

# LP 5 : PHÉNOMÈNES INTERFACIAUX IMPLIQUANT DES FLUIDES.

1<sup>er</sup> avril 2025

Grégory SETNIKAR & Valentin MOUET

G. Laibe

## Niveau : L2

### Prérequis

- Thermodynamique
- Mécanique du point
- Mécanique des fluides

### Expériences

- ☞ Balance d'arrachement
- ☞ Loi de Jurin

### Bibliographie

- ☞ *Dictionnaire de Physique*, Taillet
- ☞ *Thermodynamique*, Diu
- ☞ *Gouttes, bulles, perles, et ondes*, De Gennes

## Table des matières

<b>0</b>	<b>Intro</b>	<b>1</b>
<b>1</b>	<b>Notion de tension de surface</b>	<b>2</b>
1.1	Origine physique . . . . .	2
1.2	Définition Thermodynamique . . . . .	2
1.3	Interprétation en terme de force linéique . . . . .	3
1.4	Mesure de la tension de surface . . . . .	3
<b>2</b>	<b>Équilibre d'une interface</b>	<b>4</b>
2.1	Loi de Laplace . . . . .	6
2.2	Loi de Young-Dupré . . . . .	7
<b>3</b>	<b>Capillarité et effet de la gravité</b>	<b>7</b>
3.1	Échelle capillaire . . . . .	7
3.2	Étalement d'une goutte . . . . .	7
3.3	Loi de Jurin . . . . .	8
<b>4</b>	<b>Conclusion : vers les ondes gravito-capillaire</b>	<b>10</b>

## 0 Intro

Vous êtes déjà familier avec l'idée qu'une interface provoque l'émergence de phénomènes en physiques, vous avez par exemple l'exemple de la loi de Snell-Descartes en Optiques, ou les lois de passages en Électromagnétismes. C'est peut-être pas toujours apparent clairement, mais sachez que le point commun entre ces phénomènes, c'est une considération physique bien plus large qui est la conservation de grandeurs, et la minimisation de l'énergie. Aujourd'hui, on va s'intéresser à des interfaces « mécanique » entre fluides, ou supports. Pour illustrer, vous avez la sur la table un trombone qui flotte sur l'eau. Hors si l'on en croit les valeurs des densités de l'aluminium et de l'eau, il devrait couler ! Voyons ensemble pourquoi...

# 1 Notion de tension de surface

(toute cette partie est issue de "Gouttes, Bulles, Perles et ondes" de De Gennes)

## 1.1 Origine physique

Naïvement, on pourrait essayer de construire un modèle avec une force qui retient le trombone de tomber, diriger vers le haut, et essayer de caractériser cette force. Mais ça, on sait que c'est pas trop possible, y'a pas vraiment de raison de croire en l'existence d'une telle force, ça voudrait dire qu'un objet qui tombe est toujours retenu par quelque chose (en plus de la poussée d'Archimède et des frottements qu'on a pas considérés ici) quoi du coup ?

En revanche, on peut essayer de regarder du côté du fluide qu'est-ce qui se passe. On voit que si l'on souhaite augmenter la **surface** de l'interface, par exemple en la "coupant" en deux, il faut fournir une énergie. Microscopiquement, on peut voir ça de la manière suivante.

Prenons une interface liquide/gaz :

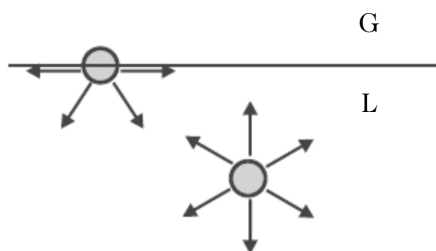


FIGURE 1 – Interface liquide/gaz

Un liquide est un *état condensé*, c'est-à-dire qu'il existe des interactions entre les molécules qui assurent une cohésion de l'ensemble. Vous les connaissez, forces de Van der Waals, liaisons hydrogènes, ... À longue portée ces dernières sont attractives (on se souvient de la forme du potentiel de Lenard-Jones). Les molécules au sein du liquide bénéficient d'interactions attractives avec toutes leurs voisines et sont dans un état « heureux ». Au contraire, à la surface du liquide, elles perdent la moitié des interactions cohésives (voir Figure 1) et sont « malheureuses ». C'est pour cette raison que les liquides vont ajuster leur forme pour exposer le minimum de surface, ce qu'on avait intuité précédemment : une interface est donc déstabilisante pour un liquide !

Exposée à la surface, une molécule est donc dans un état énergétique défavorable. Si  $U$  est l'énergie de cohésion par molécule, une molécule à la surface perd en gros  $\frac{1}{2}U$ . La tension de surface mesure directement ce défaut d'énergie par unité de surface. Si  $a$  est la dimension moléculaire et  $a^2$  la surface exposée par molécule, la tension de surface est :

$$\gamma \sim \frac{U}{2a^2}. \quad (1)$$

Plus les interactions attractives sont fortes, plus la tension de surface est grande. Pour la plupart des huiles, où les interactions sont de type van der Waals, on a  $U \sim kT$ , l'agitation thermique. À 25 °C,  $kT$  vaut  $\frac{1}{40}$  eV, ce qui donne :

$$\gamma \sim 20 \text{ mJ/m}^2. \quad (2)$$

Pour l'eau, à cause des liaisons hydrogènes,  $\gamma$  est plus grand ( $\gamma \sim 72 \text{ mJ/m}^2$ ). Pour le mercure, qui est un métal liquide très cohésif,  $U \sim 1 \text{ eV}$  et  $\gamma \sim 500 \text{ mJ/m}^2$ .

De la même façon, l'énergie de surface entre deux fluides non miscibles  $A$  et  $B$  est caractérisée par la tension interfaciale  $\gamma_{AB}$ . On donne (tableau 1.1) les tensions superficielles des liquides courants et de ceux qui ont été utilisés pour réaliser les expériences que l'on va décrire au fil des chapitres, ainsi que la tension interfaciale eau/huile. Bien que son origine s'explique au niveau moléculaire, notons que la tension superficielle  $\gamma$  est une grandeur macroscopique, définie à notre échelle comme on le voit ci-après.

