

Énergie potentielle d'un système d'interfaces

Application au mouillage et à l'ascension capillaire

par François GHEUSI

Professeur agrégé de physique
enseignant en préparation à l'agrégation de chimie
de l'Université Toulouse III¹
ghef@aero.obs-mip.fr

Résumé

Faire intervenir les forces de tension superficielle dans l'analyse mécanique d'un système d'interfaces peut poser des problèmes, tant sur le plan physique que pédagogique. Cet article souligne comment établir et utiliser simplement l'expression de l'énergie potentielle d'un système d'interfaces pour résoudre certains problèmes classiques : mouillage d'un solide et condition d'Young sur l'angle de contact ; ascension capillaire et loi de Jurin sur la hauteur d'ascension. (Une démonstration énergétique de la loi de Laplace est également présentée à titre de complément.)

Mots-clés : tension interfaciale, interfaces solide/liquide/gaz, approche énergétique, condition d'Young, loi de Jurin.

1 Introduction

La question des interfaces liquide/solide/gaz fait l'objet d'un sujet présent depuis peu de temps dans le programme de l'épreuve orale de physique de l'agrégation de chimie², sous la forme d'une leçon au niveau du BTS de chimiste. J'ai été chargé de préparer à cette leçon les étudiants agrégatifs de chimie de l'Université Toulouse III des promotions 1999 à 2001. Les discussions avec ces étudiants - de futurs enseignants - m'ont amené à quelques réflexions sur ce sujet, qui font l'objet de cet article.

La plupart des manuels de cours de physique des deux premiers cycles de l'enseignement supérieur introduisent la notion de tension de surface avant tout comme une force par unité de longueur qui tend à réduire une interface. Privilégier cette interprétation dans

¹Détachement actuel : Laboratoire d'Aérodynamique (CNRS/Université Toulouse III), Toulouse, France.

²La première fois pour la session de 1999.

la résolution de problèmes classiques, comme celui du mouillage et de l'angle de contact d'une goutte liquide sur un solide, ou bien de la hauteur d'ascension capillaire, peut impliquer certains raisonnements dont la justification physique est délicate, ou en tout cas suscite des difficultés d'ordre pédagogique.

Dans le but d'éliminer ces difficultés, l'article propose de **privilégier l'approche énergétique du problème des interfaces et du mouillage**, qui permet en outre une interprétation physique plus unifiée de l'ensemble des phénomènes abordés.

Ces lignes n'ont aucunement la prétention d'amener un contenu scientifique nouveau ni une approche inédite, d'une part parce que leur auteur n'est pas spécialiste du sujet, d'autre part parce que cette approche est déjà couramment employée par les chercheurs ainsi que dans les enseignements et ouvrages spécialisés. Ce n'est en revanche pas toujours le cas dans les enseignements élémentaires du supérieur. Les réflexions et les propositions contenues dans cet article se placent dans ce cadre.

La partie 2 présente plus en détail les difficultés suscitées par les approches traditionnelles, en particulier celle en terme de forces. L'interprétation énergétique de la tension de surface est brièvement rappelée dans la partie 3, qui propose également des démonstrations alternatives de la condition d'Young sur l'angle de contact et de la loi de Jurin. Ces démonstrations sont toutes deux basées sur l'énergie potentielle du système d'interfaces. La partie 4 conclut l'article.

2 Difficultés traditionnelles

2.1 La tension interfaciale définie comme une force

La tension interfaciale est souvent abordée, dans sa première définition, comme la force de traction appliquée par une interface sur la matière qui la borde, par unité de longueur de la ligne délimitant cette interface. Cette définition est certes bien adaptée au cas de systèmes de films minces savoneux supportés par un cadre rigide ou déformable (qui peuvent donner lieu à de spectaculaires expériences de cours). La frontière de tels systèmes est en effet naturellement assimilable à une ligne.

Le phénomène ainsi défini est déjà moins facile à comprendre dans le cas de la surface libre d'un liquide tirant sur le bord de son récipient - le liquide occupant alors un volume non négligeable devant les dimensions du système.

