

Chapitre 5

Tension superficielle

5.1 Définition

La tension superficielle, ou également appelée énergie d'interface ou encore énergie de surface est la tension qui existe à la surface de séparation de deux milieux différents. La surface de contact (de séparation) de deux milieux différents est dite l'interface, son épaisseur peut varier de 1 à plusieurs nanomètres. La tension superficielle est définie comme une énergie par unité de surface ($J m^{-2}$), elle peut s'exprimer aussi comme une force par unité de longueur ($N m^{-1}$). Notons qu'à température ambiante, l'eau et le mercure présentent les tensions superficielles les plus élevées (73×10^{-3} et $480 \times 10^{-3} N m^{-1}$).

L'origine de la tension superficielle est l'interaction entre la surface qui délimite le corps (liquide ou solide) avec le milieu ambiant. La tension superficielle explique de nombreux phénomènes en biologie, physiologie, pharmacie, etc, elle intervient dans l'explication des phénomènes de la mouillabilité des surfaces solides par les différents liquides ainsi que la formation des gouttes, des bulles et des cavités, etc.

5.2 Origine de la tension superficielle

Pour mieux comprendre l'origine de la tension superficielle nous prenons le cas d'un liquide composé d'un seul type de molécules porté à une température constante. Les molécules de ce fluide exercent, les unes sur les autres, des forces d'attraction (forces de Van der Waals) ou des forces de répulsion (forces électrostatiques).

Au sein du liquide, chaque molécule A a des proches voisines dans toutes les directions de l'espace (**Figure 5. 1**) et la résultante des forces intermoléculaires exercées sur la molécule A par ces voisines est nulle :

$$\sum_{i=1}^n \vec{F}_A = \vec{0} \quad (5.1)$$

A la l'interface (surface de séparation liquide - air par exemple), chaque molécule B subit de la part des molécules placées à l'intérieure du liquide des forces d'attraction intermoléculaires, la résultante de ces forces n'est pas nulle, elle est normale à la surface et dirigée vers l'intérieur du liquide (**Figure 5. 1**).

$$\sum_{i=1}^n \vec{F}_B \neq \vec{0} \quad (5.2)$$

Les molécules de surface forment ainsi une membrane tendue sur les autres molécules et comprime le liquide. Ceci explique que tout liquide tend spontanément à réduire sa surface et d'où la forme sphérique des gouttes et des bulles. Rappelons que la forme sphérique présente le plus faible rapport (*surface / volume*).

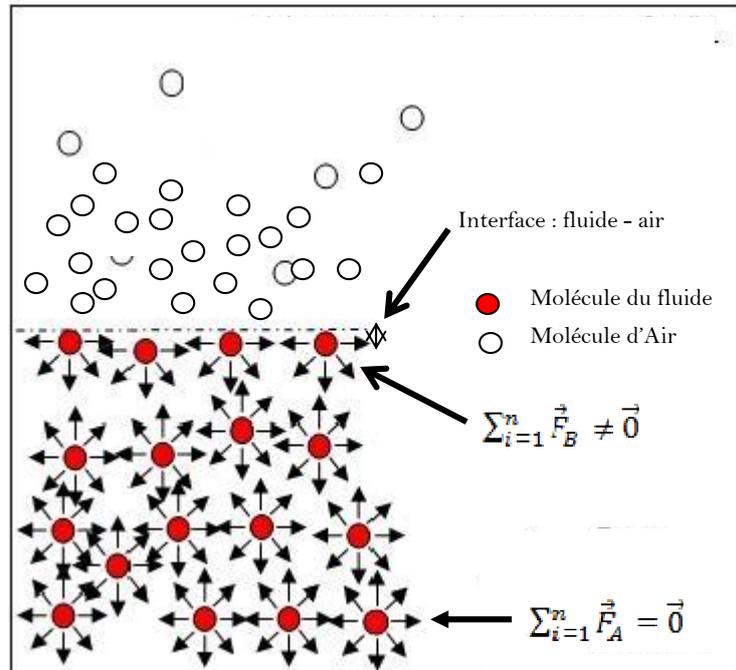


Figure 5. 1

Posons comme référence que l'énergie libre de la molécule A située au sein du volume du liquide est nulle. Pour déplacer cette molécule de l'intérieur vers la surface, autrement dit pour augmenter la surface du liquide par dS , il faut fournir une énergie (un travail) dE .

