
PHÉNOMÈNES INTERFACIAUX IMPLIQUANT DES FLUIDES

Niveau

Commentaires du jury

- 2014 : Le lien avec les potentiels thermodynamiques n'est pas souvent maîtrisé. Il est important de dégager clairement l'origine microscopique de la tension superficielle. Le jury constate que trop souvent les candidats présentent des schémas où la représentation des interactions remet en cause la stabilité mécanique de l'interface. Le jury apprécie les exposés dans lesquels le/la candidat(e) ne se limite pas à la statique. Jusqu'en 2013, le titre était : Phénomènes interfaciaux impliquant des fluides : applications.
- 2013 : Le lien avec les potentiels thermodynamiques n'est pas souvent maîtrisé. Il est important de dégager clairement l'origine microscopique de la tension superficielle. Le jury constate que trop souvent les candidats présentent des schémas où la représentation des interactions remet en cause la stabilité mécanique de l'interface.
- 2011, 2012 : Le lien avec les potentiels thermodynamiques n'est pas souvent maîtrisé. Il est important de dégager clairement l'origine microscopique du phénomène.
- 2009, 2010 : La force de tension superficielle est très mal décrite et comprise ; cette notion permet pourtant d'interpréter de nombreux résultats de façon simple et concrète. L'étude énergétique de l'interface doit s'appuyer sur une thermodynamique rigoureuse, où les systèmes et transformations étudiés sont définis avec une grande précision

Bibliographie

- Poly

pré-requis

Expériences

- faire flotter un trombone, montrer une photo de gerris
- Ensemble tension de surface pour faire des bulles...

Table des matières

1	Tension superficielle	2
1.1	Observation	2
1.2	Origine microscopique	2
1.3	Approche énergétique	3
2	Interface entre deux fluides	4
2.1	Loi de Laplace	4
2.2	Nucléation homogène	6
2.3	Onde gravitocapillaires ou compétition gravité capillarité	7

3 Interfaces triples	8
3.1 Loi de Young Dupré	8
3.2 Loi de Jurin	11
3.3 Mesure de tension de surface	11

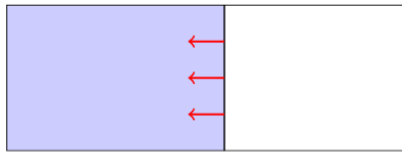
Introduction

Si on demande à un enfant de dessiner la mer et le ciel, il va certainement faire une ligne. Ces deux fluides sont en contact et pourtant ne se mélange pas, comme l'eau et l'huile.

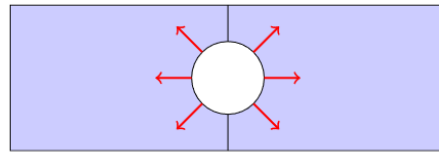
Il semblerait que faire flotter un trombone ou une punaise soit l'expérience la plus stylée à faire en introduction

1 Tension superficielle

1.1 Observation



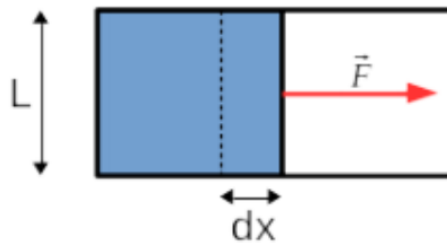
(a) Sur un cadre contenant une tige mobile, on crée un film de savon. Quand on perce le film d'un côté du rail, ce dernier se déplace vers le film restant.



(b) Sur un cadre contenant un fil formant une boucle, on réalise un film de savon. Quand on perce le film au centre de la boucle, celle-ci s'étire et prend une forme circulaire.

Faire les manip si on peut pas : Vidéo

il faut une force pour s'opposer à la force qu'exerce l'interface sur la tige. Expérimentalement, plus L est grand



et plus la force à appliqué est grande (croissance linéaire).

On définit alors de manière expérimentale un coefficient γ que l'on appelle tension de surface et qui caractérise cette proportionnalité :

$$F = \gamma L$$

La **tension superficielle** est une force linéique, contenue dans le plan de l'interface et dirigée vers le liquide, qui s'exerce tends à réduire cette interface. Elle s'exprime en N/m.

1.2 Origine microscopique

Qu'est ce qu'une interface? Quand deux fluides sont en contact on a deux possibilités, soit ils se mélangent, c'est le cas de l'eau et du sirop, mais si on prend le cas de l'eau et de l'huile, cela ne marche pas. C'est ce cas qui nous intéresse ici. Il n'est pas spécifique à l'eau et l'huile, par exemple une goutte d'eau dans l'air on a également

un séparation nette entre les deux phases. On définit ainsi une interface comme une délimitation "nette" entre deux phases.

Comment peut on voir cela microscopiquement ?

