

Compte rendu LP09 : Phénomènes interfaciaux impliquant des fluides

L'objectif de cette leçon est de mettre l'accent sur des phénomènes dont on ne parle pas souvent, les phénomènes aux interfaces. Nous pensons que cela doit être le message de la leçon, nous allons déterminer dans quelles circonstances ces phénomènes doivent être pris en compte. Au cours de la leçon, je ferai référence à des schémas faits main, car je ne suis pas un pro du paint !

Niveau : L2

Prérequis : Thermodynamique, Hydrodynamique

Introduction : Pour conclure notre étude de l'hydrodynamique, nous allons nous intéresser à la physique à l'interface du fluide, faisant apparaître de nouveaux phénomènes. Une première expérience illustrative est de constater qu'un trombone flotte à la surface de l'eau, alors que $\rho_{\text{acier}} > \rho_{\text{eau}}$, ce qui implique l'existence d'une autre force à l'interface. Nous avons montré cette expérience au début de la leçon, il faut poser délicatement le trombone pour que ça flotte, ça demande quelques essais !

Cette physique à l'interface est caractérisée par le coefficient γ de tension superficielle, que nous allons étudier tout au long de la leçon.

1 La tension superficielle

1.1 Mise en évidence

Manip illustrative : Nous disposons au département de physique de plein de formes en fil de fer pour faire des films de savon de géométries variées. Nous avons opté pour présenter la tension superficielle d'utiliser un cadre en fil de fer, dont un des côtés est fermé par une paille mobile (figure 1). Le film de savon est fait à partir d'une solution contenant de l'eau savonneuse et du glycérol. On met ainsi en évidence que le film tire sur la paille, il se rétracte. Il existe donc une force qui tend à réduire l'interface savon/air.

Cette force \mathbf{F} est proportionnelle à la largeur du cadre L . Pour augmenter la surface du film de Ldl , je dois exercer cette force sur $d\mathbf{l}$, et le travail opérateur élémentaire vaut $\delta W = \mathbf{F} \cdot d\mathbf{l}$. Le coefficient de proportionnalité est γ , la tension superficielle. Avec $Ldl = ds$ on a $\delta W = 2\gamma ds$. Le facteur 2 est dû au fait qu'il existe deux interfaces savon/air pour le film.

γ quantifie le coût en énergie pour augmenter la surface de ds , ou la force que le fluide exerce pour se rétracter. La force et l'énergie sont liées par l'expression du travail opérateur. Ainsi, γ est homogène à une énergie par unité de surface, ou une force par unité de longueur.

On donne aussi une définition thermodynamique de γ :

$$dU = TdS - PdV + \gamma dA$$

avec A la surface de l'interface. Avec les identités thermodynamiques, on obtient :

$$\gamma = \left(\frac{\partial F}{\partial A} \right)_{V,T} = \left(\frac{\partial G}{\partial A} \right)_{T,P}$$

avec F l'énergie libre et G l'enthalpie libre. On donne pour finir quelques ordres de grandeur de la tension superficielle par rapport à l'air : $\gamma_{\text{eau}} = 72 \text{ mJ.m}^{-2}$, $\gamma_{\text{huile}} = 20 \text{ mJ.m}^{-2}$ et $\gamma_{\text{mercure}} = 485 \text{ mJ.m}^{-2}$

Pour revenir au cas du trombone flottant, j'ai représenté (figure 2) les forces dues à la tension superficielle, elles s'opposent à la déformation de la surface d'eau imposée par le trombone, elles sont donc verticales, dirigées vers le haut. On peut mener le raisonnement plus loin (ce que nous n'avons pas présenté) et déterminer par analyse dimensionnelle la taille maximale L d'un insecte flottant sur l'eau (cet insecte s'appelle la gérés). En effet, il faut équilibrer le poids F_g et la force due à la tension superficielle F_γ . Or les insectes sont composés en majorité d'eau. On a $F_g = \rho_{\text{eau}}gL^3$ et $F_\gamma = \gamma L$. $F_\gamma > F_g$ si

$$L < \sqrt{\frac{\gamma}{\rho_{\text{eau}}g}}$$

ce qui nous donne une taille maximale de l'ordre du centimètre. On peut même aller encore plus loin et conclure que Jésus n'a pas pu marcher sur l'eau, mais là c'est risqué.

