

Condition aux limites hydrodynamique : Une investigation à nanoéchelle

Hydrodynamic boundary condition: a nanoscale investigation

Audrey Steinberger, Cécile Cottin-Bizonne, Benjamin Cross, Elisabeth Charlaix

Laboratoire de Physique de la Matière Condensée et Nanostructures, Université Lyon 1 et CNRS

43 bd du 11 novembre 1918, 69622 VILLEURBANNE cedex

Tél: +33 (0)4 72 43 15 66, Fax: +33 (0)4 72 43 29 25, e-mail: audrey.steinberger@ipmcm.univ-lyon1.fr

Nous avons étudié la condition aux limites hydrodynamique pour l'écoulement de liquides simples sur des surfaces lisses hydrophiles et hydrophobes. Nous utilisons une machine à forces de surfaces dynamique qui nous permet d'étudier le drainage d'un film de liquide confiné entre deux surfaces grâce à deux capteurs indépendants de résolution inférieure au nanomètre. Nous obtenons une condition de non glissement à la paroi pour l'écoulement sur les surfaces mouillantes. Pour les surfaces non mouillantes, nous obtenons du glissement avec une longueur de glissement bien définie, qui ne dépend ni de la distance entre les surfaces, ni du taux de cisaillement. Nous trouvons une longueur de glissement de 17 nm, en accord avec les prévisions de simulations numériques sur des surfaces lisses et non mouillantes, mais pas avec certains résultats expérimentaux qui font état de glissements beaucoup plus grands pour des systèmes similaires.

Hydrodynamic boundary condition: a nanoscale investigation

We report an accurate determination of the hydrodynamic boundary condition of simple liquids flowing on smooth hydrophilic and hydrophobic surfaces using a dynamic surface force apparatus equipped with two independent sub-nanometer resolution sensors. No-slip boundary conditions are found for wetting surfaces only. On the hydrophobic surfaces, we observe a boundary slip which is well defined, does not depend on the distance between the surfaces, and is independent of the shear rate. The slip length of 17 nm is in good agreement with theory and numerical simulations concerning smooth nonwetting surfaces. These results disagree with previous data in the literature reporting very high boundary slip on similar systems. We discuss possible origins of large slip length on smooth hydrophobic surfaces due to their contamination by hydrophobic particles.

I ■ INTRODUCTION

L'étude à nanoéchelle des propriétés hydrodynamiques d'un liquide au voisinage d'une interface solide présente un grand intérêt, en particulier pour des écoulements en géométrie confinée dans des milieux poreux, des dispositifs microfluidiques, ou des systèmes biologiques. En hydrodynamique, on postule généralement une condition aux limites de non glissement à une paroi solide : la vitesse tangentielle du fluide à l'interface est égale à celle de la paroi. Ce postulat est très bien vérifié à l'échelle macroscopique, mais pas nécessairement à l'échelle microscopique. En effet, de nombreux travaux ont mis en évidence qu'il existe, dans certaines conditions, un phénomène de glissement pour un liquide simple près d'une paroi. La condition aux limites hydrodynamique (c.l.h.), liée au transport de la quantité de mouvement à l'interface, est habituellement caractérisée par une longueur b , appelée longueur de glissement. Cette longueur relie la vitesse de glissement à l'interface V_s , la viscosité μ du fluide, et la contrainte tangentielle de friction visqueuse du fluide à l'interface σ_{zx} : $V_s = b\sigma_{zx}/\mu = b(\partial V/\partial z)$. Elle correspond à la distance à la paroi pour laquelle une extrapolation linéaire du profil de vitesse s'annule, comme le montre la figure 1.