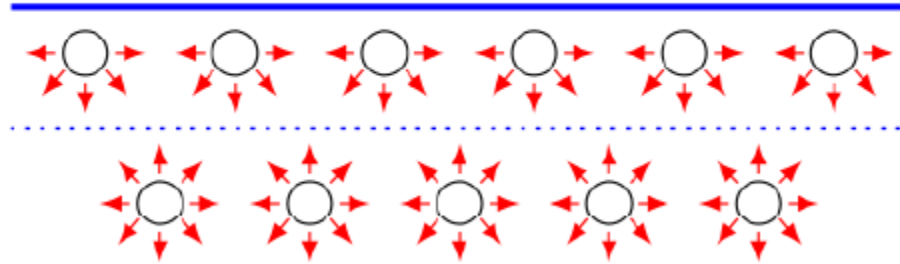


FIGURE 1 – *Modélisation microscopique*

Si on a une interface c'est que d'un côté on a les molécule d'eau par exemple et de l'autre celles de l'air. Si on les représente, on remarque que les molécules à l'interface ont moins de voisin de leur phase que celles au centre de la phase. Ceci constitue un coup énergétique. En effet, si il est énergétiquement favorable à une molécule d'eau de s'entourer de molécules différentes, alors elle le ferait, comme avec le sirop. Même sans mélange, au bout d'un temps long avec la diffusion, on aurait une interface qui disparaît au profit du mélange. Ce n'est pas le cas, c'est bien qu'il est plus avantageux énergétiquement pour les molécule d'une phase d'interagir avec les molécule de la même phase. C'est l'origine microscopique de la tension de surface

1.3 Approche énergétique

La présence d'interface représente un coup énergétique que le système tend à minimiser.

Nous avons illustrez cela avec des films de savons, cependant, on peut l'observer ailleurs, par exemple une goutte dans l'aire (suffisamment petite) a une forme sphérique, car cette forme minimise l'interface air, liquide.

Peut on formaliser cela ?

On définit la tension de surface comme

$$\gamma = \left. \frac{\partial U}{\partial A} \right|_{S,V,N}$$

On peut alors voir que cela est dimensionnellement cohérent avec la définition précédente : $\text{N/m} = \text{kg.s}^{-2} = \text{kg.m}^2.\text{s}^{-2}.\text{m}^{-2} = \text{J.m}^{-2}$

On peut également vérifier la cohérence mathématique de la définition : la création d'une interface supplémentaire dA nécessite l'énergie $dU = \gamma dA$.

Si on se replace dans le cadre de tout à l'heure, le travail à apporter pour faire varier l'aire de l'interface de $dA = Ldx$ est : $\delta W = F \times dl = \gamma Ldx = \gamma dA$. On retombe bien sur nos pates.

La tension de surface peut donc, de manière équivalente, être perçue comme une énergie par unité de surface, et une force par unité de longueur.

Dans un cas générale où on considère un système avec une interface, il faudra rajouter un terme à l'énergie interne qui correspond simplement au travail de la force de tension de surface :

$$dU = TdS - pdV + \mu dN + \gamma dA$$

(Bien entendu en fonction du problème il faudra prendre le bon potentiel thermo...)

ODG : on considère une molécule de taille a . On note U l'énergie de cohésion par particule, amener la particule revient à augmenter la surface de a^2 et à diminuer l'énergie d'environ U , on a donc $\gamma \simeq \frac{U}{a^2}$. On peut estimer U en considérant la limite où la cohésion de compense plus l'agitation thermique : $U \simeq k_B T_{eb}$. Dans le cas de l'eau, on a $T_{eb} = 373K$, $a \simeq 2 \times 10^{-10} \text{ m}$ on en déduit $\gamma \simeq 0.1 \text{ N/m}$. La valeur tabulée à 20 degrés est $\gamma = 72 \text{ mN/m}$. L'ordre de grandeur est cohérent.

Remarque : Facteur influençant la tension de surface

— La nature des fluides en contact. (Pour un gaz avec un liquide, la nature du gaz a souvent peu d'importance à des pressions raisonnables)

Fluide	γ (mN/m) à 20°C
Eau	72
Ethanol	22
Glycérol	63



FIGURE 2 – Coalescence de gouttes, CNRS.

- La température
- Les impureté. En général les impureté tendent à diminuer la tension de surface (attention c'est n'est pas vrai tout le temps par exemple le sel augmente la tension de surface de l'eau)

Coalescence de gouttes :

On considère un (petit) volume $2V$ de liquide, réparti en 2 gouttes de volume V . Sous l'effet de la tension de surface, ces gouttes sont sphériques. L'interface totale air-liquide vaut : $A_{2 \text{ gouttes}} = 2 \times 4\pi R^2$ avec R tel que $V = \frac{4}{3}\pi R^3$. Dans ce cas, $A_{2 \text{ gouttes}} = 8\pi \left(\frac{3V}{4\pi}\right)^{2/3}$.