On va expliquer dans la partie suivante la disparité des valeurs de γ , en déterminant l'origine microscopique de cette dernière.

1.2 Origine microscopique

Dans un liquide, une molécule est stabilisée grâce aux énergies d'interaction apportées par chacune de ses voisines (voir figure 3). L'énergie d'interaction due à une voisine sera notée U . Or, en surface, il manque des voisines. Donc le coût en énergie pour apporter une molécule à la surface a pour ordre de grandeur U . En apportant une molécule, on augmente la surface de a^2 , a étant la distance intermoléculaire au sein du liquide. Ainsi, U est le coût en énergie pour augmenter la surface de a^2 . Finalement, l'ordre de grandeur de la tension superficielle γ est donné par l'expression :

$$\gamma \approx \frac{U}{a^2}$$

La valeur de la tension superficielle dépend donc du type d'interaction (fixant la valeur de U) qui lie les molécules entre elles au sein du liquide. Nous allons retrouver l'ordre de grandeur des différentes valeurs de γ que nous avons données plus haut grâce à ces considérations.

Pour l'huile, les interactions entre molécules sont celles de Van der Waals, $U \approx k_B T$, ce qui donne pour une distance intermoléculaire $a = 0.4 \text{ nm}$ (on gardera cette valeur pour les trois estimations), $\gamma_{\text{huile}} = 26 \text{ mJ.m}^{-2}$.

Pour l'eau, les interactions sont de type liaison hydrogène, qui sont trois fois plus fortes que celles de Van der Waals. Ainsi, $\gamma_{\text{eau}} = 78 \text{ mJ.m}^{-2}$.

Enfin, pour le mercure il s'agit de liaisons métalliques, on a $U \approx 1 \text{ eV}$, ce qui donne $\gamma_{\text{mercure}} = 625 \text{ mJ.m}^{-2}$

On remarque qu'on obtient trois fois le bon ordre de grandeur. Il ne faut pas hésiter à insister sur la force de notre estimation, qui donne de bons résultats bien que le modèle soit très

grossier (on ne prend pas en compte le nombre de voisins manquants, les différentes géométries possibles).

Nous allons désormais présenter une des méthodes pour mesurer la tension superficielle (c'est une des exigences du jury).

1.3 Mesure de tension superficielle

Nous avons vu précédemment (exemple du trombone flottant), que le fluide exerce une force s'opposant à l'extension de sa surface. La mesure de cette force permet de remonter à la valeur de γ . La méthode générale de mesure de tension superficielle grâce à la mesure de forces exercées par le fluide est la méthode de Wilhemly. Dans l'exemple que nous traitons ici, on mesure, à l'aide d'une balance d'arrachement, qui exerce une force quantifiée, la force nécessaire pour arracher un cylindre creux de l'eau. Le liquide adhère à la surface inférieure du cylindre (voir vue en coupe figure 4), et forme deux interfaces verticales liquide/air, de longueur $2\pi R$, R étant le rayon du cylindre. En effet, il y a une interface le long du bord extérieur du cylindre, une autre le long du bord intérieur, ces deux bords ayant quasiment le même rayon. La force due à la tension superficielle qui tire le cylindre creux vers le bas vaut alors $F_\gamma = 4\pi\gamma R$. Au moment de l'arrachement, la force exercée par la balance équilibre cette force ainsi que le poids du cylindre, ce qui nous permet de connaître γ .

Nous n'avons pas mesuré γ lors de la présentation, car nous n'avons pas trouvé de balance d'arrachement qui illustre bien le principe (il y en a une au département mais qui nous paraissait assez sophistiquée, nous n'avons pas eu le temps de creuser ce point). En revanche, expliquer un protocole expérimental de mesure de tension superficielle permet d'aborder un point important à propos de cette grandeur : elle est très difficile à mesurer, les mesures ne sont pas facilement reproductibles, ce qui est compréhensible étant donnée l'origine microscopique de γ . En effet, γ dépend des interactions moléculaires, donc de l'état de surface de notre cylindre (il est parfois nécessaire de le nettoyer au chalumeau pour être sûr de la propreté de sa surface!) ou de la quantité d'impuretés présentes dans le liquide testé.