Le coefficient de proportionnalité entre dE et dS est la tension superficielle symbolisée par σ , donc :

$$dE = \sigma dS \quad (5.3)$$

Et $\sigma = \frac{dE}{dS}$, la tension superficielle représente une énergie par unité de surface, en SI des unités, elle est exprimée en $J m^{-2}$ et en CGS par $erg cm^{-2}$ ($1 J m^{-2} = 10^3 erg cm^{-2}$).

5.3 Une deuxième définition de la tension superficielle

Supposant une surface de liquide de longueur L et de largeur l (Figure 5. 2). Pour ce volume constant et à une température constante, l'énergie dépensée pour accroître cette surface par dS est :

$$dE = \sigma dS = \sigma l dx \quad (5.4)$$

D'autre part

$$dE = F dx \quad (5.5)$$

Par comparaison on obtient :

$$F = \sigma l \quad (5.6)$$

ce qui implique que $\sigma = \frac{F}{l}$

σ est exprimée en SI des unités par $N m^{-1}$ et en CGS par $dyne cm^{-1}$ ($1 N m^{-1} = 10^3 dyne cm^{-1}$).

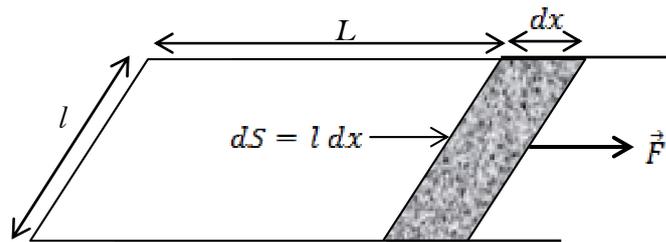


Figure 5. 2

5.4 Quelques valeurs de tension superficielle des liquides (interface liquide-air)

Voici quelques valeurs de tension superficielle des liquides (liquide-air) couramment rencontrés :

Liquide	$\sigma \times 10^{-3} (N m^{-1})$ à 20 °C
Eau (0 °C)	75.6
Eau (20 °C)	73
Huile végétale	32
Ethanol	22
Ether	17
Mercure	480
Glycérine	63
Azote	9

5.5 Loi de Laplace

5.5.1 Surpression à l'intérieur d'une goutte liquide

Considérons une goutte liquide de forme sphérique de rayon R (Figure 5. 3). Si P est la pression à l'intérieur de la goutte et P_0 est la pression à son extérieur (pression

atmosphérique), la loi de Laplace permet de calculer la différence de pression $\Delta P = P - P_0$ en fonction de la tension superficielle du liquide σ et le rayon de la goutte R .

Si on augmente le rayon de la sphère avec dR son volume va augmenter avec :

$$dV = SdR = 4 \pi R^2 dR \quad (5.7)$$

Le travail de forces internes dW_{int} est donné par :

$$dW_{int} = PdV = P(4 \pi R^2)dR \quad (5.8)$$

Le travail de forces externes dW_{ext} est donné par :

$$dW_{ext} = -P_0dV = -P_0(4 \pi R^2)dR \quad (5.9)$$

Le travail total

$$dW = dW_{int} + dW_{ext} = (P - P_0)(4 \pi R^2)dR \quad (5.10)$$

D'autre part, ce travail dW est égal à celui des forces de tension superficielle :

$$dW = \sigma dS = \sigma(8 \pi R)dR \quad (5.11)$$

Par comparaison entre ces deux dernières équations on obtient :

$$\Delta P = P - P_0 = \frac{2\sigma}{R} \quad (5.12)$$

La surpression ΔP est proportionnelle à la tension superficielle et inversement proportionnelle au rayon de la goutte.

5.5.2 Surpression à l'intérieur d'une bulle de savon

Une bulle de savon est un film sphérique comportant deux surfaces ; interne de rayon R et externe de rayon $R + \Delta R$ (voir **Figure 5. 4**).