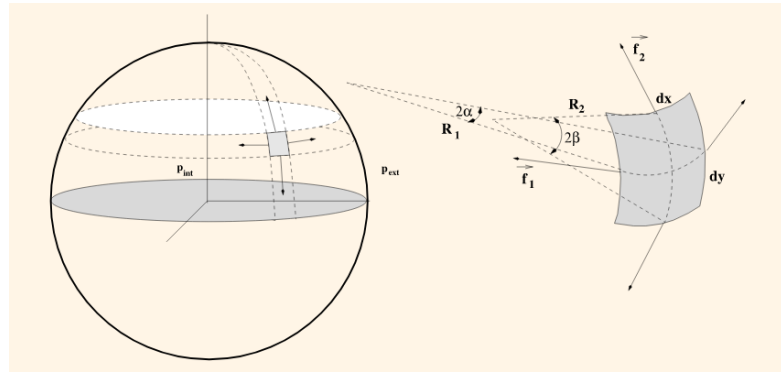
Si ces gouttes ne formaient qu'une seule goutte, le rayon serait donné par : $2V = \frac{4}{3}\pi R'^3$, soit $R' = \left(\frac{6V}{4\pi}\right)^{1/3}$. L'interface totale vaudrait : $A_{1 \text{ goutte}} = 4\pi R'^2 = 4\pi \left(\frac{6V}{4\pi}\right)^{2/3}$. Ainsi, le rapport $\frac{A_{1 \text{ goutte}}}{A_{2 \text{ gouttes}}}$ vaut $2^{-1/3} \approx 0.79$: former une seule goutte est favorable énergétiquement.

2 Interface entre deux fluides

2.1 Loi de Laplace



(a) La bulle est très sphérique...



(b) Schéma de Femto-physique.

Sur la photo, la bulle paraît proche d'être une sphère parfaite. En fait, si on veut minimiser le coût énergétique de l'interface, il faut réduire la surface de la bulle. A quantité de liquide donnée, c'est la sphère qui remplit le mieux ce rôle.

Dans le cas des interfaces planes, la résultante des forces de tension de surface sur une surface élémentaire était comprise dans le plan de l'élément de surface. Ici, il est tiré de tous les côtés : la résultante est orthogonale à la surface, vers le centre de la sphère. Afin de garantir l'équilibre mécanique, on sent que l'existence d'une suppression à l'intérieur de la bulle est nécessaire.

On considère l'ensemble suivant : le système thermodynamique que l'on étudie est le gaz contenu dans la bulle sphérique, de rayon R à (T, P) . On considère le fluide environnant comme un thermostat à T_0 et un pressostat à P_0 .

On considère que le système est fermé : il n'y a pas d'échange de matière entre la bulle et le liquide. On se place en fait dans un cadre statique : on suppose que la bulle existe, et qu'elle prend une forme sphérique à l'instant t . On cherche uniquement à exprimer la pression à l'intérieur de la bulle à cet instant. On va minimiser le potentiel thermodynamique G^* par rapport aux variables (S, V, A) (car on est à température et pression constante dans le 2^e fluide).

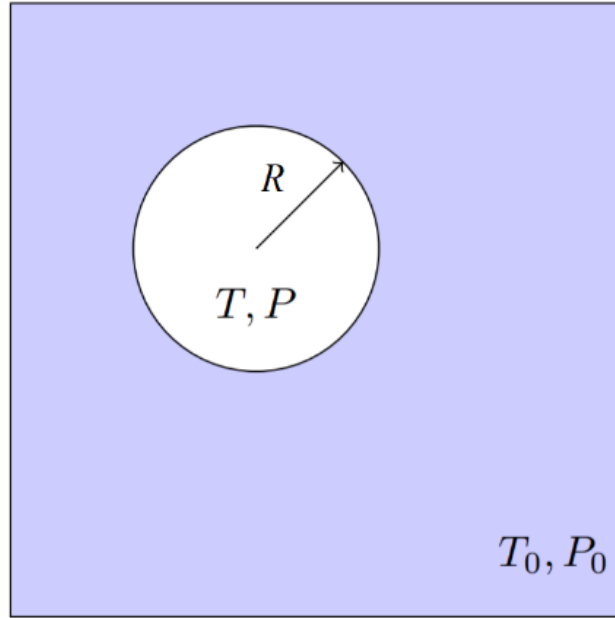


FIGURE 4 – Schéma, notations.

On a $G^* = U - T_0S + P_0V$ donc :

$$\begin{aligned} dG^* &= dU - T_0dS + P_0dV \\ &= -PdV + TdS + \gamma dA - T_0dS + P_0dV \\ &= -(P - P_0)dV + (T - T_0)dS + \gamma dA \end{aligned}$$

Or, $A = 4\pi R^2$ et $V = \frac{4}{3}\pi R^3$ donc $dA = 8\pi R dR$ et $dV = 4\pi R^2 dR$.