La condition aux limites dépend fortement de l'interaction solide-liquide et de la rugosité de la surface. Des travaux théoriques et numériques montrent que dans le cas de liquides de Lennard-Jones mouillant des surfaces lisses à l'échelle atomique, il n'y a pas de glissement, sauf à des taux de cisaillement très élevés où la c.l.h. devient non linéaire. Par contre, des longueurs de glissement allant de 10 à 50 tailles moléculaires, et dépendant de la pression, ont été prédites dans le cas non mouillant. Des travaux récents étudient l'influence de la rugosité de la surface et montrent deux effets opposés selon que le liquide mouille ou pas la surface. Dans le cas où le liquide imprègne la surface, la rugosité diminue le glissement, alors que dans le cas non mouillant, la rugosité peut augmenter considérablement le glissement en favorisant la création de poches gazeuses au creux de la rugosité, ce qui peut conduire à une c.l.h. non linéaire. De nombreuses investigations expérimentales ont

également porté sur ce sujet au cours des dernières années, grâce au développement de techniques optiques ou mécaniques permettant de sonder les écoulements à nanoéchelle. A l'heure actuelle, il n'y a cependant pas de consensus sur l'ordre de grandeur des glissements mesurés, sur leur linéarité par rapport au taux de cisaillement, ni sur l'effet des propriétés de l'interface, et ce même pour des systèmes a priori similaires. L'origine de telles différences dans les résultats expérimentaux reste mal comprise. Pour une revue détaillée, on pourra consulter l'article de Lauga *et al.* [2005].

Dans cet article, nous comparons l'écoulement de deux liquides simples, l'eau et le dodécane, confinés soit entre deux surfaces hydrophiles (Pyrex), soit entre une surface hydrophobe (Pyrex silanisé) et une surface hydrophile (Pyrex). Nous présenterons d'abord notre dispositif expérimental et les systèmes étudiés, puis le principe de nos mesures et enfin les résultats que nous avons obtenus.

II ■ LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Les mesures ont été réalisées à l'aide d'une machine à forces de surfaces dynamique (DSFA) développée dans notre laboratoire. Son schéma de principe est représenté sur la figure 2 et une description plus détaillée peut être trouvée dans l'article [Restagno *et al.*, 2002]. Ce DSFA mesure séparément le déplacement relatif des surfaces et la force d'interaction entre elles. Les surfaces utilisées sont une sphère et un plan. La sphère est déplacée de manière quasistatique, par l'intermédiaire d'un élément piézoélectrique, dans une direction normale au plan sur une distance d'environ 2 μm , à une vitesse comprise entre 2 et 20 $\text{\AA}/\text{s}$. Un deuxième élément piézoélectrique est utilisé pour superposer à ce mouvement un déplacement sinusoïdal de faible amplitude et de fréquence $\omega/2\pi$ comprise entre 5 et 100 Hz. Dans les expériences reportées ici, le plan est fixé sur un bilame de raideur 7200 N/m. Un interféromètre de Nomarski permet de mesurer le déplacement de ce bilame par rapport au bâti et donc de remonter à la force exercée sur le plan. La résolution statique de ce capteur est de 1 $\text{\AA}$, ce qui correspond à 0,7 μN . La composante dynamique de la force est déterminée à partir de la fonction de transfert du bilame. La raideur et la fonction de transfert de ce bilame sont mesurées avec une précision supérieure à 1% à l'aide d'un système bobine-aimant. Le déplacement relatif entre la sphère et le plan est mesuré à l'aide d'un capteur capacitif de résolution 1 $\text{\AA}$. Le capteur capacitif est calibré avant chaque expérience à l'aide du système bobine-aimant. Pour connaître la distance absolue entre les surfaces à partir de cette mesure de déplacement, il est nécessaire de déterminer l'origine des distances, c'est-à-dire la position pour laquelle les deux surfaces viennent en contact. On l'obtient à partir de la force d'interaction quasistatique : c'est la position pour laquelle cette force devient fortement répulsive. Enfin, chacun des capteurs est relié à une détection synchrone ce qui permet de mesurer le module et la phase des signaux dynamiques. La référence de ces détections synchrones est le signal utilisé pour commander le deuxième élément piézoélectrique. La résolution dynamique du capteur capacitif est de 0,1 $\text{\AA}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$, et celle du capteur de force est de 40 $\text{nN}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$.

Nos mesures sont réalisées avec une largeur de bande de 1 Hz. Par la suite, nous noterons respectivement F et $F(\omega)$ les composantes quasistatique et dynamique (complexe) de la force, D la distance quasistatique entre les surfaces, et $h(\omega)$ la composante sinusoïdale du déplacement. Notons que le fait de disposer de deux capteurs indépendants pour la force et le déplacement nous affranchit complètement de la calibration des éléments piézoélectriques. Toutes les expériences sont réalisées dans un environnement de type salle blanche.