Enfin, l'idée d'une force par unité de longueur n'est plus du tout applicable lorsque l'interface étudiée est une surface fermée, comme pour une bulle de savon, une goutte d'eau en suspension dans l'air, etc. On doit dans ces cas là absolument recourir à l'interprétation énergétique, elle seule faisant intervenir l'aire de l'interface.

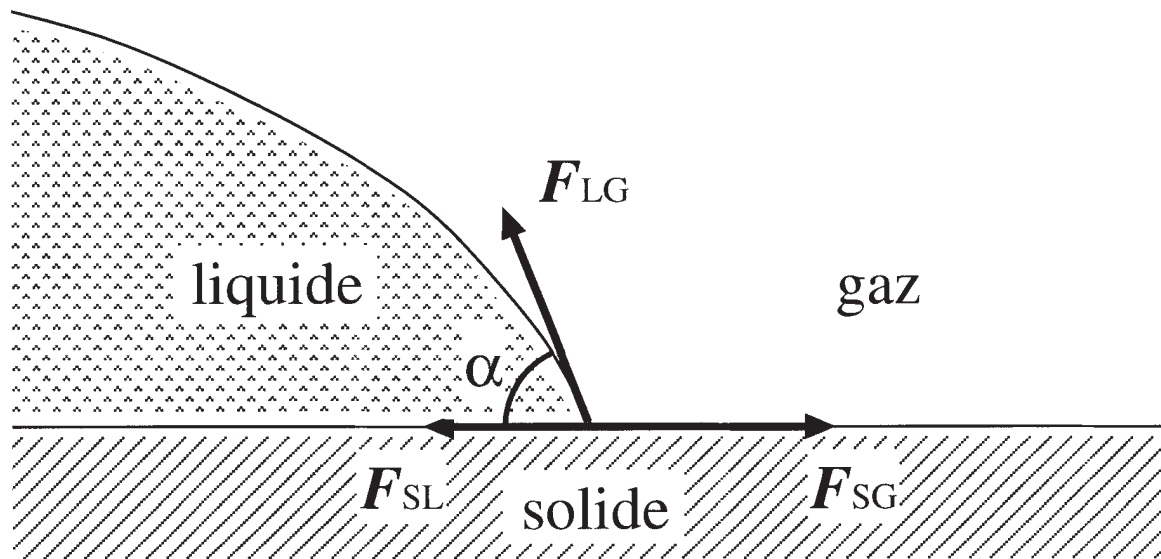


FIG. 1 – Problème de l’angle de contact : bilan (supposé) et équilibre des forces au niveau de la ligne de triple intersection des interfaces entre un liquide, un solide et un gaz. α est l’angle de contact, F_{SG} , F_{SL} et F_{LG} les forces de tension des interfaces solide/gaz, solide/liquide et liquide/gaz, respectivement. Ces forces étant proportionnelles aux tensions de surface respectives γ_{SG} , γ_{SL} et γ_{LG} , on obtient, en projetant horizontalement l’équilibre des forces, la relation d’Young $\gamma_{LG} \cos \alpha + \gamma_{SL} = \gamma_{SG}$.

2.2 Condition d’Young

Lorsqu’on cherche à établir l’expression de la condition d’Young sur l’angle de contact d’un film liquide sur un solide, l’approche en terme d’un ensemble de forces pose avant tout problème quant au fondement physique du raisonnement.

La démarche couramment utilisée consiste à faire le bilan des trois forces correspondant aux trois interfaces gaz/liquide, liquide/solide et solide/gaz au niveau de la triple ligne d’intersection de ces surfaces (figure 1, telle qu’on la trouve couramment). Ce raisonnement soulève deux questions.