On aboutit à :

$$dG^* = (T - T_0)dS + (8\pi\gamma R - 4\pi R^2(P - P_0))dR$$

A l'équilibre thermodynamique, G^* est minimale par rapport à chacune de ses variables, donc $T = T_0$ (équilibre thermique) et $P = P_0 + \frac{2\gamma}{R}$ (équilibre mécanique).

Il y a bien une surpression dans la bulle : c'est la pression de Laplace. Lorsque la bulle est petite, le rayon est petit donc cette surpression est d'autant plus grande. C'est cohérent avec l'intuition de la surpression que l'on a donné au départ.

Murissement D'Oswald :

Dispositif pour faire l'expérience... Si ca marche pas : Cette vidéo.

Cette expérience montre que la surpression est plus élevée dans la petite bulle que dans la grosse bulle.

Retour sur la photo de bulle de savon : Attention, un film de savon représente 2 interfaces : une eau-air et une air-eau. La surpression dans une bulle de savon est donc :

$$P = P_0 + \frac{4\gamma}{R}$$

Par ailleurs, le savon est un surfactant qui diminue la tension de surface eau-air en se plaçant à l'interface. Ce phénomène permet de faire de grosses bulles car le coût énergétique de création d'interface est diminué.

Généralisation : la tension de surface n'existe pas que pour les bulles : elle existe à l'interface entre tous fluides. On généralise la loi de Laplace en considérant les rayons de courbures locaux, dans 2 directions orthogonales. Alors :

$$P = P_0 + \gamma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)$$

- Dans le cas sphérique : $R_1 = R_2 = R$ et on retrouve bien le résultat précédent.
- Dans le cas où $R_i \rightarrow \infty$, il n'y a pas de discontinuité de la pression. C'est ce qu'il se passe pour une interface plane.

2.2 Nucléation homogène

On fait le même raisonnement que précédemment mais en considérant cette fois un échange possible de particules, mais avec le potentiel adapté : $\Omega^*(S, r, N; T_0, P_0, \mu_0) = U + P_0 V - T_0 S - \mu_0 N$

$$d\Omega^* = dU - T_0 dS + P_0 dV - \mu_0 dN$$

Ici on considère par exemple une bulle de gaz dans un liquide et le μ_0 correspond à $\mu_l(T_0, P_0)$. Avec le même raisonnement que précédemment, on peut écrire en notant $P = P_0 + \delta P$:

$$d\Omega^* = (T - T_0)dS + 4\pi r^2 \left[(P_0 - P) + \rho(\mu_g - \mu_0) + \frac{2\gamma}{r} \right] dr$$

Ici on peut simplifier cette expression en considérant un développement limité à l'ordre 1 de μ_g et en considérant l'équilibre thermique.

$$\mu_g(T_0, P) = \mu_g(T_0, P_0) + \Delta P \frac{\partial \mu_g}{\partial P} \simeq \mu_g(T_0, P_0) + \frac{\Delta P}{\rho}$$

On en déduit :

$$d\Omega^* = 4\pi r^2 \left[\rho(\mu_g(T_0, P_0) - \mu_0) + \frac{2\gamma}{r} \right] dr$$

En intégrant on trouve :

$$\Delta\Omega^* = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho(\mu_g(T_0, P_0) - \mu_0) + 4\pi r^2 \gamma$$

On en déduit le graphe suivant :

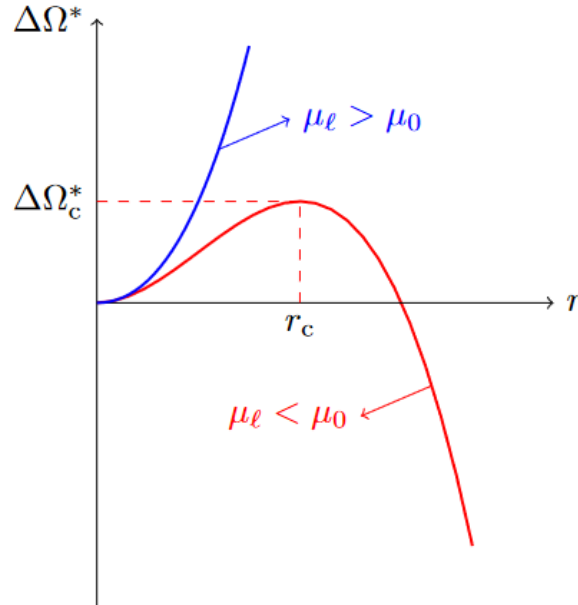


FIGURE 5 – Nucléation attention il faut changer les notations...

On remarque qu'il y a deux cas en fonction du signe de la différence des potentiel chimique :

- Si la différence est positive, alors il n'y a pas de maximum et la nucléation n'est pas favorable : le minimum est en 0.

- Si la différence est négative, on observe un maximum, qui correspond à la barrière énergétique nécessaire pour former une bulle, passer ce rayon critique, il est favorable à la bulle de croître.