Pour finir, nous allons commenter le rôle particulier d'un type de molécule sur la tension superficielle, les tensio-actifs. Ces composés amphiphiles (tête polaire hydrophile et queue apolaire hydrophobe) viennent migrer à la surface de l'eau, la tête dirigée vers l'eau, car elle est aussi polaire et la queue vers l'extérieur (voir figure 5). Lorsqu'une molécule est apportée à la surface, la voisine manquante dans le cas précédent est désormais la tête polaire du tensio-actif, qui apporte une certaine énergie stabilisante. Ainsi, le coût en énergie pour faire migrer une molécule vers la surface diminue, donc γ diminue.

Nous avons dégagé les premières manifestations de γ , ainsi que son origine microscopique et sa dépendance à l'environnement. Voyons désormais les conséquences directes de γ .

2 Conséquences directes de la tension superficielle

2.1 Mouillage

Nous allons comparer l'énergie surfacique de deux configurations (voir figure 6) : une interface solide/gaz (noté sg) ou une interface solide/liquide (sl) et une interface liquide/gaz (lg). D'après la définition de γ , les énergies surfaciques sont respectivement γ_{sg} et $\gamma_{\text{sl}} + \gamma_{\text{lg}}$. Petite subtilité, pour la deuxième expression, on a supposé que l'épaisseur de la couche liquide est assez grande pour pouvoir négliger les interactions solide/gaz.

On appelle S le paramètre d'étalement, $S = \gamma_{\text{sg}} - (\gamma_{\text{sl}} + \gamma_{\text{lg}})$. Si $S > 0$, la deuxième configuration est énergétiquement favorable, le liquide s'étale à la surface du solide, il y a mouillage total. Si $S < 0$, le liquide se rétracte sur lui même et forme une goutte, caractérisé par un certain angle θ (voir figure 7) par rapport à la surface du solide. On parle alors de mouillage partiel. On distingue deux cas de mouillage partiel, en fonction de la valeur de θ (voir figure 7) : si $\theta < \pi/2$, le liquide est plutôt mouillant, si $\theta > \pi/2$, il est plutôt non mouillant.

Sans le dire, nous avons déjà parlé de mouillage. En effet, lorsque nous avons représenté les forces dues à la tension superficielle exercées sur le trombone ou sur le cylindre verticales, nous avons supposé que nous étions en présence d'un mouillage total.

Allons plus loin dans cette problématique de mouillage en cherchant la forme d'équilibre thermodynamique de la goutte.

2.2 Forme d'équilibre de la goutte

Nous allons démontrer grâce à l'expression du potentiel thermodynamique de la goutte en équilibre deux formules importantes faisant intervenir la tension de surface : la loi de Laplace et la loi de Young Dupré. La démonstration est assez technique, mais est très bien faite dans le Diu de Thermodynamique, page 591.

Nous travaillons à pression et température extérieures fixées, P_0, T_0 , le potentiel thermodynamique qui s'impose est donc l'enthalpie libre G . La différentielle de la fonction d'état est

$$dG_0 = dU - T_0 dS + P_0 dV$$

avec

$$dU = T dS - P dV + \gamma dA$$

C'est la calcul de la variation de l'aire dA qui est délicat. Il faut séparer cette aire en trois parties : l'interface gaz/solide, gaz/liquide, et liquide/solide. La variation d'aire est repérée par deux déplacements unitaires normaux à l'interface liquide/gaz distincts, $d\xi$ tangent à l'interface gaz/solide, n'existant que sur le contour Γ de la goutte, et dr , ailleurs (cf figure 8 pour les notations). En distinguant ces trois parties de l'interface, on a :

$$dG_0 = (T - T_0) dS - (P - P_0) dV + \gamma_{\text{ls}} d\Sigma_{\text{ls}} + \gamma_{\text{lg}} d\Sigma_{\text{lg}} + \gamma_{\text{sg}} d\Sigma_{\text{sg}}$$

Reste à définir $d\Sigma_{\text{ls}}$, $d\Sigma_{\text{lg}}$, $d\Sigma_{\text{sg}}$ et dV en fonction de dr et $d\xi$.