Les surfaces utilisées sont une sphère en Pyrex de rayon millimétrique, hydrophile, réalisée à partir d'une tige de Pyrex flambée, et un plan qui est soit en Pyrex, donc hydrophile, soit en Pyrex silanisé à l'OTS, donc hydrophobe. Nous disposons donc de deux types de système : l'un symétrique hydrophile/hydrophile, l'autre asymétrique hydrophile/hydrophobe. Les surfaces de Pyrex sont nettoyées aux ultrasons dans un mélange d'eau ultra pure et de détergent, puis rincées successivement à l'eau ultra pure et à l'isopropanol filtré. Les plans silanisés ont été réalisés en immergeant des surfaces nettoyées selon ce protocole dans une solution de 100 μL d'OTS dans 60 mL de toluène, pendant une heure. Ces surfaces ont été observées au microscope à force atomique (AFM) et présentent une rugosité d'environ 1 nm pic à pic pour des zones de 10 μm x 10 μm .

Nous immergeons ces surfaces soit dans de l'eau ultra pure, soit dans du dodécane. Ces deux liquides mouillent les surfaces de Pyrex. Le dodécane mouille partiellement la surface silanisée, alors que l'eau ne la mouille pas. Nous disposons donc de quatre systèmes différents et complémentaires.

III■ AMORTISSEMENT VISQUEUX ET GLISSEMENT

Au cours d'une expérience en DSFA, grâce à nos deux capteurs indépendants, nous mesurons de façon très précise la fonction de réponse dynamique $G(\omega) = G'(\omega) + i G''(\omega) = F(\omega)/h(\omega)$, pour un déplacement harmonique des surfaces à la pulsation ω . La partie réelle de cette fonction de transfert correspond à la partie élastique de la réponse (force en phase avec le déplacement). Pour des liquides newtoniens et des surfaces rigides, cette partie doit être nulle. La partie imaginaire de la fonction de transfert, $G''(\omega)$, correspond à l'amortissement visqueux induit par l'écoulement de drainage du liquide (force en phase avec la vitesse). En géométrie sphère-plan, cet amortissement est donné par l'expression théorique suivante :

$$G''(\omega) = \frac{6\pi\mu R^2 \omega}{D} f^*, \quad (1)$$

où μ est la viscosité dynamique du fluide, R est le rayon de la sphère, et f^* est un facteur correctif par rapport à l'amortissement donné par la force de Reynolds en cas de non glissement. Le facteur f^* a été calculé par Vinogradova [1995] pour $D < R$. Dans le cas où il n'y a qu'une seule surface glissante, f^* s'écrit :

$$f^* = \frac{1}{4} \left(1 + \frac{6D}{4b} \left[\left(1 + \frac{D}{4b} \right) \ln \left(1 + \frac{4b}{D} \right) - 1 \right] \right), \quad (2)$$

Cette correction faisant intervenir la longueur de glissement b , on peut déduire la c.l.h. de la comparaison entre la variation expérimentale de l'amortissement visqueux avec la distance D , et son expression théorique donnée par (1). En effet, en cas de non glissement, la représentation de l'inverse de l'amortissement visqueux $G''(\omega)^{-1}$ en fonction de D est une droite qui coupe l'axe des abscisses à l'origine. Par contre, en cas de glissement, c'est une courbe dont l'asymptote est une droite translatée d'une distance b par rapport au cas sans glissement, et qui coupe l'axe des abscisses à une distance $-b$. Cela revient à appliquer, pour les grandes distances, la c.l.h. de non glissement à une distance $-b$ à l'intérieur de la paroi, ce qui correspond bien à la signification physique de la longueur de glissement. Pour des distances plus faibles, la courbe s'infléchit et passe par l'origine. Notons que notre dispositif permet de vérifier facilement la linéarité de la c.l.h., c'est-à-dire l'éventuelle dépendance de b en taux de cisaillement, en modifiant l'amplitude et/ou la fréquence de l'excitation à D fixé.