La première est de justifier qu’on peut utiliser un équilibre de forces : à quel système mécanique matériel s’applique-t-il ? La ligne de contact n’est en effet qu’une notion purement géométrique : comment la justifier en tant que système matériel ? Ceci est d’autant plus délicat que, selon les spécialistes, cette description géométrique de la zone où les trois interfaces sont voisines n’est plus valable lorsqu’on s’approche de l’échelle moléculaire. Elle leur pose également problème pour modéliser la dynamique d’un tel système d’interface, même à l’échelle macroscopique.

La seconde question vient de ce qu’on n’exploite que la projection des forces sur le plan tangent au solide, en passant pudiquement sous silence le problème de l’équilibre vertical. Avec le bilan de forces de la figure 1, la composante verticale de la force de tension liquide/gaz n’est en effet pas compensée. Or cette composante verticale, dirigée vers le haut, existe bel et bien - comme le montrent par exemple les traces en forme de cratère lunaire que laissent les gouttes de peinture en séchant : le relief bordant

le cratère témoigne de la force de traction vers l'extérieur qu'a exercé la surface de la goutte. Équilibrer ce bilan de forces nécessite l'existence d'une quatrième force, orientée vers le solide : ce problème est en réalité délicat. Certains spécialistes invoquent une réaction du solide qui subit une légère déformation élastique³.

Ces deux points délicats ont donc de quoi destabiliser aussi bien l'étudiant dans sa première approche du sujet, que l'enseignant pour en donner des éclaircissements simples et maîtrisés.

2.3 Ascension capillaire

Comme illustration des effets de tension interfaciale, on aborde la plupart du temps le phénomène d'ascension capillaire et on établit la loi de Jurin sur la hauteur d'ascension. On trouve couramment deux types de démonstration.

Le premier type fait d'abord le calcul de la résultante, verticale et dirigée vers le bas, des forces de tensions sur le périmètre de l'interface liquide/gaz, et fait ensuite valoir la réaction à cette force, dirigée vers le haut, pour soutenir la colonne de liquide. Ce raisonnement suscite en général beaucoup de confusion auprès des étudiants, qui ont du mal à voir à quels systèmes s'appliquent ces forces et à comprendre que cette réaction est en réalité l'effet conjugué des tensions des interfaces liquide/solide et gaz/solide. D'ailleurs, le rôle de ces deux interfaces est quelque peu masqué dans cette façon de procéder ainsi que dans le résultat final, qui ne font apparaître que la seule tension interfaciale liquide/gaz.

Le second type utilise la loi de Laplace (qui aura été préalablement établie - voir en annexe), et est basée sur la concavité de l'interface liquide/gaz impliquant une dépression au sein du fluide, et donc une montée du fluide dans le capillaire par réajustement hydrostatique. Si cette démonstration est mieux accueillie par les étudiants (mais cela suppose qu'ils auront assimilé celle de la loi de Laplace), elle a, de même que la précédente, tendance à privilégier le rôle de l'interface liquide/gaz alors qu'il s'agit bien d'un problème à trois interfaces : en effet, la courbure de l'interface liquide/gaz résulte de l'angle de contact nécessairement imposé par la nature du liquide, du solide et du gaz en présence - condition d'Young - (le rayon de courbure dépend ensuite du diamètre du capillaire).

³Dans la plupart des cas cette déformation n'est pas décelable. Elle peut néanmoins être mise en évidence dans le cas de gouttes de mercure déposées sur de très fines lames de mica, d'épaisseur de l'ordre d'un micromètre (Davies et Rideal, 1961, chap.1) : dans ce cas, la surface solide n'est plus horizontale au voisinage du contact.

3 Une alternative : l'approche énergétique

3.1 Définition énergétique de la tension de surface

Les effets de tension interfaciale sont des manifestations macroscopiques des forces d'attraction intermoléculaire à courte portée (forces de Van der Waals, liaisons hydrogène, *etc.*).

Pour une molécule située au sein d'un fluide loin de toute interface, la résultante de ces forces est nulle en moyenne car l'environnement de la molécule est isotrope (du moins localement). En revanche pour une molécule située près d'une interface (à moins de quelques encablures intermoléculaires), l'isotropie est rompue et il s'exerce sur la molécule une résultante moyenne non nulle perpendiculaire à l'interface.