La barrière énergétique présentée ici permet de comprendre le retard à la transition de phase. Ceci est utilisé dans les chambres à bulles : on place un liquide métastable dans une enceinte, et le passage de particules suffit à fournir l'énergie nécessaire à la nucléation. Le phénomène inverse, la conservation d'une phase gazeuse métastable dans le domaine de stabilité du liquide, est appelé surcondensation : c'est ce que l'on utilise dans les chambres à brouillard, dont le principe est symétrique de celui des chambres à bulles.

2.3 Onde gravitocapillaires ou compétition gravité capillarité

Première approche de la compétition gravité-capillarité

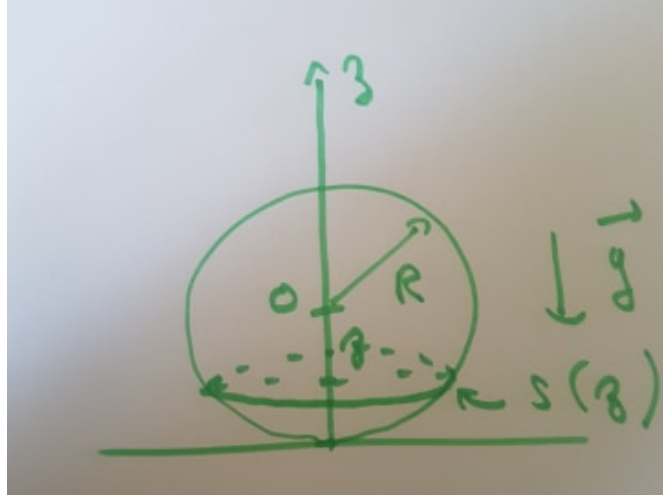


FIGURE 6 – Schéma (moche) et notations.

On considère une goutte sphérique et homogène de rayon R , de volume V , d'un liquide de tension de surface γ et de masse volumique ρ . En plaçant l'origine des potentiels à la base de la goutte, son énergie potentielle de pesanteur s'écrit :

$$\begin{aligned}
 E_p &= \rho g \int_V z dV \\
 &= \rho g \int_0^{2R} z S(z) dz \\
 &= \rho g \int_0^{2R} \pi z (2R - z) dz \\
 &= \pi \rho g \left[\frac{2}{3} R z^3 - \frac{1}{4} z^4 \right]_0^{2R} \\
 &= \frac{4}{3} \pi \rho g R^4
 \end{aligned}$$

Pour aller plus vite : comme la gravité est homogène à l'échelle de la goutte, on peut faire le calcul pour le centre de masse directement...

L'énergie due à l'interface de la goutte est :

$$E_\gamma = \gamma \times 4\pi R^2$$

Pour comparer gravité et capillarité, on compare ces 2 énergies :

$$\frac{E_\gamma}{E_p} = \frac{3\gamma}{\rho g R^2}$$

Le rayon limite, pour lequel les 2 effets sont comparables, vaut en ordre de grandeur : $R = l_c = \sqrt{\frac{\gamma}{\rho g}}$. Cette longueur est appelée longueur capillaire et traduit la dimension caractéristique de l'échelle où la capillarité est à prendre en compte.

Plus généralement, on utilise le nombre de Bond pour comparer l'échelle caractéristique du problème et la longueur capillaire : $Bo = \left(\frac{L}{l_c}\right)^2$, qui compare les énergies.

Ondes gravito-capillaires :

On considère une interface liquide gaz.

Hypothèses

- Ecoulement bidimensionnel parfait
- L'écoulement est irrotationnel, on peut définir le potentiel des vitesses ϕ
- On se limite aux petites amplitudes pour pouvoir assimiler la dérivée seconde de la hauteur à la courbure.

On en déduit :

$$\rho_0 \frac{\partial \phi}{\partial t} + P + \rho_0 g z = cst \quad \text{et} \quad \Delta \phi = 0$$

Les conditions aux limites sont :

- $v_z(x, y, -H) = 0$
- $v_z(x, y, z_s) = \frac{\partial z_s}{\partial t}$
- $P(x, y, z_s) = P_0 - \gamma \frac{\partial^2 z_s}{\partial x^2}$

On peut alors déterminer la relation de dispersion :

$$\omega^2 = kg(1 + k^2 l_c^2) \tanh(kh) \quad \text{avec} \quad l_c^2 = \frac{\gamma}{\rho g}$$

Sortir la cuve à onde ? Ca fait beaucoup de manip...et beaucoup de choses à dire ! Vidéo onde de surface : les petites longueurs d'onde se propagent plus vite que les grandes longueurs d'onde

On a la vitesse de phase :

$$v_\phi = \sqrt{g(1 + l_c^2 k^2) \frac{\tanh(kH)}{k}}$$

On en déduit deux comportements en fonction de la longueur d'onde :