D'après la loi de Laplace:

1. La surpression créée par la sphère extérieure est :

$$P_1 - P_0 = \frac{2\sigma}{R+\Delta R} \quad (5.13)$$

1. La surpression créée par la sphère intérieure est :

$$P - P_1 = \frac{2\sigma}{R} \quad (5.14)$$

La somme des deux équations ci-dessus donne :

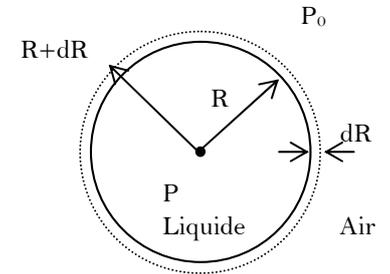


Figure 5.3

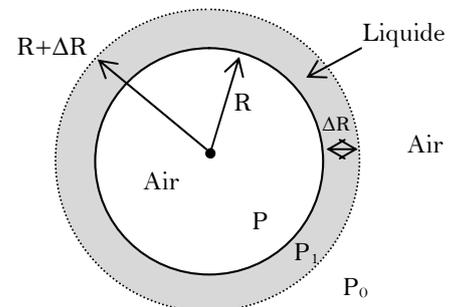


Figure 5.4

$$P - P_0 = \frac{2\sigma}{R+\Delta R} + \frac{2\sigma}{R} \quad (5.15)$$

Et comme $\Delta R \ll R$ alors :

$$\Delta P = P - P_0 = \frac{4\sigma}{R} \quad (5.16)$$

La surpression ΔP d'une petite bulle est plus élevée que d'une grande bulle. En conséquence, lorsqu'on rapproche deux bulles de diamètres différents, c'est la plus petite qui va se dégonfler dans la plus grande.

5.6 Ascension capillaire, loi de Jurin

On place dans un récipient plein d'eau des tubes capillaires de différents diamètres (de 0.15 à 0.6 mm) (**Figure 5. 5**). On observe que l'eau monte dans les tubes et que la surface libre de l'eau dans les capillaires n'est pas plane et horizontale.

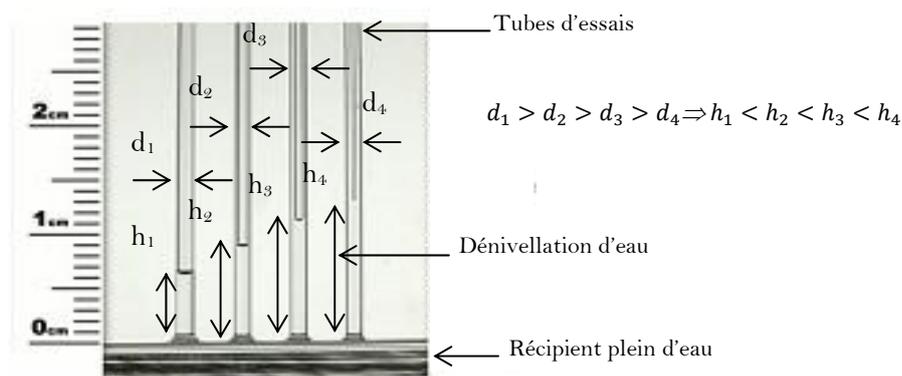


Figure 5. 5

On observe que plus le diamètre du capillaire est petit plus l'ascension du liquide est élevée; $d_1 > d_2 > d_3 > d_4 \Rightarrow h_1 < h_2 < h_3 < h_4$.

D'après la loi de Laplace : $P_{liq} - P_{at} = \frac{2\sigma}{R}$ (5.17)

Avec R est le rayon du tube capillaire.

Et d'après la loi de Pascal (statique des fluides) :

$$P_{liq} - P_{at} = \rho g h \quad (5.18)$$

En associant ces deux dernières équations on obtient (c'est la loi de Jurin):

$$\sigma = \frac{1}{2} \rho g R h \quad (5.19)$$

$$\text{Ou bien : } h = \frac{2\sigma}{\rho g R} \quad (5.20)$$

Où : σ : Est la tension superficielle;

ρ : La masse volumique du liquide ;

g : L'accélération de pesanteur ;

R : le rayon intérieur du capillaire.