A priori, cette résultante peut aussi bien être orientée vers l'intérieur ou l'extérieur suivant l'affinité des molécules du fluide considéré avec le corps en contact. Cependant, lorsque les corps en contact ont plus d'affinité l'un pour l'autre qu'avec eux mêmes, l'interface n'est pas stable - c'est le cas pour deux liquides miscibles, pour un liquide se vaporisant dans la phase gazeuse, *etc.* Pour les interfaces stables qui nous intéressent dans la suite, les molécules de la région interfaciale auront donc toujours tendance à être rappelées vers leur phase d'origine.

Agrandir l'interface implique de faire venir des molécules près de l'interface depuis l'intérieur du fluide dans le cas d'une interface fluide/solide, ou des deux fluides dans le cas d'une interface fluide/fluide. Pour cela, un opérateur extérieur devra fournir, par un processus quelconque, un travail positif pour lutter contre cette résultante. Si le processus est quasi-statique, le travail de l'opérateur est exactement opposé à celui de la résultante. On peut ainsi définir l'**énergie potentielle⁴ de l'interface, dont la variation est égale au travail quasi-statique d'un opérateur extérieur au système faisant varier l'aire de l'interface.**

L'aire de l'interface créée est proportionnelle au nombre de molécules qu'on fait venir en surface. On comprend donc - même si ce raisonnement ne peut tenir lieu de démonstration - que la variation de l'énergie potentielle de l'interface, dE_p , sera également proportionnelle à la variation dA de sa surface⁵ :

$$dE_p = \gamma dA.$$

Le coefficient de proportionnalité γ est, par définition, la tension de l'interface. Le travail extérieur à fournir pour agrandir l'interface étant toujours positif, il en est de

⁴La définition énergétique doit en toute rigueur être faite dans le formalisme des potentiels thermodynamiques. Ce formalisme n'est toutefois pas nécessaire à la résolution des problèmes d'équilibres simplement mécaniques abordés ici. On peut donc parler ici d'énergie potentielle mécanique sans forcément faire appel à la notion de potentiel thermodynamique (pouvant inutilement effrayer les étudiants).

⁵Un raisonnement à l'échelle microscopique peut être conduit plus rigoureusement en faisant intervenir un potentiel d'interaction intermoléculaire. Ceci est cependant hors propos dans une approche élémentaire du phénomène. Si l'on s'en tient à l'échelle macroscopique, la relation de proportionnalité se justifie simplement par l'ensemble de ses conséquences (comme d'ailleurs toute modélisation physique).

même pour γ .

Bien sûr, on doit ensuite faire remarquer que, dans le cas où l'interface est fermée par une ligne de contact, il existe une force de traction s'exerçant sur le corps qui borde l'interface. Pour cela, il suffit de considérer que l'opérateur quasi-statique choisit d'agrandir l'interface en tirant dans le plan tangent et dans la direction, disons x , qui est perpendiculaire à la ligne de contact : la force qu'il exerce fournit pour un déplacement dx un travail par définition égal à la variation dE_p de l'énergie potentielle de l'interface ; les fluides formant l'interface exercent en réaction sur lui une force interfaciale F_{int} opposée, dont le travail est $-dE_p$; en fin de compte on obtient l'intensité et le sens de cette force : $F_{\text{int}} = -dE_p/dx = -\gamma l$ (où l est la longueur de la ligne dans la direction perpendiculaire à x , de sorte que $dA = ldx$). Cette démarche est bien entendu l'inverse de celle qu'on fait pour calculer le travail des forces de tension superficielle lorsque celles-ci sont introduites en premier.

Pour résumer ce paragraphe, on propose comme première définition - élémentaire - de la tension interfaciale **l'énergie qu'il faut dépenser pour agrandir l'interface d'une aire unité**. On montre dans les paragraphes suivants que cette définition simple à retenir permet de traiter les problèmes classiques, avec la démarche générale de minimiser l'énergie potentielle du système par rapport aux variations d'un paramètre pertinent.