Liquide	Éthanol	Glycérol	Eau	Mercure	Hélium (4K)	Eau (100°C)
$\gamma \text{ (mJ/m}^2\text{)}$	23	63	72	485	0,1	58

TABLE 1 – Ordre de grandeur de la tension superficielle

## 1.2 Définition Thermodynamique

On sait qu'il faut fournir de l'énergie mécanique pour créer de la surface, on vient de le voir. Mathématiquement cela se traduit par le fait qu'il faille fournir un travail au système pour augmenter la surface tel que :

$$\delta W = \gamma dA. \quad (3)$$

où  $\gamma$  est la tension superficielle (ou interfaciale) en  $mJ.m^{-2}$ . C'est donc l'énergie qu'il faut fournir pour augmenter la surface d'une unité. D'un point de vue énergétique, l'expression du premier principe nous permet d'écrire :

$$\gamma = \left( \frac{\partial G}{\partial A} \right)_{P,T,N} = \left( \frac{\partial F}{\partial A} \right)_{V,T,N} \quad (4)$$

La stabilité et l'existence de l'interface impose donc à la tension superficielle d'être strictement positive (voir 1). De plus, en l'absence de contraintes extérieures, les phénomènes de tension superficielle minimisent l'aire de l'interface (comme on l'a déjà dit mais là c'est explicite). C'est pourquoi une goutte a une forme sphérique en l'absence de gravité car c'est la forme de plus faible rapport volume-surface.

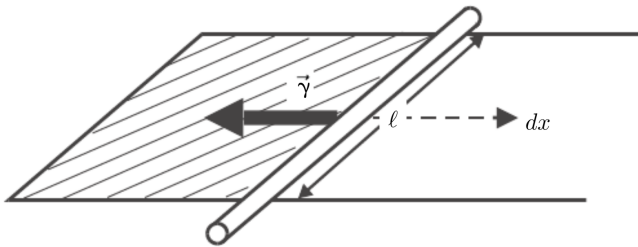
#### Remarque :

On parle ici de minimisation, donc on peut tout à fait utiliser ce que vous avez vu en mécanique analytique.

### 1.3 Interprétation en terme de force linéique

D'un point de vue des dimensions une énergie par unité de surface, peut également se noter comme une force par unité de distance. Concrètement, la physique est la même il s'agit juste d'une réinterprétation en terme de forces.

Exemple :



Le film de savon veut minimiser sa surface : induit une force sur la barre. Travail nécessaire pour qu'un utilisateur déplace la barre de la longueur  $dx$  selon  $ex$ .

$$\delta W = 2\gamma \ell dx = \vec{F} \cdot d\vec{x} \vec{e}_x \quad (5)$$

Attention : l'interprétation en termes de forces linéiques peut être subtile, ici la géométrie est simple et on voit clairement que la force est tangente à l'interface, mais dans des cas plus complexes, l'interprétation thermodynamique présentée au-dessus sera préférée.

FIGURE 2 – Manifestation de la tension superficielle

### 1.4 Mesure de la tension de surface



#### Balance d'arrachement

Fruchart

⊙ 10 minutes

Matériel :

- Balance ou Dynamomètre (+ masses pour l'étalonnage)
- anneau de du Nouy
- système de fixation, et boîte de pétris

Le faire à la balance plutôt qu'au dynamomètre, c'est plus précis (d'un facteur 1000 environ). Bien équilibrer la balance et boy, tout doit être parfaitement vertical/horizontal.

Voir Fruchart.

Résultats :

$$\gamma = \frac{m * g}{4\pi R}$$

Où  $m$  est mesurée,  $g = 9.81 m.s^{-2}$ , et  $R$  mesuré également le rayon de l'anneau de du Nouy.

La mesure a été répétée et analysée *via* des incertitudes de type A.

$$\gamma_{eau} = (65.78 \pm 2.73) mJ.m^{-2}$$

$$\gamma_{eau,tab} = 72.75 mJ.m^{-2}$$

$$zscore = -2.5525728189771133$$

## 2 Équilibre d'une interface

(toute cette partie est issue de "Thermodynamique" de Diu)

### Définition du système

La situation est la suivante :

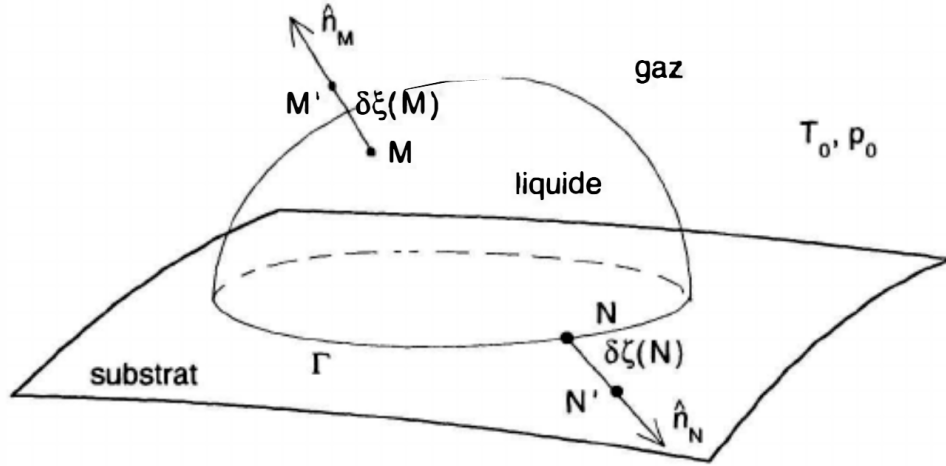


FIGURE 3 – Équilibre d'une interface

Objectif : Déterminer les conditions d'équilibre d'une goutte déposée sur une surface solide, en contact avec une atmosphère (en négligeant la pesanteur)

Le gaz joue le rôle à la fois de pressostat et de thermostat, et donc comme on l'a vu en thermo<sup>i</sup>, on peut se réduire à l'étude de l'enthalpie libre extérieure donnée par :

$$G_0 = U - T_0 S + P_0 V = F + P_0 V \quad (6)$$

La condition d'équilibre est donnée pour  $G_0$  minimum.