IV■ RESULTATS EXPERIMENTAUX

IV.1 Expériences avec le dodécane

La figure 3 représente l'inverse de l'amortissement visqueux $G''(\omega)^{-1}$ en fonction de la distance D entre les surfaces, dans le cas où le dodécane est confiné entre une sphère et un plan en Pyrex. Cet amortissement visqueux ne dépend ni de l'amplitude, ni de la fréquence de l'excitation dynamique, ce qui montre que la c.l.h. est linéaire dans la gamme de taux de cisaillements explorés. Le taux de cisaillement maximal atteint au cours de nos expériences est d'environ 5.10^3 s^{-1} . La ligne en pointillés est une extrapolation linéaire de $G''(\omega)^{-1}$. Le graphique est une droite passant par l'origine, ce qui correspond à une c.l.h. de non glissement. La pente de cette droite permet de mesurer la viscosité μ du fluide, connaissant le rayon de la sphère $R = 2,8 \pm 0,1 \text{ mm}$, et la fréquence de travail $\omega/2\pi = 69 \text{ Hz}$. Nous obtenons une valeur expérimentale de la viscosité $\mu = 1,34 \pm 0,06 \text{ mPa.s}$, à comparer à la viscosité du dodécane de $1,29 \text{ mPa.s}$ à 27°C . Cela implique que le confinement n'a pas d'effet mesurable sur la viscosité du dodécane, et ce jusqu'à une distance de 4 nm entre les surfaces. On peut donc appliquer les lois de l'hydrodynamique macroscopique pour un liquide confiné jusqu'à quelques nanomètres du contact. Nous estimons à partir de ce graphique que la longueur de glissement b est inférieure à 3 nm pour ce système. La source d'erreur principale dans la détermination de b est ici le positionnement de l'origine, obtenu à partir de la force quasistatique, également représentée sur la figure. La barre d'erreur sur la position du zéro est de 2 nm .

A ce point, il convient de faire deux remarques sur la détermination de la c.l.h. par cette méthode. Premièrement, l'effet d'une erreur sur le positionnement de l'origine est une simple translation de la courbe suivant l'axe des abscisses, mais n'affecte en rien la forme de cette courbe. Une droite reste une droite. En présence de glissement, la représentation de $G''(\omega)^{-1}$ en fonction de D présenterait une

courbure, comme sur la figure 4. Par conséquent, on peut estimer une borne supérieure pour la longueur de glissement uniquement à partir de la forme du graphique, indépendamment de la position de l'origine. Cette borne est inférieure à 10 nm. Deuxièmement, la détermination de la c.l.h. ne fait intervenir aucune estimation des propriétés du liquide, comme la viscosité ou le coefficient de diffusion de marqueurs optiques, ni de la géométrie des surfaces solides, alors que c'est nécessaire pour analyser des expériences en AFM ou par mesures de fluorescence.

Enfin, les résultats obtenus dans le cas où le dodécane est confiné entre une sphère en Pyrex et un plan silanisé à l'OTS sont tout à fait similaires à ceux représentés à la figure 3. On n'observe pas de glissement, avec une résolution de 3 nm. Notons que comme pour le système précédent, c'est une situation mouillante pour le dodécane.

IV.2 Expériences avec l'eau

La figure 4 représente l'inverse de l'amortissement visqueux $G''(\omega)^{-1}$ en fonction de la distance D entre les surfaces, pour de l'eau confinée entre deux surfaces en Pyrex (cas mouillant), et de l'eau confinée entre une sphère en Pyrex et un plan silanisé à l'OTS (cas non mouillant). Les lignes en trait plein correspondent aux courbes théoriques attendues en cas de non glissement d'une part, et pour une longueur de glissement b de 17 nm d'autre part.

Dans le cas mouillant, on obtient une condition de non glissement. Comme précédemment, on peut déterminer la viscosité de l'eau à partir de la pente de la droite obtenue : $\mu = 0,83 \pm 0,06$ mPa. s, en accord avec la viscosité de l'eau à 27°C : 0,85 mPa.s. Là encore, la viscosité de l'eau ne change pas jusqu'à des confinements inférieurs à 10 nm. Ce résultat est en accord avec ceux de Raviv *et al.*[2002] pour de l'eau confinée entre des surfaces de mica.