3.2 Condition d'Young

On peut prendre ici comme exemple l'équilibre d'une goutte liquide déposée sur une surface solide parfaitement plane et propre de toute impureté. On ne fera ici qu'une étude locale, au voisinage du contact entre les trois phases⁶.

La tendance à l'étalement de la goutte entraînerait le déplacement de l'interface liquide/gaz représenté sur la figure 2. Le raisonnement est ici bi-dimensionnel, c'est-à-dire qu'on considère, au moins localement, la ligne de contact comme un segment de droite de longueur dl perpendiculaire à la figure. Il s'agit de calculer la variation de l'énergie potentielle du système à trois interfaces lorsque la ligne triple subit le déplacement élémentaire dx le long de la surface du solide.

Lors de ce déplacement, les aires des interfaces solide/gaz (indice SG), solide/liquide (SL) et liquide/gaz (LG) varient respectivement selon⁷ :

$$dA_{SG} = -dxdl, \quad dA_{SL} = +dxdl, \quad dA_{LG} = +\cos\alpha dxdl.$$

⁶L'analyse de l'équilibre de la goutte dans son entier montre que deux régimes (dits *capillaire* et *gravitaire*) peuvent être distingués suivant sa taille, qui conditionne l'influence relative des tensions interfaciales et du poids. Il s'ensuit que diverses formes de gouttes sont possibles, depuis la calotte sphérique jusqu'à la flaque. Le présent paragraphe est cependant axé sur la question de l'angle de contact qui, lui, ne dépend pas du régime d'équilibre. On laissera donc ici de côté toute considération quant à la forme et la taille de la goutte.

⁷La variation $d\alpha$ de l'angle de contact dans le déplacement considéré entraîne une variation de l'aire de l'interface liquide/gaz à l'ordre deux seulement (terme en $dx d\alpha$). Cette dernière variation est donc négligée.

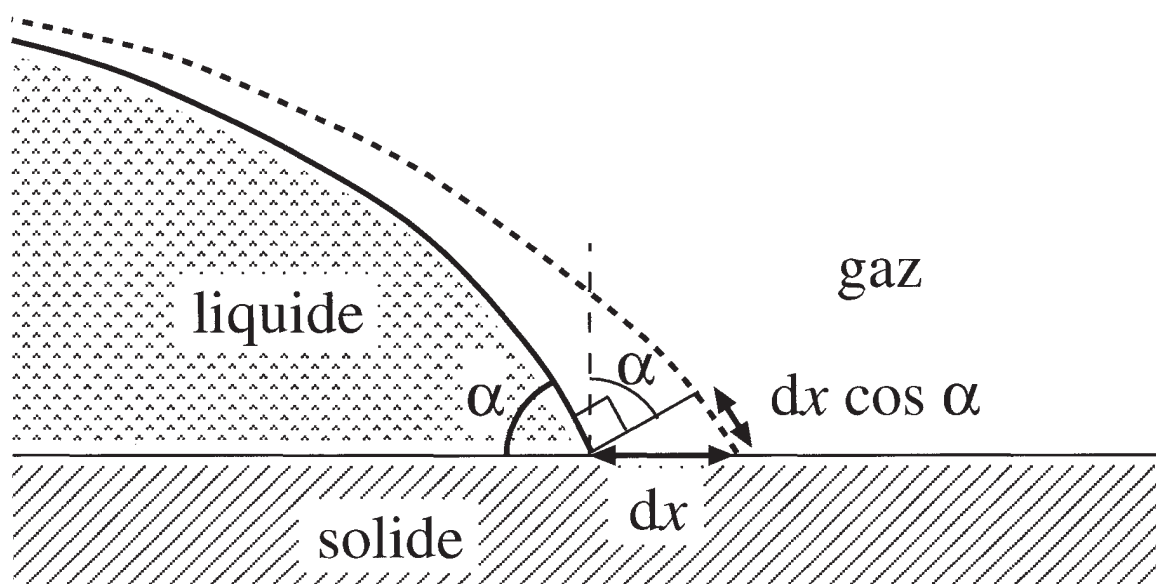


FIG. 2 – Problème de l’angle de contact : α est l’angle de contact, dx le petit déplacement de la ligne de mouillage dû à l’étalement de la goutte.