Supposons donc que la surface du liquide subisse une déformation infinitésimale à partir de sa position d'équilibre. Nous décrivons cette déformation de la façon suivante :

- chaque point M de l'interface d'équilibre liquide-gaz, se déplace de  $d\vec{\xi}(\vec{M})$  normale à la surface  $\Sigma_{lg}$
- chaque point N de la courbe d'équilibre  $\Gamma$  se déplace de  $d\vec{\zeta}(\vec{N})$  normale à  $\Gamma$  et tangent au substrat solide.

À l'équilibre, la variation  $dG_0$  correspondant à cette déformation, calculée au premier ordre en  $d\vec{\xi}$  et  $d\vec{\zeta}$  doit être nulle, quelles que soient les valeurs prises par ces deux fonctions.

### Différentielle de l'enthalpie libre externe

À une déformation infinitésimale de la goutte correspond une variation du potentiel  $G_0$  :

$$dG_0 = dF + P_0 dV \quad (7)$$

Où  $dV$  désigne la variation de volume qui accompagne cette déformation. La température étant fixe, la variation d'énergie interne du système ne dépend que du volume et des variations des différentes aires d'interfaces tel que :

$$dF = -pdV + \gamma_{ls}d\Sigma_{ls} + \gamma_{lg}d\Sigma_{lg} + \gamma_{sg}d\Sigma_{sg} \quad (8)$$

i. p185 Mettre la démo du Diu en annexe

Où  $p$  est la pression dans le liquide. Un élément de surface du substrat qui cesse d'être en contact avec le liquide entre de ce fait en contact avec le gaz ; il en résulte que

$$d\Sigma_{sg} = -d\Sigma_{ls} \quad (9)$$

et donc :

$$dG_0 = (p_0 - p)dV + \gamma_{lg}d\Sigma_{lg} + (\gamma_{ls} - \gamma_{sg})d\Sigma_{lg} \quad (10)$$

Il nous faut maintenant exprimer  $dV$ ,  $d\Sigma_{lg}$ , et  $d\Sigma_{ls}$ , à l'aide des deux fonctions  $d\xi(M)$  et  $d\zeta(N)$  que l'on a défini précédemment.

## Calcul des différentielles géométriques

### a. Volume

Soit  $d^2\sigma$  un élément d'aire de l'interface liquide-gaz situé au point  $M$ . Lors d'un déplacement de la surface caractérisé par  $\delta\xi(M)$ , cet élément d'aire balaye le volume élémentaire  $\delta\xi(M)d^2\sigma$ , puisque  $\delta\xi$  est mesuré le long de la normale à  $d^2\sigma$ . On en déduit

$$dV = \int_{\Sigma_{lg}} \delta\xi(M)d^2\sigma. \quad (11)$$

### b. Interface liquide-substrat

La variation infinitésimale de l'aire de l'interface entre le liquide et le substrat s'obtient de façon analogue, l'élément d'aire  $d^2\sigma$  étant remplacé par l'élément de longueur  $d\ell$  le long de  $\Gamma$ , et  $\delta\xi$  par  $\delta\zeta$ . Elle s'exprime simplement par l'intégrale curviligne

$$d\Sigma_{ls} = \int_{\Gamma} \delta\zeta(N)d\ell. \quad (12)$$

### c. Interface liquide-gaz

Le calcul est ici plus compliqué ; il fait intervenir à la fois les déplacements  $\delta\xi$  et  $\delta\zeta$  car on a à la fois le déplacement de la calotte, et de la frontière triple.

Pour la calotte, on va modéliser ça par :

$$\int_{\Sigma_{lg}} \mathcal{C}(M)\delta\xi(M)d^2\sigma \quad (13)$$

Où  $\mathcal{C}(M)$  représente la courbure de la calotte au point  $M$ .

Ce modèle est une bonne approximation au premier ordre, et on va pas chercher ici à redémontrer ce résultat qui n'est rien autre que des maths, mais on en a besoin pour obtenir de la physique.

À retenir cependant, les valeurs particulières de ce facteur sont les suivantes :

- sphérique :  $2/R$
- cylindrique :  $1/R$
- Bulle :  $4/R$

Pour la frontière triple si on zoom sur le bord de la goutte on a :

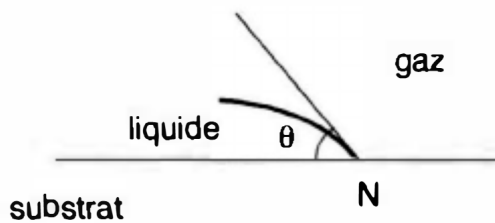
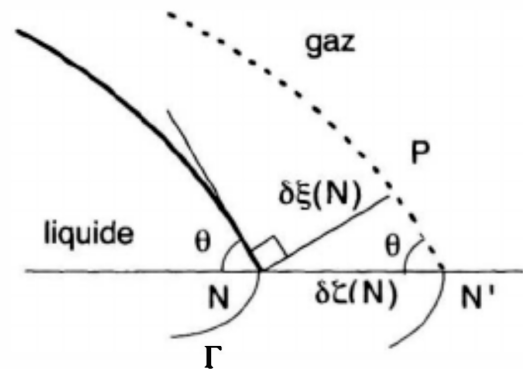


FIGURE 4 – Angle de raccordement du liquide sur le substrat au point  $N$ .



5 FIGURE 5 – Accroissement de la surface liquide-gaz dû au déplacement de la courbe  $\Gamma$ .

On a noté  $\theta(N)$  l'« angle de raccordement » au point  $N$  entre le liquide et le substrat (angle mesuré dans le plan normal en  $N$  à la courbe  $\Gamma$ ) (voir figure 4).