Nous constatons que la dénivellation d'eau h est proportionnelle à la tension superficielle d'eau σ et inversement proportionnelle au rayon du tube capillaire R .

5.6.1 La loi complète de Jurin

La loi complète de Jurin prend en considération l'angle de contact θ entre le liquide et les parois du capillaire. Elle est donnée par la formule suivante :

$$h = \frac{2\sigma \cos\theta}{\rho g R} \quad (5.21)$$

La valeur de h est liée à la tension superficielle, l'angle de contact et le rayon du capillaire.

On distingue deux cas :

1. Si $0 \leq \theta < \frac{\pi}{2}$, dans ce cas h est positif ($h > 0$) et le liquide s'élève dans le tube (le cas d'eau déposée sur un verre très propre).

2. Si $\theta > \frac{\pi}{2} \Rightarrow \cos\theta < 0$, dans ce cas h est négatif ($h < 0$), c'est-à-dire, le liquide descend dans le tube en dessous du niveau de la surface libre du récipient (cas du mercure au contact du verre). On parle dans ce cas de la dépression capillaire (**Figure 5.6 (a)**).

Donc, le mercure s'abaisse dans un tube capillaire et sa surface forme un ménisque convexe, alors que l'eau monte et sa surface forme un ménisque concave (**Figure 5.6 (b)**).

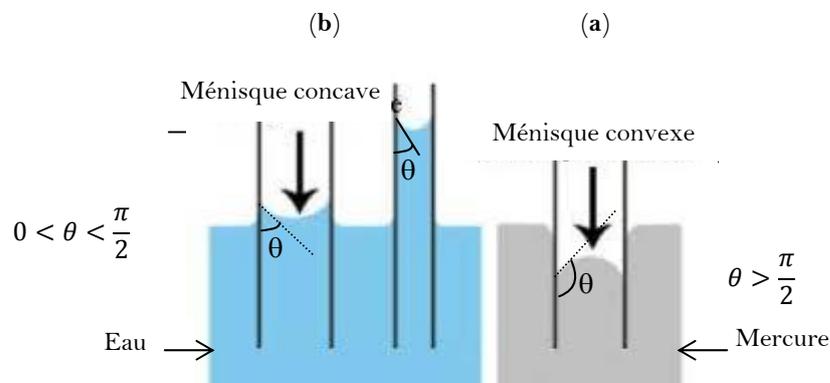


Figure 5.6

5.6.2 Quelques valeurs de l'angle de contact θ

Interface dans l'air	Angle de contact	Ascension ou dépression
Eau-verre	0	↑
Liquide organique-verre	0	↑
Alcool-verre	0	↑
Mercure verre	140	↓
Kérosène-verre	26	↑
Eau-paraffine	107	↓
Eau-acier	90	Nulle
Eau bois	0	↑

5.7 Energie de cohésion W_c et d'adhésion W_a

5.7.1 Energie de cohésion W_c

Elle représente l'énergie qu'il faut fournir pour couper une colonne de liquide de section de 1 cm². Cette coupure fait apparaître deux surfaces chacune de 1 cm² (la surface créée est S=2 cm²) et l'énergie de cohésion pour une unité de surface :

$$W_c = 2 \sigma_{LG} \quad (5.22)$$

Avec σ_{LG} est la tension superficielle entre le liquide et le gaz.

5.7.2 Energie d'adhésion W_a

L'énergie d'adhésion est l'énergie qu'il faut fournir pour séparer deux phases différentes. Pour une unité de surface elle est donnée par l'équation suivante :

$$W_a = \sigma_{LG} + \sigma_{SG} - \sigma_{LS} \quad (5.23)$$

5.8 Angle de contact

L'angle de contact permet de décrire comment un liquide arrive à s'étaler sur un solide, elle s'appelle aussi angle de raccordement ou bien angle de mouillage et elle dépend de la tension superficielle. En posant une goutte liquide sur une surface lisse d'un solide, nous constatons que sont étalement dépend de la surface du solide, du liquide et du gaz en contact. Pour

chaque couple de ces phases, solide -liquide, solide-gaz et liquide-gaz correspond une tension superficielle spécifique, notées respectivement $\sigma_{SL}, \sigma_{SG}, \sigma_{LG}$ (**Figure 7**).