Ces variations demandent de l’extérieur les travaux quasi-statiques respectifs

$$-\gamma_{SG}dxdl, +\gamma_{SL}dxdl, +\gamma_{LG} \cos \alpha dxdl,$$

la somme des trois étant égale à la variation de l’énergie potentielle du système formé par les trois interfaces.

La condition d’équilibre du système s’écrit donc

$$0 = dE_p = -\gamma_{SG}dxdl + \gamma_{SL}dxdl + \gamma_{LG} \cos \alpha dxdl.$$

Après simplification du facteur commun $dxdl$, on obtient finalement la condition d’Young sur l’angle de contact α :

$$\cos \alpha = \frac{\gamma_{SG} - \gamma_{SL}}{\gamma_{LG}}. \tag{1}$$

3.3 Ascension capillaire. Loi de Jurin

Interprétation énergétique du phénomène d’ascension ou de descente capillaire

La figure 3 présente le cas de l’ascension capillaire, qui se produit pour un mouillage partiel fort ⁸, c’est-à-dire lorsque l’angle de contact α est aigu, soit encore pour

$$\gamma_{SG} - \gamma_{SL} > 0$$

d’après l’équation 1 (γ_{LG} étant positif).

⁸Remarque : La distinction est faite ici entre mouillage fort ou faible suivant que l’angle de contact est aigu ou obtus, respectivement.