Mais il existe des points de la surface déplacée, tels ceux portés par le segment  $N'P$  (figure 5), auxquels on ne peut pas associer de points  $M$  de l'interface initiale ni, par conséquent, de fonction  $\delta\xi(M)$ . La longueur du segment  $N'P$  s'exprime en fonction de  $\delta\zeta(N)$  et de l'angle de raccordement  $\theta$  entre le liquide et le substrat :

$$N'P = \delta\zeta(N) \cos \theta. \quad (14)$$

À un petit élément  $d\ell$  situé en  $N$  sur la courbe  $\Gamma$ , correspond ainsi un accroissement supplémentaire de la surface, d'aire  $\delta\zeta(N) \cos \theta d\ell$ . Intégrée sur toute la courbe  $\Gamma$ , cette contribution aboutit à l'intégrale curviligne de (E.9).

Au final, on obtient l'équation suivante :

$$d\Sigma_{lg} = \int_{\Sigma_{lg}} \mathcal{C}(M) \delta\xi(M) d^2\sigma + \int_{\Gamma} \cos \theta(N) \delta\zeta(N) d\ell. \quad (15)$$

## Minimisation du potentiel

En reportant les expressions (E.7), (E.8) et (E.9) dans (E.6), on obtient

$$d\overline{G}_0 = \int_{\Sigma_{lg}} [p_0 - p + \mathcal{C}(M)\gamma_{lg}] \delta\xi(M) d^2\sigma + \int_{\Gamma} (\gamma_{lg} \cos \theta + \gamma_{ls} - \gamma_{sg}) \delta\zeta(N) d\ell. \quad (16)$$

## Conditions d'équilibre

L'expression de  $d\overline{G}_0$  que nous venons d'écrire donne les conditions d'équilibre qui déterminent la forme de la goutte liquide :  $d\overline{G}_0$  doit être nul pour tout  $\delta\xi(M)$  et tout  $\delta\zeta(N)$ . Ceci n'est possible que si, en tout point de la surface liquide-gaz,

$$p - p_0 = \gamma_{lg} \mathcal{C}(M) \quad (17)$$

et que si, en tout point de la ligne de contact entre les trois phases,

$$\gamma_{lg} \cos \theta = \gamma_{sg} - \gamma_{ls}. \quad (18)$$

La première de ces conditions constitue l'équation de Laplace, la seconde l'équation de Young-Dupré.

### 2.1 Loi de Laplace

La loi de Laplace traduit le fait que la tension de surface est source de variation de pression à l'intérieur des gouttes. Ainsi pour une goutte sphérique de rayon  $R$  :

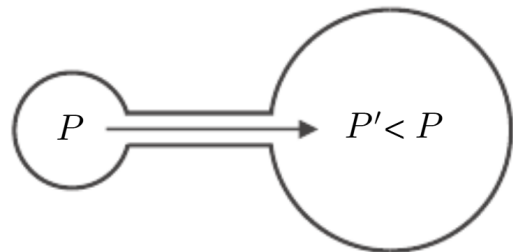
$$p_{int} - p_{ext} = \gamma_{lg} \left( \frac{2}{R} \right) \quad (19)$$

Il y a donc suppression dans la goutte d'autant plus grande que  $R$  est petit.

ODG :

- $R = 1\mu\text{m}$  (aérosol)  $\Delta p = 1$  bar
- $R = 1\text{cm}$  (bulle de savon)  $\Delta p = 10$  Pa

Expérimentalement, si deux bulles viennent à se toucher, la pression dans la petite bulle sera très grande et plus faible dans la grande bulle : la petite bulle va se vider dans la grande : c'est le mûrissement d'Ostwald.



### Mûrissement d'Ostwald

☞ Poly TP

⊖ 1 minute

Mettre les extrémités dans le liquide savonneux, souffler d'un côté, puis de l'autre et watch

## 2.2 Loi de Young-Dupré

Cette loi provient de l'équilibre de la ligne triple, et représente donc "comment un liquide s'étale sur une surface", ou plus couramment ce que l'on appelle le mouillage d'une surface.

Pour quantifier ce mouillage, on définit le paramètre d'étalement  $S$  tel que :

$$S = \gamma_{sg} - (\gamma_{ls} + \gamma_{lg}) \quad (20)$$

Ou en reprenant l'expression de Young-Dupré :

$$S = \gamma_{sg} - (\cos(\theta) - 1) \quad (21)$$

On distingue donc trois cas :

- $S > 0$  : le cosinus n'est pas défini, ce qui concrètement veut dire que la ligne triple n'est pas stable, et que le liquide s'étale librement, on parle de mouillage total.
- $-2\gamma_{lg} < S < 0$ , le cosinus est bien défini uniquement sur cette plage, ici il y'a mouillage partiel, le liquide forme une calotte sphérique avec un angle  $\theta$  à sa base.
- $S < -2\gamma_{lg}$  : le cosinus n'est à nouveau pas défini et on parle d'interface non mouillante, la goutte repose en un point unique sans s'étaler.

## 3 Capillarité et effet de la gravité

Jusqu'ici, on n'a pas considéré la gravité, mais quel est son impact ? Pour des petites échelles de longueur (forte courbures), les effets capillaires dominent, mais qu'est-ce que "petite échelle" ?

### 3.1 Échelle capillaire

On définit pour ça le nombre sans dimension dit de Bond, tel que :

$$Bo = \frac{P_g}{P_c} = \frac{\rho g L}{\frac{\gamma}{L}} = \frac{\rho g L^2}{\gamma} \quad (22)$$

On peut également définir une longueur critique, appelé longueur capillaire, tel que :

$$l_c = \sqrt{\frac{\gamma}{\rho g}} \quad (23)$$

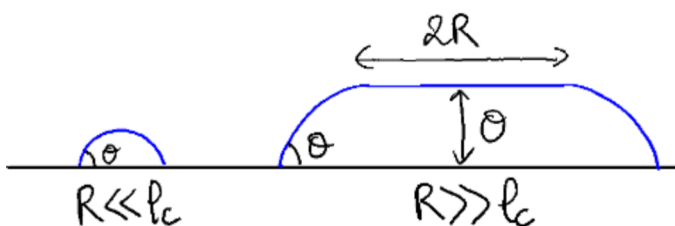
Ainsi :

- Si  $Bo < 1$ , ou  $L < l_c$  les effets de capillarité sont prépondérants. Le liquide est comme en apesanteur (et on peut donc négliger la pesanteur)
- Si  $Bo > 1$ , ou  $L > l_c$  les effets de gravité sont prépondérants.