Les orientations des trois tensions superficielles sont représentées sur la

Figure 7. La goutte est en équilibre, alors :

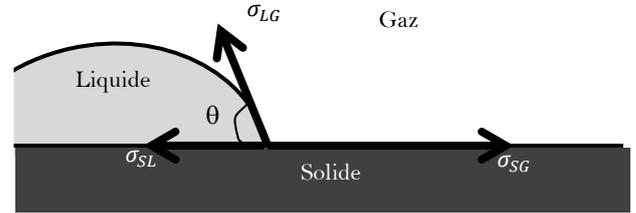


Figure 5. 7

$$\vec{\sigma}_{SL} + \vec{\sigma}_{SG} + \vec{\sigma}_{LG} = \vec{0} \quad (5.24)$$

Par projection on obtient :

$$\sigma_{SL} + \sigma_{LG} \cos \theta - \sigma_{SG} = 0 \quad (5.25)$$

$$\text{Et par conséquence : } \sigma_{SG} - \sigma_{SL} = \sigma_{LG} \cos \theta \quad (5.26)$$

$$\text{D'autre part : } W_a = -\sigma_{SL} + \sigma_{SG} + \sigma_{LG} \quad (5.27)$$

$$\text{Donc } W_a = \sigma_{LG}(1 + \cos \theta) \quad (5.28)$$

1. Si $\theta = 0^\circ \Rightarrow \cos \theta = 1$ et $W_a = 2\sigma_{LG} = W_c$; l'énergie de cohésion égale à l'énergie d'adhésion, le cas d'eau ou de l'huile sur du verre propre. Dans ce cas on dit que le liquide mouille parfaitement le solide (voir **Figure 5. 8 (a)**).
2. Si $0 \leq \theta < \frac{\pi}{2} \Rightarrow \cos \theta \neq 1$ et $\cos \theta \neq 0$ et $W_a = \sigma_{LG}(1 + \cos \theta)$, le liquide mouille partiellement le solide (voir **Figure 5. 8(b)**).

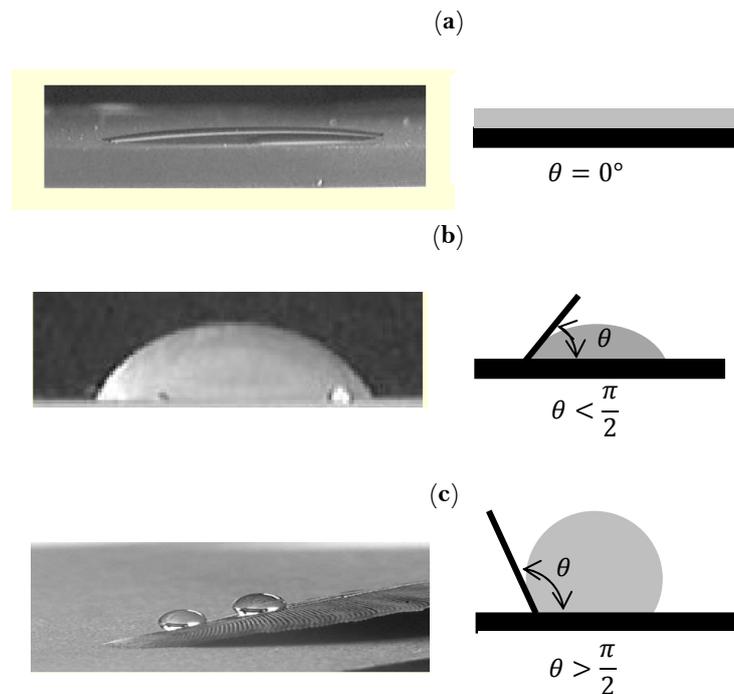


Figure 5. 8

2. Si $\theta = \pi$ (mouillement nul) $\Rightarrow \cos\theta = -1$ et $W_a = 0$, le liquide ne mouille pas le solide cas du mercure (voir **Figure 5. 8 (c)**).

Remarque

Pour que l'étalement a lieu, l'énergie d'adhésion doit être supérieure à l'énergie de cohésion.