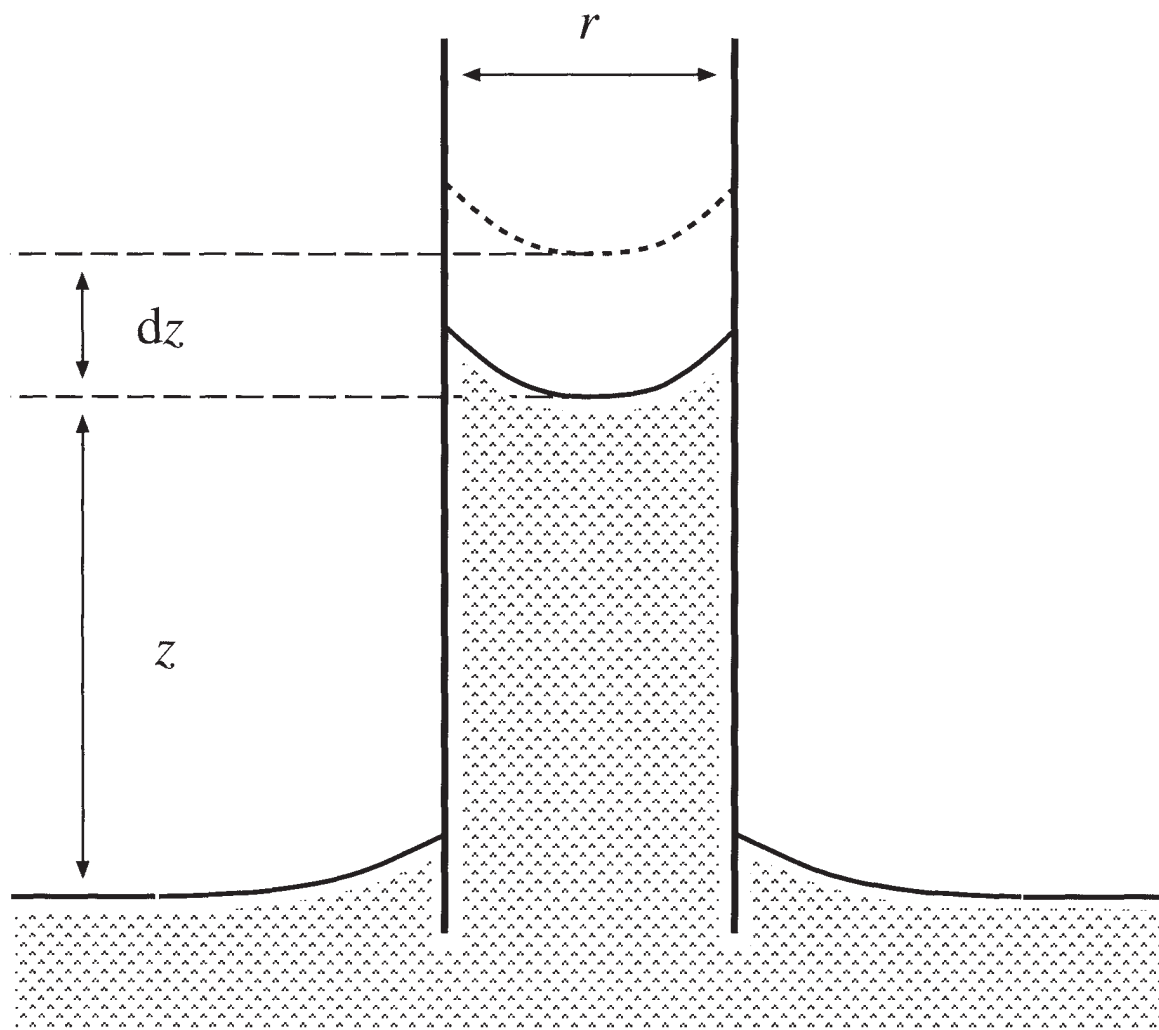


FIG. 3 – Ascension (cas d'un mouillage "fort") d'un fluide dans un capillaire de rayon r . z est la hauteur d'ascension de la colonne de liquide comptée à partir du niveau de la surface libre (et plane) du liquide. dz est un petit déplacement vertical de la colonne.

L'inégalité précédente signifie qu'il est énergétiquement plus coûteux de créer de l'interface solide/gaz que de l'interface solide/liquide. Le système d'interfaces va vouloir spontanément évoluer vers un état d'énergie plus faible, ce en créant de l'interface solide/liquide au détriment de l'interface solide/gaz, d'où la montée du liquide dans le capillaire (le raisonnement est inverse dans le cas d'un mouillage faible où l'on observe alors une descente capillaire). Mais ceci a un prix en terme d'énergie potentielle de pesanteur. Le système à l'équilibre résulte donc d'un compromis énergétique entre les deux effets, que l'on va quantifier dans le paragraphe suivant.

On notera, en relation avec la remarque du paragraphe 2.3, que le phénomène est physiquement lié aux deux interfaces solide/liquide et solide/gaz, et non à l'interface liquide/gaz (qui, on va le voir, ne joue qu'un rôle passif).

Loi de Jurin

Pour calculer la variation d'énergie potentielle du système pour une montée élémentaire dz du niveau du liquide dans le capillaire à partir d'une hauteur z (figure 3), il faut à nouveau totaliser les travaux extérieurs quasi-statiques nécessaires à cette évolution.

Les variations des aires des interfaces solide/liquide et solide/gaz sont

$$d\mathcal{A}_{SL} = -d\mathcal{A}_{SG} = 2\pi r dz,$$

d'où un travail pour faire varier les interfaces égal à :

$$(\gamma_{SL} - \gamma_{SG}) \times 2\pi r dz.$$

Remarque : l'état de l'interface liquide/gaz **ne varie pas** dans cette transformation.