ODG :

- Eau  $l_c = 2.7\text{mm}$
- Mercure  $l_c = 1.8\text{ mm}$

### 3.2 Étalement d'une goutte



$R \ll l_c$  Pour les gouttes de petite taille ( $R \ll l_c$ ), seules les effets capillaires interviennent. La pression à l'intérieur de la goutte est constante est imposée par la loi de Laplace. La constance de la pression impose alors que la courbure de la goutte soit elle aussi constante. La goutte est donc une calotte sphérique, avec un angle de raccordement au

FIGURE 6 – Modèle étalement d'une goutte

contact du substrat. Cet angle est déterminé par la loi de Young-Dupré (6).

$R \gg \ell_c$  Pour les gouttes de grande taille ( $R \gg \ell_c$ ), les effets gravitationnels dominent et la goutte s'aplatit. Elle prend une forme de galette, de hauteur quasi constante  $e$  et de largeur  $R$  (fig. 11).

L'épaisseur  $e$  de la goutte résulte de l'équilibre thermodynamique des interfaces. Comme nous l'avons fait dans la sec. 2.1, déterminons cette position d'équilibre en considérant une variation de la surface d'étalement à volume  $V$  constant. Cette variation de surface va déplacer le centre de gravité de la goutte, la variation d'énergie est donc

$$dE = \gamma_{lg}d\Sigma_{lg} + \gamma_{ls}d\Sigma_{ls} + \gamma_{sg}d\Sigma_{sg} + \frac{\rho V g}{2}de, \quad (24)$$

où le dernier terme exprime la variation d'énergie potentielle de la goutte (le facteur  $1/2$  vient du fait que pour une variation d'épaisseur  $de$ , le barycentre bouge de  $de/2$ ). Dans l'hypothèse  $R \gg \ell_c$ , le volume du ménisque est négligeable, donc le volume de la goutte est  $V = \pi R^2 e$ , et la surface des interfaces est  $\Sigma_{lg} = \Sigma_{sl} = \pi R^2$ . Une variation du rayon de  $dR$  induit une variation  $d\Sigma_{lg} = d\Sigma_{sl} = -d\Sigma_{sg} = 2\pi R dR$ , d'où

$$dE = (\gamma_{lg} + \gamma_{ls} - \gamma_{sg})2\pi R dR + \frac{\rho \pi R^2 e g}{2}de. \quad (25)$$

Enfin, la variation se faisant à volume constant,  $2dR/R = -de/e$ , donc

$$dE = \pi R^2 \left( \frac{\gamma_{lg}(\cos(\theta) - 1)}{e} + \frac{\rho e g}{2} \right) de. \quad (26)$$

où l'on a utilisé la loi de Young-Dupré. L'équilibre de la goutte impose donc :

$$e = \sqrt{\frac{2\gamma_{lg}}{\rho g}} \sqrt{1 - \cos(\theta)} = 2\ell_c \sin \frac{\theta}{2} \quad (27)$$

Ainsi, l'épaisseur tend vers 0 pour un mouillage total ( $\theta = 0$ ) : on retrouve bien qu'un film très mince se forme.

### 3.3 Loi de Jurin

Lorsqu'un tube capillaire (c'est-à-dire de faible diamètre, tel que le nombre de Bond est faible) est plongé dans un liquide, on observe une déformation de la surface du liquide, et une ascension du ménisque dans le tube. Le liquide atteint des hauteurs d'autant plus hautes que le tube est fin.

Cette ascension n'est possible que si le tube et le liquide définissent une interface mouillante. Pour quantifier cette condition, il faut considérer le paramètre d'imprégnation

$$I = \gamma_{sg} - \gamma_{sl}, \quad (28)$$

qui évalue la variation d'énergie de surface du fait de l'ascension du liquide (lors de laquelle l'interface gaz-solide est remplacée par une interface liquide-solide). Si  $I > 0$ , le système abaisse son énergie si la surface sèche à l'intérieur du tube est mouillée par le liquide, on observe l'ascension du liquide. Si  $I < 0$ , le mouillage est défavorable et on observe une descente capillaire (le niveau dans le tube est plus bas que dans le bain, cas du mercure). Avec la loi de Young-Dupré (27), on peut réécrire le paramètre d'imprégnation sous la forme (fig. 10)

$$I = \gamma_{lg} \cos(\theta), \quad (29)$$

avec  $\theta$  l'angle du ménisque dans le tube. La condition d'imprégnation revient alors à une condition sur l'angle de mouillage : le mouillage est favorable si  $\theta < \pi/2$ .

Considérons un tube de rayon  $R$ , et notons  $h$  la hauteur atteinte par le liquide (fig. 10). Cette hauteur est mesurée entre la surface libre du liquide et le bas du ménisque. Plaçons nous dans la limite où  $R < \ell_c$ , le ménisque est en bonne approximation donné par une portion de sphère, dont le rayon de courbure est  $R/\cos(\theta)$ . En notant  $p_0$  la pression de l'air environnant, la pression dans le fluide en un point  $A$  au niveau du ménisque est donnée par la loi de Laplace (26) :

$$p_A = p_0 - \gamma_{lg} \frac{2 \cos(\theta)}{R}, \quad (30)$$

où le signe  $-$  vient du fait que le rayon de courbure est négatif du point de vue du liquide. L'origine de la différence de pression en  $A$  et un point  $B$  au niveau de la surface libre du liquide est hydrostatique :

$$p_A = p_B - \rho g h, \quad (31)$$

avec  $\rho$  la masse volumique du solide. La pression à la surface libre, et donc en  $B$ , est par définition  $p_0$ .