$$\begin{aligned}d\Sigma_{\text{sg}} &= -d\Sigma_{\text{ls}} \\d\Sigma_{\text{ls}} &= \int_{\Gamma} d\xi dl\end{aligned}$$

avec dl une élément infinitésimal de Γ . Aussi

$$dV = \iint_{\Sigma_{\text{lg}}} dr d\sigma$$

avec $d\sigma$ une élément infinitésimal de Σ_{lg} . Pour $d\Sigma_{\text{lg}}$, il y a à la fois la contribution de dxi et dr . Sur la figure 9, on voit l'impact de dr sur $d\Sigma_{\text{lg}}$. La surface élémentaire $d\sigma$ passe de $d\sigma = dl_1 dl_2$, avec dl_1 et dl_2 les deux longueurs orthogonales selon les deux rayons de courbure algébriques R_1 et R_2 , à $d\sigma' = dl'_1 dl'_2$. Le rayon de courbure a augmenté de dr , donc on peut écrire, pour dl_2 par exemple :

$$\frac{dl_2}{dl'_2} = \frac{R_2}{R_2 + dr}$$

On a donc

$$dl'_2 = dl_2 \left(1 + \frac{dr}{R_2} \right)$$

d'où

$$d\sigma' = d\sigma \left(1 + dr \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \right)$$

La variation d'aire vaut donc : $d\sigma dr \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)$

Sur la figure 10, on voit désormais la conséquence de $d\xi$ sur $d\Sigma_{\text{lg}}$. La variation de l'aire est $dl \cos \theta d\xi$. Finalement

$$d\Sigma_{\text{lg}} = \iint_{\Sigma_{\text{lg}}} dr d\sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) + \int_{\Gamma} dl \cos \theta d\xi$$

Ainsi, la différentielle de l'enthalpie libre s'écrit :

$$dG_0 = \iint_{\Sigma_{\text{lg}}} \left[-(P - P_0) + \gamma_{\text{lg}} \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \right] dr d\sigma + \int_{\Gamma} ((\gamma_{\text{ls}} - \gamma_{\text{sg}}) + \gamma_{\text{lg}} \cos \theta) d\xi dl + (T - T_0) dS$$

Or $dG_0 = 0$ pour tout dS , dr et $d\xi$ à l'équilibre. La première intégrale permet d'obtenir la loi de Laplace, traduisant la différence de pression due aux courbures de surface

$$P - P_0 = \gamma_{\text{lg}} \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)$$

La deuxième intégrale permet d'obtenir la loi de Young Dupré, quantifiant l'angle de mouillage d'une goutte sur la surface.

$$\gamma_{\text{lg}} \cos \theta = \gamma_{\text{sg}} - \gamma_{\text{ls}}$$

soit, avec S le paramètre d'étalement

$$\gamma_{\text{lg}} (\cos \theta - 1) = S$$

On a aussi l'équilibre thermique : $T = T_0$

Cette démonstration est donc assez compliquée, mais a l'avantage d'être complète. En effet, pour démontrer la loi de Young Dupré, on voit souvent la démonstration (dans le Guyon par exemple) qui consiste à écrire l'équilibre des forces de tension de surface à l'interface selon le plan tangent au solide. Le problème est que ces forces ne se compensent pas selon la normale au solide, et c'est d'ailleurs un sujet de recherche !

2.3 Applications

Nous allons exploiter sur deux exemples la loi de Laplace que nous venons de démontrer.

D'abord, le phénomène qu'on appelle le mûrissement d'Ostwald, dont il est possible de faire l'expérience en direct avec le matériel de Cachan. Deux bulles de rayons différents, R_1 et R_2 , (voir figure 11) sont reliées par un tube. Ici, les rayons de courbure apparaissant dans la formule de la loi de Laplace sont comptés positivement, car ils sont à l'intérieur de la surface (orientation normale entrante). Comme c'est une sphère, les deux rayons de courbure pour une surface sont égaux, et on a

$$\Delta P = P - P_0 = \frac{2\gamma}{R}$$

Comme $R_1 > R_2$, $\Delta P_1 < \Delta P_2$, donc il y a un écoulement d'air de la bulle 2 vers la bulle 1. La petite bulle se vide dans la grosse, ce qui explique pourquoi les mousses ont une durée de vie limitée (les bulles se vident dans leurs voisines plus grosses).