- pour $k \gg 1/l_c$, on a $\lambda \ll l_c$ donc les effets capillaires dominent
 - pour $k \ll 1/l_c$. On a $\lambda \gg l_c$ donc les effets de la gravité dominent
- $l_c = 1.7 \text{ cm}$ pour l'eau

"Dans l'expérience du caillou tombant dans un lac, le caillou crée une impulsion qui excite toutes les fréquences. La série d'ondes rapides de courte longueur correspond aux ondes capillaires, alors que la série d'ondes lentes et de grande longueur d'onde correspond aux ondes gravitaires. On remarque en outre que la vitesse des ondes passe par un minimum non nul c_{min} pour $kl_c = 1$. Il s'agit de la vitesse relative minimale à laquelle un obstacle doit se déplacer par rapport au fluide environnant pour laisser un sillage stationnaire, en forme de V comme celui que l'on peut observer derrière un canard ou un bateau. Si l'obstacle se déplace à une vitesse inférieure à $c_{min} = 23 \text{ cm/s}$ à température ambiante, la perturbation restera localisée autour de lui. L'émission d'un sillage dissipe de l'énergie, intervenant dans les problèmes de résistance à la progression en surface d'un fluide (on parle de résistance de vague)." Pascal

3 Interfaces triples

3.1 Loi de Young Dupré

Le dépôt d'une goutte sur un substrat donne lieu à l'existence d'une ligne triple : c'est une ligne sur laquelle 3 phases (liquide, gaz, substrat) sont en contact.

On définit également l'angle de contact θ_E comme l'angle formé par l'interface liquide-gaz au niveau de l'interface avec la direction horizontale du substrat.

Approche qualitative :

En fonction des affinités entre gaz, liquide et substrat, l'étalement du liquide est différent. En effet, étaler le liquide revient à augmenter les interfaces L/G et S/L, tout en diminuant S/G.

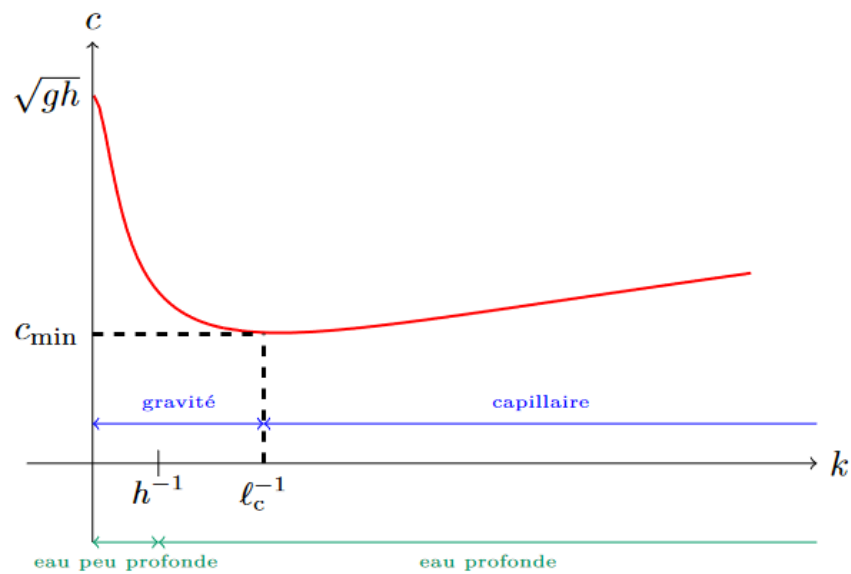


FIGURE 7 – Différents régimes

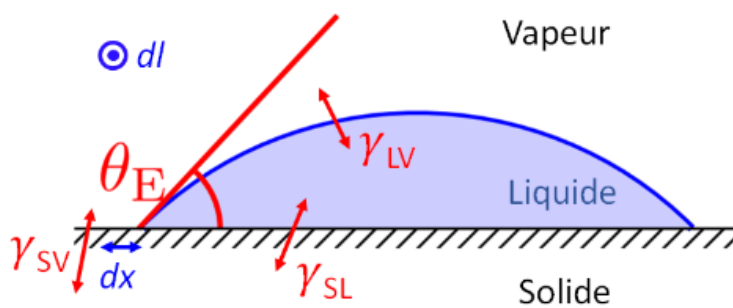


FIGURE 8 – Schéma et notations (Pascal Wang). C'est pas de la vapeur, c'est un gaz. La tension de surface liq-gaz est notée γ



(a) *LEs végétaux (ici un bananier) ont des feuilles hydrophobes pour que la pluie ne s'accumule pas trop dessus, sinon c'est trop lourd. C'est le même phénomène pour les plumes d'oiseau, mais pour des raisons d'étanchéité.*



(b) *Mouillage particulier... Il aurait fallu trouver des photos de goutte sur des substrats mais ça court pas les rues.*

- Si l'étalement du liquide est favorable, on dit qu'il y a mouillage total de la surface. L'épaisseur de la goutte d'eau, très fine, résulte de la compétition entre la cohésion du liquide et la capillarité.
- Le plus souvent, l'étalement du liquide n'est pas favorable. La forme de la goutte s'ajuste en fonction des différents coefficients de tension de surface. Dans ce cas, on dit que le liquide est plutôt mouillant si $\theta_E < \pi/2$, et plutôt non mouillant sinon.