Dans le cas non mouillant, le graphique de $G''(\omega)^{-1}$ en fonction de D présente une nette courbure, ce qui est la signature d'un glissement à la paroi. Etant donné que nous n'observons pas de glissement dans le cas mouillant, l'eau ne glisse que sur le plan hydrophobe, et pas sur la sphère en Pyrex. C'est pourquoi nous utilisons l'expression de f^* donnée dans l'équation (2) pour modéliser nos résultats expérimentaux. Un excellent ajustement est obtenu pour une longueur de glissement $b = 17 \pm 2$ nm. Soulignons qu'une seule valeur de b suffit pour modéliser l'amortissement visqueux mesuré pour une distance entre les surfaces allant de quelques nm jusqu'à 1 μ m. Sur la figure 4, la ligne en pointillés indique l'extrapolation linéaire de l'asymptote, qui coupe l'axe des abscisses à la distance b de l'origine. Cela correspond bien à l'interprétation physique de b , qui donne la position de la paroi hydrodynamique, vue par le fluide à grande distance. L'amortissement visqueux mesuré ne dépend pas de l'amplitude, ni de la fréquence du mouvement, ce qui montre que la c.l.h. est linéaire. De plus, la valeur de la longueur de glissement obtenue est tout à fait reproductible. Elle ne dépend d'aucune présupposition quant aux propriétés du fluide ou des surfaces.

V ■ CONCLUSION ET DISCUSSION

Les mesures de dissipation réalisées à l'aide du DSFA développé dans notre laboratoire montrent qu'il n'y a pas de glissement dans les configurations dans lesquelles le liquide mouille totalement ou partiellement une paroi solide. Ces résultats sont en accord avec la plupart de résultats disponibles dans la littérature, qu'ils soient obtenus pour des surfaces lisses à l'échelle atomique [Chan *et al.*, 1995 ; Israelachvili, 1986], ou pour des surfaces peu rugueuses de silice ou de verre [Vinogradova *et al.*, 2003 ; Georges *et al.*, 1993]. Cependant, d'autres travaux font état d'un glissement significatif sur des surfaces mouillantes [Pit *et al.*, 2000 ; Sun *et al.*, 2002]. Nous ne savons pas d'où proviennent ces différences.

Dans une situation non mouillante, avec une paroi de même rugosité, c'est-à-dire pour l'écoulement de l'eau sur une surface silanisée à l'OTS, nous observons un glissement. Ce glissement peut être décrit à l'aide d'une seule longueur de glissement, pour des confinements allant de quelques nm à 1 μ m, et pour tous les taux de cisaillement explorés. L'ordre de grandeur de la longueur de glissement obtenue est en bon accord avec les valeurs prédites par des simulations numériques [Barrat *et al.*, 1999], et des résultats publiés par d'autres équipes [Vinogradova *et al.*, 2003 ; Choi *et al.*, 2003]. Par contre, les valeurs que nous obtenons sont très inférieures à certains résultats publiés pour des systèmes hydrophobes ou non mouillants [Cottin-Bizonne *et al.*, 2002 ; Zhu *et al.*, 2001 ; Tretheway *et al.*, 2002]. Dans des expériences précédentes avec des interfaces eau-OTS ou glycérol-OTS, nous