Ensuite le phénomène d'adhésion capillaire. Il se forme entre deux plaques solides lorsqu'on introduit une petite quantité de liquide (voir figure 12) un pont capillaire. Ici, les deux rayons de courbure sont de signe opposé, R est positif alors que R' est négatif. On retrouve l'angle de mouillage θ dans le triangle rectangle faisant intervenir R' et $h/2$, car le rayon est normal à la tangente au cercle. On a donc

$$R' = \frac{h}{2 \cos \theta}$$

Ainsi

$$\Delta P = \gamma \left(\frac{1}{R} - \frac{2 \cos \theta}{h} \right)$$

Comme $h \ll R$, on a

$$\Delta P = -\gamma \frac{2 \cos \theta}{h}$$

Le pont capillaire crée donc une dépression qui colle les deux plaques solides entre elles. Pour donner, un ordre de grandeur, avec $h = 5 \mu\text{m}$, $R = 1 \text{ cm}$, $\gamma = 72 \text{ mN/m}$ et $\theta = 0$, on a $\Delta P = -0,33 \text{ bar}$. Ce phénomène d'adhésion capillaire explique par exemple pourquoi les cheveux mouillés sont collés entre eux, ou pourquoi les nœuds sont plus difficiles à défaire lorsqu'ils sont faits avec une corde mouillée.

Nous allons désormais attaquer la dernière partie de la leçon, pour savoir dans quels cas tenir compte de γ .

3 Capillarité et gravité

3.1 Longueur capillaire

L'objet de cette sous-partie est de savoir sur quelle échelle il faut tenir compte plutôt de la gravité ou plutôt de la tension superficielle. Pour cela comparons, à la base B d'une goutte (voir figure 13), la surpression imposée soit par la loi de l'hydrostatique ΔP_{grav} (c'est à dire la gravité), soit par la loi de Laplace ΔP_{cap} (donc la capillarité).

On a $\Delta P_{\text{grav}} = \rho gh$, avec ρ la masse volumique du liquide, et $\Delta P_{\text{cap}} = 2\gamma/R$. Dans le triangle rectangle faisant intervenir R et R_g on a $R^2 = (R - h)^2 + R_g^2$. Comme $h \ll R$, on a au premier ordre en h , $R_g^2 \approx 2Rh$

A un facteur 1/4 près, on appelle nombre de Bond le rapport de ΔP_{grav} sur ΔP_{cap} , soit

$$Bo = \frac{\rho g R_g^2}{\gamma}$$

Si $Bo > 1$, soit pour une goutte de grande taille, la gravité domine, et la forme de la goutte fait apparaître une isobare horizontale typique de l'hydrostatique. Si $Bo < 1$, c'est à dire pour une petite goutte, la forme de la goutte est sphérique, une courbure typique du phénomène de tension superficielle (voir figure 14).

La longueur à laquelle il faut comparer R_g est donnée par $Bo = 1$, et est appelée la longueur capillaire l_c . On a

$$l_c = \sqrt{\frac{\gamma}{\rho g}}$$

On retiendra que pour des dimensions de l'ordre de l_c , il faut tenir compte de la tension superficielle, sinon ce n'est pas la peine. Par exemple, l_c est la taille typique d'un ménisque qui se forme dans les tubes à essai (voir figure 15). Pour l'eau, $l_c = 3\text{mm}$, et pour le mercure, $l_c = 2\text{mm}$.

3.2 Loi de Jurin

C'est un exemple très classique de compétition entre capillarité et gravité. On constate que le liquide monte sous l'effet de la capillarité dans des tubes fins, alors que la gravité aurait tendance à le faire descendre (voir figure 16). Cette expérience permet de mesurer γ , mais avec une faible précision. Le calcul de la hauteur d'ascension du liquide dans le tube consiste à exprimer la pression P_1 au ménisque de deux manières différentes (soit du fait de la gravité, soit à cause de la courbure du ménisque).

La loi de Laplace s'écrit (la courbure est ici négative) ;

$$P_1 = P_0 - \frac{2\gamma}{R}$$

La loi de l'hydrostatique donne

$$P_1 = P_0 - \rho gh$$

Ainsi,

$$\frac{2\gamma}{R} = \rho gh$$

Or, r le rayon du tube est tel que $r = R \cos \theta$ d'où

$$h = \frac{2\gamma \cos \theta}{\rho g r}$$

soit

$$h = 2 \frac{l_c^2}{r} \cos \theta$$

On constate donc que l'ascension h , due à la capillarité, est d'autant plus grande que r est petit devant l_c , ce qui confirme la validité du critère de longueur l_c pour juger de l'importance de la capillarité. C'est en relevant la hauteur de montée h pour des tubes de différents rayons r qu'on parvient à mesurer γ . Mais le problème de cette expérience est que la hauteur de montée dépend toujours de l'état de surface des tubes (l'angle θ intervient) ce qui rend la mesure difficilement reproductible, donc imprécise.