Approche quantitative : on va aborder le problème avec un point de vue énergétique. Pour cela, on considère l'étalement de la goutte sur une distance dx , d'une portion dl de la ligne triple. On a les variations de surface d'interface suivantes :

- Liquide-gaz : $dA_{LG} = dl dx \cos \theta_E$
- Liquide-substrat : $dA_{LS} = dl dx$
- Gaz-substrat : $dA_{SG} = -dl dx$

On en déduit la variation d'énergie associée à la création de cette interface :

$$dE = \gamma dl dx \cos \theta_E + \gamma_{LS} dx dl - \gamma_{SG} dl dx$$

A l'équilibre, l'énergie est minimale donc sa variation infinitésimale est nulle, d'où l'on tire la loi de Young-Dupré :

$$\cos \theta_E = \frac{\gamma_{SG} - \gamma_{LS}}{\gamma}$$

On a alors la distinction :

- Si $\gamma_{SG} - \gamma_{LS} > 0$: alors $\theta_E < \pi/2$, le liquide est plutôt mouillant. C'est cohérent : l'interface liquide-substrat est moins coûteuse que l'interface gaz-substrat.
- Si $\gamma_{SG} - \gamma_{LS} < 0$: alors $\theta_E > \pi/2$. Le liquide est plutôt non mouillant, c'est l'inverse.

Application : la mesure de l'angle de mouillage permet de mesurer le coefficient de tension de surface entre un solide et un gaz, en ayant déjà mesuré les 2 autres.

Limites du modèle :

- Les imperfections de la surface (rugosité, impuretés) modifient localement le coefficient de tension de surface.
- La progression de la ligne triple est alors "bloquée" par ces impuretés, aux endroits où γ_{LS} grandit d'un coup. L'angle de mouillage mesuré est alors différent en fonction de si la goutte avance ou recule. On parle d'hystérésis de l'angle de mouillage.
- On n'a pas pris en compte l'effet de la gravité. Pour pouvoir la négliger, les gouttes doivent être très petites.

On a parlé de mesure de tension de surface, mais les difficultés expérimentales pour cette mesure sont assez nombreuses : hystérésis, dépendance à l'état de surface, à la pureté du liquide, mais aussi mise au point sur la ligne triple... En fait, on préfère une autre méthode de mesure.

3.2 Loi de Jurin

On observa la monté capillaire en projetant ou filmant le liquide dans différents tubes. vidéo

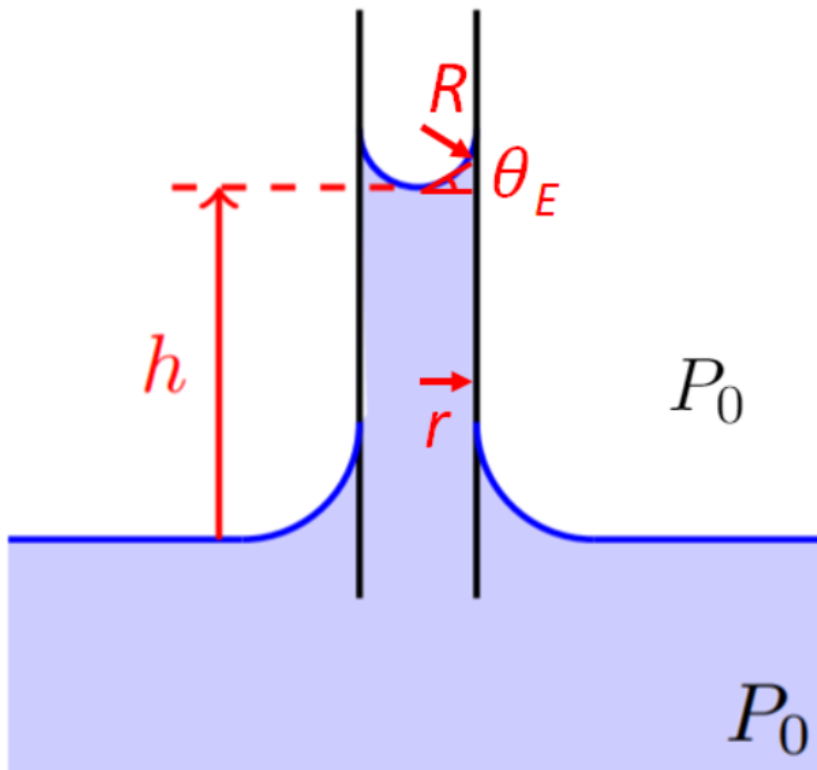


FIGURE 10 – Loi de Jurin

Le liquide est en contact avec l'atmosphère qui agit comme une thermostat et un pressostat. On néglige le poids du ménisque, cela revient à dire que $r < l_c$. On néglige également la variation de hauteur du réservoir.