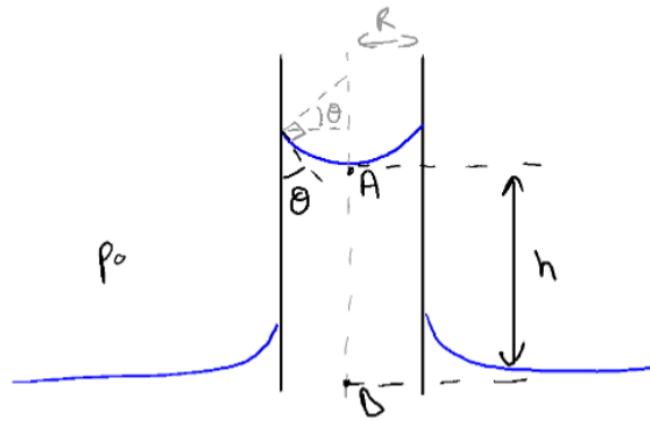


FIGURE 7 – Description.

On déduit donc des équations précédentes l'expression la hauteur d'ascension :

$$h = \frac{2\gamma_{lg} \cos(\theta)}{\rho g R}. \quad (32)$$

Cette expression est généralement appelée la **loi de Jurin**. On retrouve bien les observations expérimentales : plus le tube est fin plus le liquide monte haut. Pour de l'eau et un tube de diamètre  $R = 0,5 \text{ mm}$ , la hauteur  $h$  est de l'ordre de 2 cm.



### Loi de Jurin

Fruchard

⊙ 10 minutes

Matériel :

- Tube de Jurin
- Éthanol
- Caméra

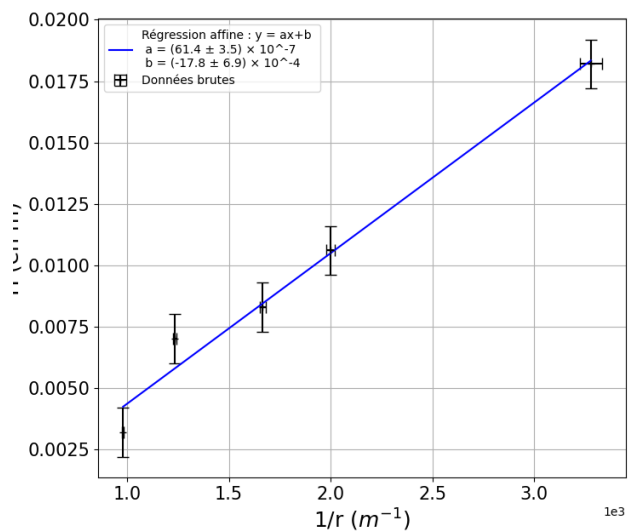
Bien laver les capillaires, mettre une lampe pour max contrast Voir Fruchard.

Résultats :

$$\gamma_{EtOH} = \frac{a \cdot \rho \cdot g}{2}$$

Avec  $\rho = 792 \text{ kg.m}^{-3}$  et  $g = 9.81 \text{ m.s}^{-2}$

- $a = (61.4 \pm 3.5) \times 10^{-7}$
- $b = (-17.8 \pm 6.9) \times 10^{-4}$
- $\chi^2_{red} = 8.57 \cdot 10^{-1}$
- $\gamma_{EtOH} = (23.8 \pm 1.3) \text{ mN.m}^{-1}$
- zscore=1.0003880540153056



## 4 Conclusion : vers les ondes gravito-capilaire

Pour conclure, on a vu que les effets capillaires sont à la fois assez spectaculaires, contre intuitif, et très présents dans notre quotidien. Une autres conséquence de ces effets concerne la physique des ondes, et en particulier des ondes de surfaces comme les vagues. On décrira donc tout ça au prochain cours.

## Questions/Commentaires

## LP : Phénomènes interfaciaux impliquant du fluide

Questions :

- **Est-ce que vous pouvez me donner une dizaine d'exemple de la vie quotidienne ?** Bulles, émulsion, goutte de rosée,
- **Vous avez montré l'influence de la gravité, comment se convaincre qu'on peut s'affranchir de la gravité ?** On fait l'expérience du trombone qui ne tombe pas dans l'eau donc pas de gravité
- **1eV combien de kJ/mol ? ...**
- **Quand on parle des liaisons, de quelles liaisons est-ce qu'on parle ?** Van der Waals
- **Qu'est-ce que l'effet Marangoni ? ...**
- **Pourquoi la tension de surface est importante en physique nucléaire ?** Pas clair au niveau du noyau, peut être qu'on pourrait modéliser le potentiel de la radioactivité alpha avec une tension de surface
- **Est-ce qu'il y a un lien entre la tension de surface et d'autres quantités thermodynamique du fluide ?** Pression, température
- **Enoncer le premier principe de la thermodynamique : variation d'énergie interne = travail + chaleur. A quel système on applique ça ?** Système fermé. **Différence entre différentielle totale et différentielle** ? Différentielle totale, ça ne dépend pas du chemin suivi, delta elle dépend du chemin.
- **Pourquoi vous faites une analyse de type A pour la balance d'arrachement ?** Le fait de faire de la statistique permet d'améliorer la précision de la mesure. On mesure précisément quelque chose de faux, cf z\_score
- **En conclusion, vous avez parlé des ondes. Est-ce que vous pouvez en dire plus ?** On peut distinguer les eaux profondes et peu profondes, ça donne les vagues. On a une équation d'onde pour les ondes de surface.
- **Est-ce que le murissement d'Ostwald on peut le faire avec une autre expérience ?** Emulsion. **Si on prend deux ballons de baudruche, est-ce que c'est pareil ?** Oui, pas sûr. Celui qui a une pression plus forte se vide dans l'autre. Pas clair.
- **Qu'est-ce que l'enthalpie libre vous permet de faire ?** Minimisation de l'enthalpie libre car on est à pression et température constante. **Physiquement raison profonde ?** Je ne sais pas.