C'est grâce à ce phénomène d'ascension capillaire que l'eau monte sur un bout de papier quand on y trempe l'extrémité. En effet, le papier est constitué d'un ensemble de tubes de petite taille.

3.3 Instabilité de Taylor-Rayleigh

Dans cette dernière partie, nous allons nous attaquer à une compétition entre gravité et capillarité donnant un résultat spectaculaire et visible dans la vie de tous les jours. Soit une couche de liquide horizontale sur un autre fluide moins dense (par exemple une pellicule d'eau sur la paroi haute intérieure d'un réfrigérateur, l'autre fluide moins dense étant l'air). La gravité va tendre à faire migrer l'eau vers le bas, mais la capillarité empêche la surface de se déformer. Il va alors se développer des "vaguelettes" à l'interface entre les deux fluides, ce qu'on constate sur la paroi du frigidaire, un chapelet de gouttes.

On compare les énergies des deux structures (film horizontal E_1 , ou structure périodique E_2), voir figure 17. Notons qu'ici l'axe Oz et la gravité sont dans le même sens, donc l'expression de l'énergie potentielle gravitationnelle est opposée à celle usuellement utilisée. La dimension sur l'axe Oy sur laquelle on intègre l'énergie n'a pas d'incidence et sera notée L . La déformation de la surface est supposée périodique, où l'épaisseur de fluide e s'écrit : $e = e_0 + \delta_e \cos(qx)$ avec $q = 2\pi/\lambda$, et λ la longueur d'onde.

$$E_1 = L \int_0^\lambda \int_0^{e_0} -\rho g z dz dx + L \int_0^\lambda \gamma dx$$

et

$$E_2 = L \int_0^\lambda \int_0^e -\rho g z dz dx + L \int_0^\lambda \gamma ds$$

On a

$$\Delta E = E_2 - E_1 = L \int_0^\lambda -\frac{1}{2} \rho g (-e_0^2 + e^2) dx + L \int_0^\lambda \gamma (ds - dx)$$

Le développement de e^2 donne un terme en $\cos(qx)$, dont l'intégrale est nulle sur une longueur d'onde. De plus, dans le cas de faibles déformations, $\delta_e \ll dx$. Or $ds^2 = dx^2 + de^2$, le développement au premier ordre donne $ds \approx dx \left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{de}{dx}\right)^2\right)$

Finalement on obtient

$$\Delta E = -\frac{1}{2}\rho g L \delta_e^2 \int_0^\lambda \cos^2(qx) dx + \frac{1}{2}L \delta_e^2 \gamma q^2 \int_0^\lambda \sin^2(qx) dx$$

ce qui donne en faisant intervenir la longueur capillaire :

$$\Delta E = \frac{1}{4}\lambda \gamma L \delta_e^2 \left(q^2 - \frac{1}{l_c^2} \right)$$

La structure périodique est possible si $\Delta E < 0$, donc si $\lambda > 2\pi l_c$. On retrouve notre critère, la longueur capillaire. Il faut que le phénomène soit assez grand pour que la gravité entre en jeu et puisse déformer la surface (si la tension de surface dominait, il n'y aurait pas de déformation possible, et donc pas d'apparition de structure périodique).

Une étude plus complète du phénomène nécessite l'étude de la dynamique de l'écoulement. Je n'ai pas trouvé de biblio pour cette dernière (à part la dernière partie de la composition d'hydro rédigée par Marc Legendre). Cette étude permet de voir qu'une longueur d'onde a une structure périodique qui se développe le plus rapidement, et c'est cette longueur d'onde que la structure va manifester, on trouve $\lambda = 2\pi\sqrt{2}l_c$. Ce qu'on peut retenir de cette partie est la démarche générale dans le traitement des instabilités : on suppose une perturbation périodique, et on détermine celles qui sont énergétiquement possibles.

Conclusion Nous avons vu dans cette leçon l'origine de la tension superficielle, plusieurs manifestations de cette dernière, et surtout un critère d'échelle, la longueur capillaire, pour savoir quand il faut en tenir compte. C'est une des forces de la physique, en plus d'expliquer certains phénomènes, elle peut dire si dans le cas présent il faut les prendre en compte !

4 Questions

Au cours du compte rendu, j'ai déjà répondu à plusieurs questions posées par Marc Legendre. Je les résume ici.