Le potentiel thermodynamique adapté est G^* :

$$dG^* = \rho g \pi r^2 h dh + (\gamma_{SL} - \gamma_{SG}) 2\pi r dh$$

La minimisation du potentiel implique :

$$h = \frac{2(\gamma_{SL} - \gamma_{SG})}{\rho g r} = \frac{2\gamma \cos(\theta)}{\rho g r}$$

Plus le tube est large et plus l'ascension est faible

3.3 Mesure de tension de surface

Balance d'arrachement On mesure la force à l'arrachement d'un objet mouillé par un fluide. L'objet est soumis à son poids, la poussé d'archimède, la traction de la ligne triple $F_\gamma = p\gamma \cos(\theta)$ avec p le périmètre de la ligne triple, la traction du dynamomètre. On se place dans le cas, où l'objet est à la limite de se décrocher, il n'y donc plus la poussé d'archimède. Lorsque le dynamomètre affiche sa tension maximal, l'angle de contact est également nul et on a :

$$F_{max} = p\gamma + F_p$$

En mesurant le poids, on en déduit γ Attention il peut y avoir des subtilités, par exemple en prenant un anneau, au départ on a deux lignes triples. De plus il peut y avoir un biais dû à l'horizontalité ou au fait que l'on ne prenne

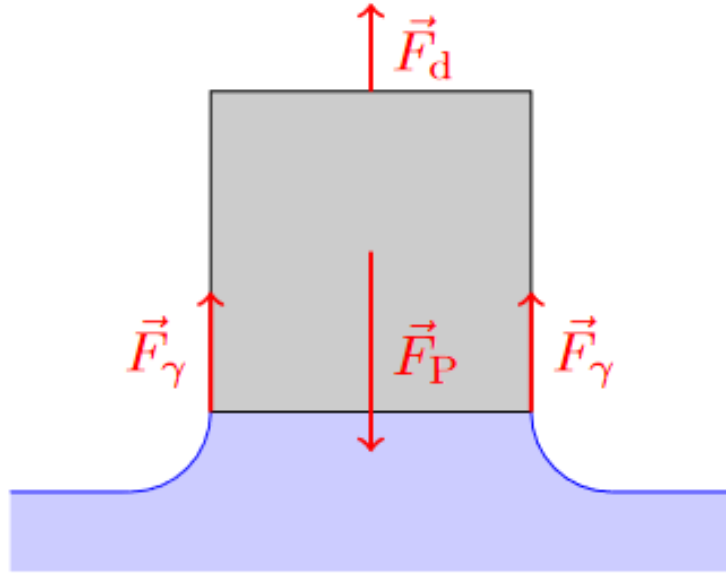


FIGURE 11 – *Tensiométrie par arrachement (méthode de Wilhelmy)*

pas en compte le poids du fluide soulevé. Cependant la plupart du temps c'est, en TP, la pollution du fluide qui provoque les écarts aux valeurs t'aboulées.

Analyse de forme

Méthode de la goutte **Sessile** on pose une goutte sur une surface et on ajuste!! whaaaa.

Méthode de la goutte **Pendante** On fait pendre une goutte au bout d'un capillaire fin. On ajuste le profil Lien page 27 **Stalagmométrie** Quand la goutte se détache c'est que le poids compense la force capillaire, on considère alors le rayon de la goutte au moment du décrochage.

Limites La plus grosse source d'incertitude est la pollution des surface. De plus on observe qu'il y a une hystérésis de mouillage

Conclusion

En conclusion, on a vu plusieurs aspects de la tension de surface : elle peut être vue comme une force par unité de longueur, ou une énergie par unité de surface. La définition de tension de surface est très simple, mais les phénomènes qu'elle implique peuvent être assez complexes.

L'eau est un liquide qui possède une forte tension de surface avec l'air. Il est intéressant de voir comment la nature s'est adaptée à cela, en formant des feuilles hydrophobes, et des plumes sur laquelle l'eau glisse. Mais la tension de surface peut être utilisée à profit par les organismes vivants : lors de la coalescence de 2 gouttes, un surplus d'énergie est libérée. Une partie de cette énergie est convertie en énergie cinétique pour la goutte, qui est éjectée. Ce mécanisme intervient dans l'éjection de gouttes d'eau contenant des spores par les champignons. (cf ici par exemple. Des chercheurs se penchent également sur des technologies utilisant des origamis Capillaire. On pose une goutte sur un matériaux que l'on désire plier, en s'évaporant le volume du liquide diminue et la tension capillaire va faire se replier sur lui même le matériaux.