trouvions des glissements beaucoup plus importants, de l'ordre de la centaine de nm, mais avec une grande variabilité d'un échantillon à l'autre, et un mauvais accord entre la variation expérimentale de l'amortissement visqueux avec la distance entre les surfaces et les prédictions de l'hydrodynamique macroscopique [Cottin-Bizonne *et al.*, 2002]. Depuis, des comportements similaires ont été observés par Tretheway et al. [2002] pour l'écoulement d'eau dans des canaux silanisés à l'OTS, par une technique de PIV. Ils mettent en évidence des glissements importants, entre 200 et 900 nm, variables dans le temps et dans l'espace, avec des profils de vitesse différant significativement de la parabole. C'est tout à fait cohérent avec nos observations précédentes. Nous pensons que ce comportement provient d'une contamination de la paroi par des particules hydrophobes de taille nanométrique. Dans l'eau, de telles particules sont fortement attirées par la surface hydrophobe, du fait des interactions hydrophobes. Elles se collent à la paroi, et forment des sites de nucléation pour des bulles de vapeur ou de gaz dissous. Ce scénario a été confirmé par Tretheway et al [2004]: en répétant leurs expériences avec une surpression hydrostatique, le glissement disparaît. Depuis que nous menons nos expériences dans un environnement de type salle blanche, les résultats ont complètement changé dans le cas non mouillant (mais pas dans le cas mouillant). Nous obtenons à présent à la fois des glissements reproductibles et un bon accord avec les lois de l'hydrodynamique macroscopique. Nous attribuons la valeur modérée de notre longueur de glissement à l'absence de gaz piégé à l'interface, du fait de l'absence de contamination et de la faible rugosité des surfaces. Nous pensons donc avoir obtenu une valeur intrinsèque pour le glissement de l'eau sur une surface hydrophobe, en ce sens qu'elle correspond à la c.l.h. pour une surface de rugosité inférieure à 1 nm, en l'absence de toute contamination, ou de poches de gaz ou films gazeux à l'interface. Cette discussion souligne cependant que, en plus des propriétés intrinsèques de mouillage, l'état de surface a une importance cruciale pour les phénomènes de glissement.

VI■ REMERCIEMENTS

Ce travail a été soutenu par le Programme Interdisciplinaire de Recherche Microfluidique du CNRS.

VII■ REFERENCES

- Barrat, J. L., Bocquet, L. 1999. Large slip effect at a nonwetting fluid-solid interface. *Phys. Rev. Lett.* **82**, 4671-4674.
- Chan, D. Y. C., & Horn, R. G. 1985. The drainage of thin liquid films between solid surfaces. *J. Chem. Phys.*, **83**, 5311-5324.
- Choi, C. H., Johan, Westin, A. & Breuer, K. S. 2003. Apparent slip flows in hydrophilic and hydrophobic microchannels. *Phys. Fluids*, **15**, 2897-2902.
- Cottin-Bizonne, C., Jurine, S., Baudry, J., Crassous, J., Restagno, F., & Charlaix, E. 2002. Nanorheology : An investigation of the boundary condition at hydrophobic and hydrophilic interfaces. *Eur. Phys. J. E*, **9**, 47-53.
- Georges J. M., Millot, S., Loubet, J. L., & Tonk, A. 1993. Drainage of thin liquid films between relatively smooth surfaces. *J. Chem. Phys.*, **98**, 7345-7360.
- Israelachvili, J. N. 1986. Measurement of the viscosity of liquids in very thin films. *J. Colloid Int. Sci.*, **110**, 263-271.
- Lauga, E., Brenner, M. P., & Stone, H. A. 2005. Handbook of experimental fluid dynamics. Springer.
- Pit, R., Hervet, H., & Léger, L. 2000. Direct experimental evidence of slip in hexadecane : solid interfaces. *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 980-983.
- Raviv, U., Giasson, S., Frey, J., & Klein, J. 2002. Viscosity of ultra-thin water films confined between hydrophobic or hydrophilic surfaces. *J. Phys. Cond. Matt.*, **14**, 1-9.

Restagno, F., Crassous, J., Charlaix, E., Cottin-Bizonne, C., & Monchanin, M. 2002. A new surface force apparatus for nanorheology. *Rev. Sci. Instrum.*, **73**, 2292-2297.

Sun, G., Bonnacurso, E., Franz, V., & Butt, H. S. 2002. Confined liquid : simultaneous observation of a molecularly layered structure and hydrodynamic slip. *J. Chem. Phys.*, **117**, 10311-10314.

Tretheway, D. C., & Meinhart, C. D. 2002. Apparent fluid slip at hydrophobic microchannel walls. *Phys. Fluids*, **14**, L9-L12.

Tretheway, D. C., & Meinhart, C. D. 2004. A generating mechanism for apparent fluid slip in hydrophobic microchannels. *Phys. Fluids*, **16**, 1509-1515.

Vinogradova, O. I. 1995. Drainage of a thin liquid film confined between hydrophobic surfaces. *Langmuir*, **11**, 2213-2220.

Vinogradova, O. I., & Yakubov, G. E. 2003. *Langmuir*, **19**, 1227-1234.