Pourquoi une longueur d'onde se développe davantage pour l'instabilité de Taylor Rayleigh ?
C'est la longueur d'onde qui correspond au développement le plus rapide

Quel est le potentiel d'interaction entre molécules qui permet de remonter à l'énergie de liaison ? Potentiel de Lennard Jones

Concentration micellaire critique ? C'est la concentration en tensio-actifs à partir de laquelle ces derniers sont assez nombreux pour former des micelles.

Quel est le problème de la démonstration de la loi de Young Dupre avec un bilan des forces ?
On fait un bilan de forces sur un élément, la ligne de contact, de masse nulle, et les forces ne sont pas équilibrées selon la normale au plan du substrat solide.

Hystérésis de l'angle de contact ? Une goutte sur une pente n'a pas le même angle de contact selon l'aval ou selon l'amont, ou sur un front d'eau, selon que l'eau avance ou se retire. C'est du aux rugosités de la surface.

Qu'est ce que l'effet Marangoni ? C'est un écoulement du à un gradient de tension de surface. En effet, la tension de surface crée une force qui "ramène" le fluide vers lui même, un peu comme quelqu'un qui tire la couette vers lui. Si dans un fluide on dépose en un point un peu de savon, la tension de surface va diminuer en cette région, et l'eau va être attirée par le fluide alentour (écoulement radial qui fuit cette région, vous pouvez vous amuser à le constater dans votre évier). Il y a même des vidéos sur l'internet de courses de petits bateaux propulsés au savon, ça vaut le détour.

Alors qu'en est-il des larmes de vin ? Le phénomène des larmes de vin est du à l'effet Marangoni. Si on dépose sur la paroi verticale d'un verre un film de vin (il faut qu'il soit assez riche en alcool, ça marche donc bien avec le rhum, vous pouvez aussi le constater par vous même mais avec modération), l'alcool plus volatil que l'eau va s'évaporer à partir de ce film mince. Donc le film sera plus concentré en eau, dont la tension superficielle est plus forte que celle de l'éthanol, donc le film va tirer sur le reste du liquide au fond du verre et le faire monter. Si trop de liquide est monté, il se forme un bourrelet qui va finir par retomber dans le fond de verre, comme une larme qui coule.

D'autres méthodes pour mesurer γ ? La forme d'une goutte pendante à l'embout d'un tuyau est entièrement déterminée analytiquement. Le problème est que l'on est toujours limité par l'angle de contact, qui influe aussi sur la forme de la goutte en cas de mouillage partiel. Une autre méthode ne faisant pas intervenir cet angle est de faire tourner une goutte du fluide au sein d'un autre liquide non miscible. La forme de la goutte résultera de la compétition entre les forces d'inertie d'entraînement et la tension superficielle, d'où la détermination de cette dernière.

Distinction entre émulsion et mousse Pour ces structures particulières, on distingue la phase continue, la matrice, de la phase constituant les gouttes séparées. Pour l'émulsion, ces deux phases sont liquides, alors que pour la mousse, la matrice est liquide et les gouttes contiennent du gaz.

Qu'est ce que l'effet Leiben-Frost ? Phénomène de lévitation lorsqu'on dépose une goutte d'eau sur une plaque très chaude (encore une expérience réalisable chez soi!). L'eau à la base de la goutte s'évapore puis se condense à nouveau immédiatement ce qui crée une couche gazeuse entre la goutte et la plaque, la goutte est en lévitation sur de l'air. Il y a un exercice là dessus dans le tec et doc PC/PC* de Stéphane Olivier.

5 Remarques et bibliographie

Le jury trouve dommage qu'il n'y ait pas assez de dynamique dans cette leçon. Alors peut être faut il parler de l'effet Marangoni dans le corps de la leçon. L'exercice est fait dans le livre

de Stéphane Olivier déjà cité. Le traitement dynamique de l'instabilité de Taylor-Rayleigh me semble un peu compliqué pour être présenté le jour J (surtout que je ne connais pas de bonne biblio). Nous avons utilisé très majoritairement pour cette leçon *Hydrodynamique Physique* de Guyon, Hulin, Petit et *Gouttes, bulles, perles et ondes* de Pierre-Gilles de Gennes. Le Diu de Thermodynamique déjà cité sert lui à faire la démonstration avec les potentiels thermodynamiques.