Commentaires sur la forme :

- rythme dynamique, engageant, cool
- manque de rigueur sur les schéma, sur les manipes...
- la mesure de tension de surface aurait pu être faite au début pour montrer l'existence de la force, pour ne pas mélanger une expérience de force avec des questions de type bulle
- incertitudes de type A pas très pertinente car les conditions vont changer (température, propreté...) On peut dire à l'oral qu'avec des élèves, on pourrait faire du type A en plus mais il y a toujours du type B. Prendre des grosses barres d'erreur. Avec cette approche tu t'es mis en difficulté.
- Définir proprement les systèmes de manière générale
- En conclusion, tu as développé une théorie qui permet des phénomènes du quotidien et ouvrir sur les ondes...

Commentaire le long de la leçon :

- mettre une petite expérience qualitative au début
- « la vinaigrette » trop tôt

- « la physique se développe aux interfaces » bof
- soigner l'introduction et insister sur le fait que ce n'est pas lié à la gravité
- bilan sur les liaisons intermoléculaires, énergie interne de quoi ?
- ~~Abuse~~ des unités, de température et pression
- mécanique : définir le système
- premier principe : confusion entre le bilan de transfert et la différentielle totale
- pour passer de l'énergie à la force, faire un trait virtuel
- balance d'arrachement : faire un schéma, un bilan des forces en parler avant, manipes délicates, verticalité à améliorer, présenter le matériel choisi, contrôler la température en live
- thermodynamique = thermomètre sur la table
- ne pas confondre grandeur théorique et tabulée
- démonstration appréciée, mais être plus rigoureux
- Loi de Jurin, projection horizontale : ça monte ? Montrer où est le haut et le bas.
- « on prend la vraie distance », prendre l'échelle

#### Réponse aux questions :

- physique nucléaire : modèle de la goutte liquide du noyau en version continue. La tension de surface est là pour expliquer pourquoi les petits noyaux sont stables
- lien avec la compressibilité logique car ...
- se renseigner sur les ondes capillaires

Diapo

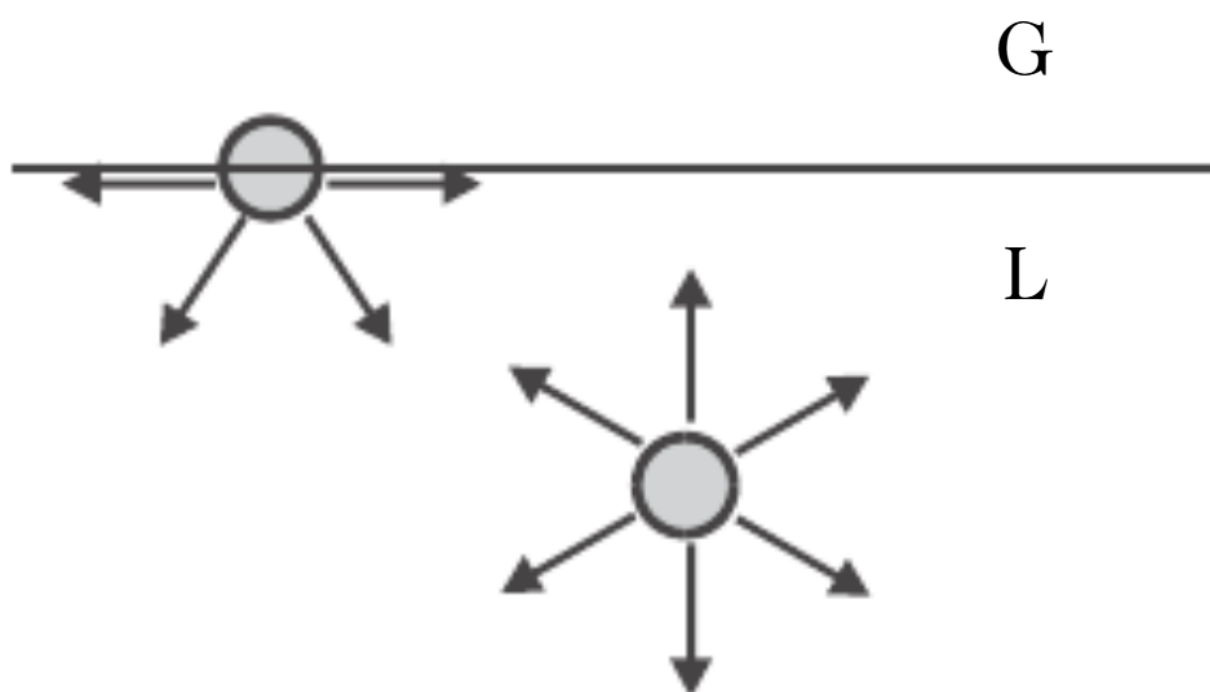
# Phénomènes interfaciaux impliquant des fluides.

