaces in sliding motion, *Transport in Porous Media*, 48, 3, 291-313
- Pregelj A., Drab M. et Mozetic M., (1997), Leak detection methods and defining the size of leaks, *The 4th International Conference of Slovenian Society for Non Destructive Testing*, Ljubljana, Slovenia
- Quatremer R. et Trotignon J.-P., (1978), Précis de construction mécanique, 1. dessin conception et normalisation, AFNOR, *Nathan*
- Quintard M. et Whitaker S., (1987), Ecoulement monophasique en milieu poreux : effet des hétérogénéités locales, *Journal de Mécanique théorique et appliquée*, 6, 691-726
- Quintard M. et Whitaker S., (1994), Transport in ordered and disordered porous media iii : Closure and comparison between theory and experiment, *Transport in Porous Media*, 15, 31-49
- Renard P. et de Marsily G., (1997), Calculating equivalent permeability : a review, *Advances in Water Resources.*, 20, 253-278
- Richter M., Woias P. et Weis D., (1997), Microchannels for applications in liquid dosing and flow-rate measurement, *Sensor and Actuator A*, 62, 480-483
- Robichaud M.P., Tanguy P.A. et Fortin M., (1990), An iterative implementation of the Uzawa algorithm for 3-D fluid flow problems, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 10, 429-442
- Sainsot P., (1999), Rapport d'activité 1998, *document interne GDR*
- Schlichting H., (1979), Boundary layer theory, *Mac Graw-Hill*
- Skjetne E. et Auriault J.L., (1999), Homogenization of wall-slip gas flow through porous media, *Transport in Porous Media*, 36, 293-306
- Stauffer D., (1985), Introduction to percolation theory, *Taylor and Francis*, London
- Tabor D., (1951), The hardness of metals, *Oxford University Press* (d'après Zahouani (2000))
- Tranchant J., (1995), Manuel pratique de chromatographie en phase gazeuse, 4^{ème} édition, *Masson, Paris*

- Urbanek W., Zemel J.N. et Bau H.H., (1993), An investigation of the temperature dependence of Poiseuille numbers in microchannels flow, *Journal of micromechanics and microengineering*, 3, 206-208
- Weast R.C., (1990), Handbook of chemistry and physics
- Weilin Q., Mala G.M. et Dongking L., (2000), Pressure driven water flows in trapezoidal silicon microchannels, *International Journal of Heat and Mass transfert*, 43, 353-364
- Whitaker S., (1999), The method of volume averaging, Theory and applications of transport in porous media, *Kluwer Academic Publishers*
- Whitaker S., (1967), Diffusion and dispersion in porous media, *AICHE*, 13, 420-427
- Whitaker S., (1986), Flow in porous media I : a theoretical derivation of Darcy's law, *Transport in Porous Media*, 1, 105-125
- Woo K.L. et Thomas T.R., (1979), Contact of rough surfaces: a review of experimental work, *Wear*, 58, 331-340
- Yanagisawa T., Sanada M., Koga T. et Hirabayashi H., (1990), Fundamental study of the sealing performance of a C-shaped metal seal, *2nd International Symposium on Fluid Sealing*, 389-398, La Baule, 18-20 Sept 1990.
- Yanagisawa T., Sanada M., Koga T., and Hirabayashi H., (1996), The influence of designing factors on the sealing performance of c-seal. Ref inconnue
- Zahouani H., (1999), Rapport d'activité 1998, *document interne GDR*
- Zahouani H., (2000), Rapport scientifique 2000, *document interne GDR*
- Zimmerman R.W., Kuzar S. et Bodvarsson G.S., (1991), Lubrication theory analysis of the permeability of rough-walled fractures, *International Journal of Rock Mechanics*, 28, n°4, 325-331

Résumé

Dans de nombreuses applications industrielles, notamment spatiales et nucléaires, les étanchéités statiques, sous conditions thermodynamiques sévères, sont assurées par des joints métalliques revêtus. L'étanchéité de la liaison vis-à-vis d'un fluide dépend alors de différents paramètres, comme le serrage du contact joint/bride, ou les propriétés physiques du fluide, ses conditions thermodynamiques, ...

Ce travail concerne l'écoulement d'un fluide, sous l'effet d'un gradient de pression, au travers d'un contact rugueux formé par deux surfaces métalliques usinées, serrées l'une contre l'autre. Le champ des ouvertures résultant constitue le domaine d'étude de l'écoulement du fluide.

Deux approches parallèles ont été suivies :

La première, expérimentale, a nécessité la conception d'un dispositif de mesure original, permettant de quantifier un débit de fuite au travers d'un contact rugueux, par analyse chromatographique en phase gazeuse. Les résultats de mesures de fuite, en fonction du serrage appliqué, sont présentés et discutés en terme de perméabilité (ou transmissivité) du contact.

La deuxième approche est une modélisation de l'écoulement au travers du contact, à partir de la connaissance du champ des ouvertures. Le contact sous charge est simulé au moyen de différents modèles de déformations. Un calcul d'écoulement, basé sur une technique de changement d'échelle par prise de moyenne volumique à partir de l'équation de Reynolds (ou de Stokes) à l'échelle des rugosités est effectué, et les simulations sont comparées aux résultats expérimentaux. Cette comparaison met en évidence la nécessité de compléter la description microscopique des surfaces en y adjoignant celle des défauts à des échelles supérieures (défauts de forme). Avec cette dernière description, la simulation rend compte de manière satisfaisante du comportement du contact sur toute la gamme de serrage.

Mots-clés

Etanchéité, Fuite monophasique, Ecoulement en fracture, Perméabilité, Equation de Reynolds, Modèle de Stokes, Changement d'échelle, Prise de moyenne volumique

Abstract

Metal gaskets are commonly used for spatial and nuclear applications, when severe thermodynamical conditions are expected. The static seal depends on various parameters, such as tightening of the gasket/flange contact, properties of the leaking fluid, temperature and pressure conditions ...

This work deals with the leakage of a pressurised fluid through a rough contact, formed by two machined metal surfaces, tightened together. The study focuses on the aperture field of the contact.

Two approaches were followed:

The first approach is an experimental work. An experimental setup was designed and adjusted to measure leak-rate through a rough contact, using gas chromatography. Experimental leak-rate measurements, as a function of tightening, are presented and discussed. They allow to calculate the permeability (or transmissivity) of the contact.

The second approach consists in modelling the flow through the contact, from the estimation of the aperture field. The contact under load is simulated by making use of various deformation models. A simulation of the fluid flow is performed, after applying an up-scaling technique -the method of volume averaging- based on local Reynolds approximation (or Stokes equation). Simulations results are compared to the experimental ones. The comparison highlights the necessity to complete the surface roughness description with flatness measurements. Using this description leads to theoretical predictions in accordance with experimental data over the whole tightening range.

Keywords

Seal, One-phase leakage, Flow in fracture, Permeability, Reynolds equation, Stokes model, Up-scaling, Volume averaging