Zhu, Y., & Granick, S. 2001. Rate-dependent slip of Newtonian liquid at smooth surfaces. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 096105

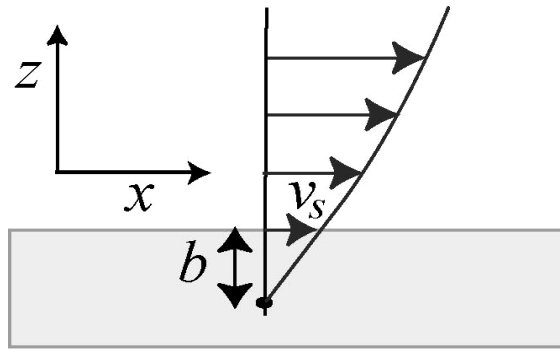


Fig. 1 : Vitesse de glissement V_s et longueur de glissement b .

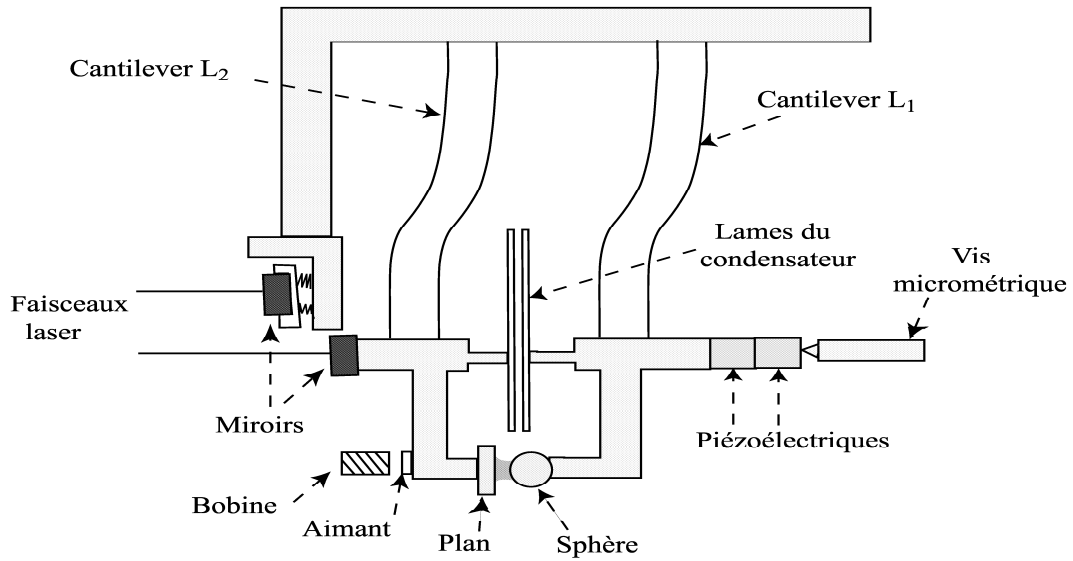


Fig. 2 : Schéma de principe de la machine à forces de surface dynamique.