Format Docteur



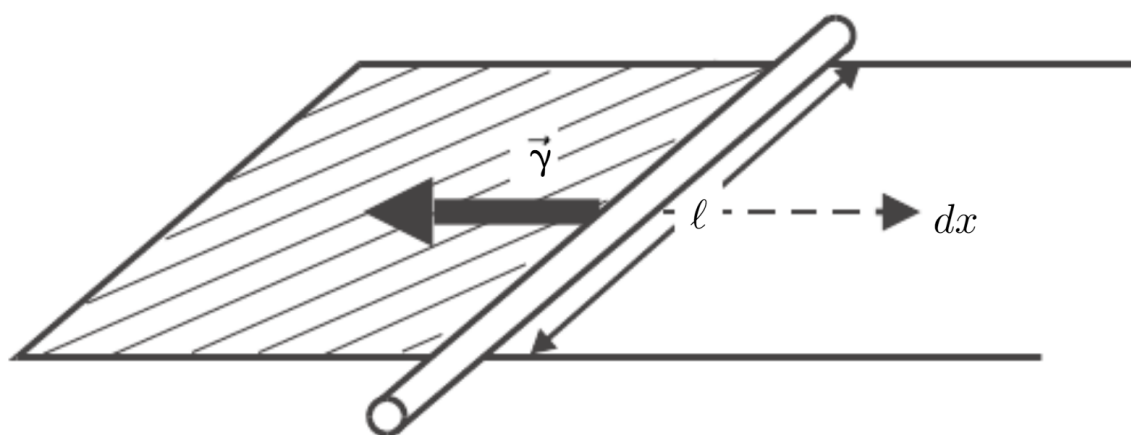
Vendredi 28 Mars 2025

# Origine microscopique



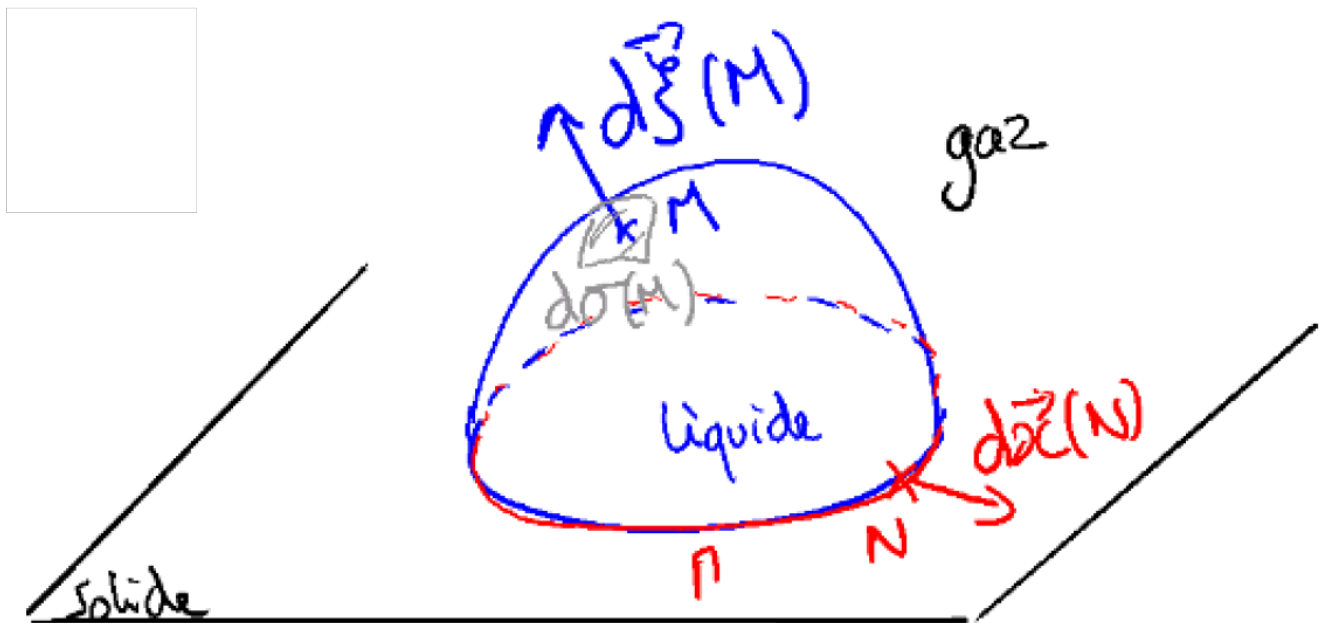






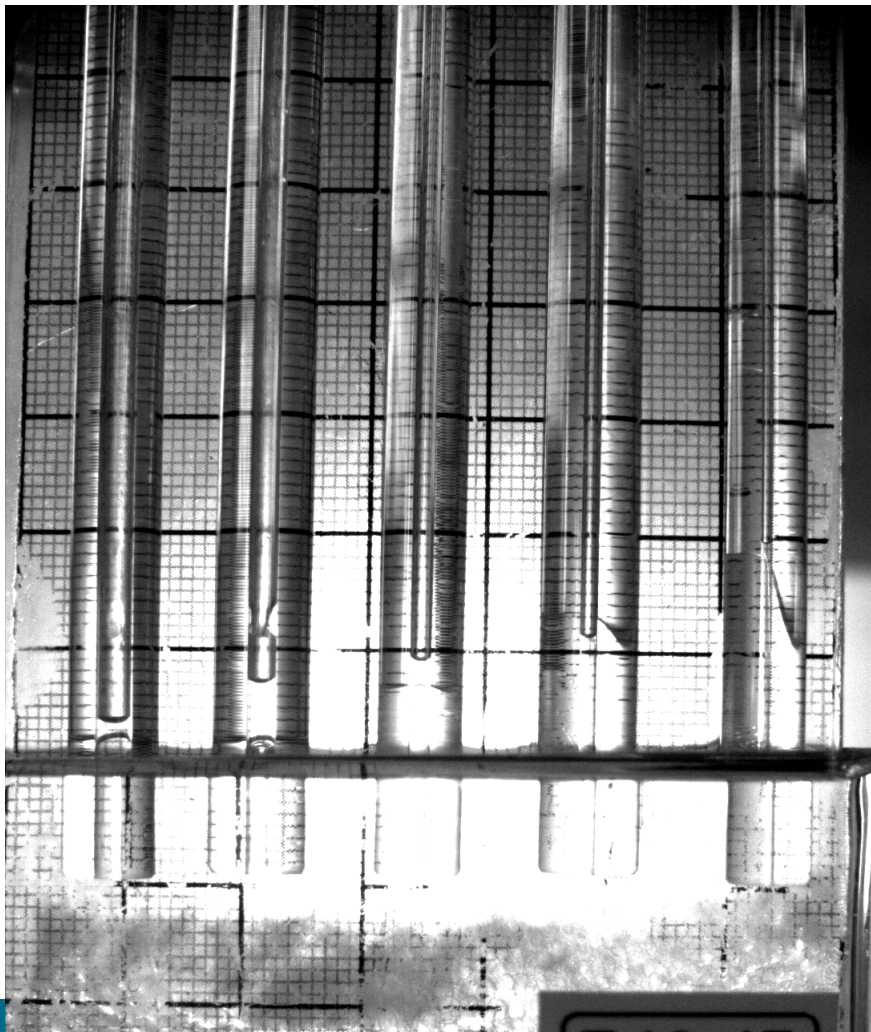


## Équilibre d'une interface





# Loi de Jurin



# Loi de Jurin