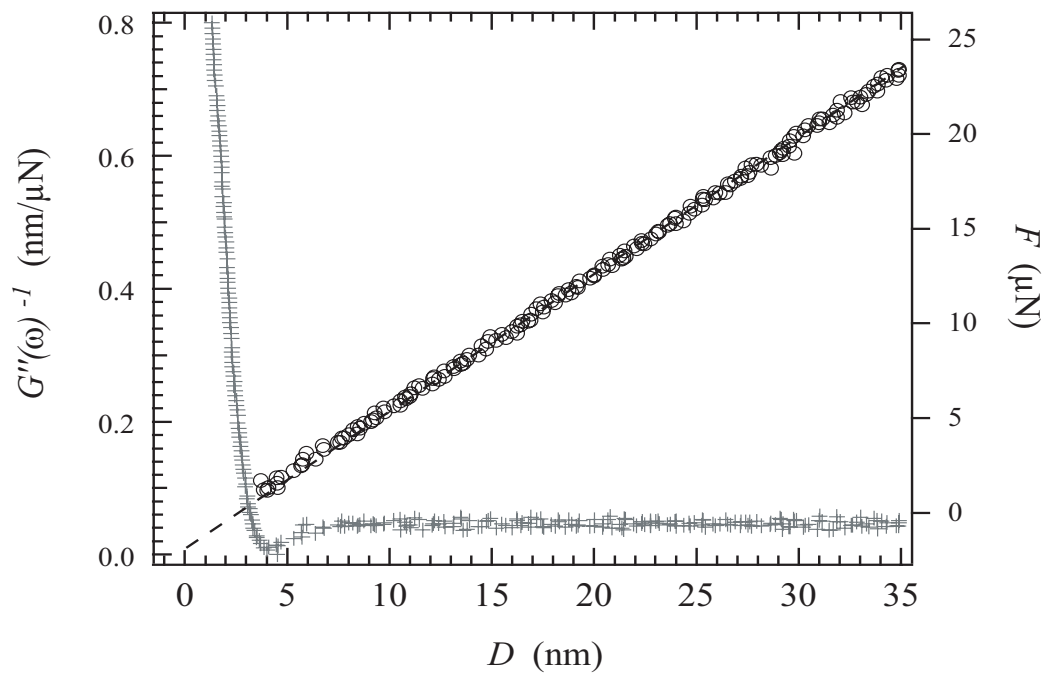


Fig. 3 : Inverse de l'amortissement visqueux $G''(\omega)^{-1}$ (cercles noirs) et force statique (croix grises) en fonction de la distance sphère-plan D , pour du dodécane confiné entre des surfaces de Pyrex.

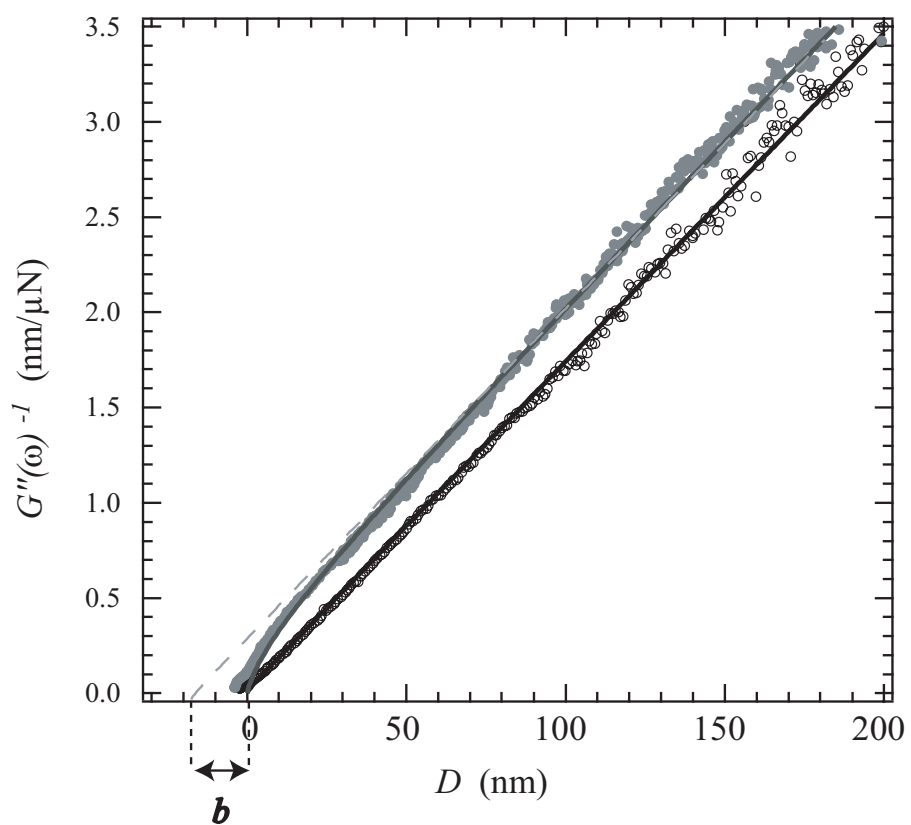


Fig. 3 : Inverse de l'amortissement visqueux $G''(\omega)^{-1}$ en fonction de la distance sphère-plan D , pour de l'eau confinée entre des surfaces hydrophiles de Pyrex (cercles noirs), et entre une surface hydrophile de Pyrex et une surface hydrophobe silanisée à l'OTS (cercles gris pleins).