En outre, la montée du niveau de dz revient à monter un volume $\pi r^2 dz$ de liquide de masse volumique ρ en haut de la colonne, ce qui représente un travail

$$\rho (\pi r^2 dz) gz.$$

La condition d'équilibre est donc

$$0 = dE_p = (\gamma_{SL} - \gamma_{SG})2\pi r dz + \rho (\pi r^2 dz) gz$$

d'où l'on tire la hauteur de la colonne à l'équilibre (loi de Jurin) :

$$z = \frac{2(\gamma_{SG} - \gamma_{SL})}{\rho g r}. \quad (2)$$

En utilisant la condition d'Young (1), on peut réécrire la relation (2) :

$$z = \frac{2\gamma_{LG} \cos \alpha}{\rho g r}.$$

On trouve généralement la loi de Jurin sous cette forme qui ne fait apparaître que la seule tension γ_{LG} , car cette dernière est facilement mesurable expérimentalement, contrairement à γ_{SG} et γ_{SL} . Il faut cependant souligner, une fois encore, que cette forme donne la primauté à l'interface liquide/gaz qui ne joue pourtant qu'un rôle passif dans la physique du phénomène.

4 Conclusion

Les phénomènes de tension interfaciale, de mouillage et de capillarité s'expliquent par la tendance spontanée des interfaces à se rétracter. On formalise cette tendance soit en terme de forces de traction s'exerçant aux frontières de l'interface considérée, soit à l'aide d'une énergie potentielle variant proportionnellement à l'aire de l'interface.

On a voulu montrer dans ces quelques pages que l'approche élémentaire des phénomènes de tension interfaciale privilégiant la description en terme de forces pouvait conduire à des difficultés de compréhension, et parfois même à des raisonnements mal justifiés. Ceci est en particulier vrai pour des points du cours quasiment incontournables, comme la démonstration de la relation d'Young sur l'angle de contact, ou bien l'étude du phénomène d'ascension capillaire. Pour ce dernier point, les approches classiques ont en outre tendance à fixer l'attention sur l'interface liquide/gaz alors que le phénomène est surtout lié aux tensions des deux autres interfaces.

L'alternative consiste à privilégier l'approche énergétique. L'énergie potentielle d'une interface ou d'un système d'interfaces peut facilement s'évaluer en considérant l'énergie à fournir de l'extérieur pour faire varier le système. L'approche énergétique présente de multiples avantages que cet article a essayé de mettre en avant. Elle permet tout d'abord d'établir naturellement le lien avec l'origine microscopique de la tension interfaciale (attractions intermoléculaires). Elle est aussi plus élégante car elle évite certaines justifications peu évidentes, ou des raisonnements pouvant entraîner une certaine confusion. Étendue à l'ensemble du cours, elle donne une interprétation unifiée des phénomènes abordés, et par là même permet de mieux cibler leur véritable origine physique : dans le cas de l'ascension capillaire par exemple, elle montre clairement que la montée du liquide est due à un compromis entre trois énergies potentielles - celle de pesanteur, et celles des deux interfaces solide/liquide et solide/gaz (l'interface liquide/gaz n'ayant qu'un rôle passif). Enfin, dans le cadre général d'un cours de physique, elle est une illustration supplémentaire, à la fois simple et originale, du concept puissant et unificateur d'énergie potentielle.

Complément : loi de Laplace

En complément est ici présentée une démonstration énergétique de la loi de Laplace.

Afin d'éviter toute confusion entre le problème triphasique du mouillage d'une surface solide (auquel l'article ainsi que la leçon d'agrégation mentionnée en introduction sont spécifiquement consacrés) et les phénomènes de tension interfaciale en général, cette démonstration est volontairement détachée du corps du texte et exposée dans la présente annexe.

Le système étudié est une goutte (de volume V délimité par une frontière fermée d'aire \mathcal{A}) d'un fluide à l'équilibre mécanique et thermodynamique au sein d'un autre fluide, considéré comme extérieur au système. (Le formalisme thermodynamique est ici rétabli pour plus de rigueur, du fait de transformations susceptibles d'impliquer des variations de l'énergie microscopique du système.) La tension interfaciale entre les deux fluides

est notée γ .

Pour une transformation infinitésimale que l'on supposera isotherme et quasi-statique, la variation dF de l'énergie libre est égale au travail δW_{ext} reçu d'un opérateur extérieur. Ce travail quasi-statique s'effectuant contre (i) les forces de pression à l'intérieur de la goutte, (ii) la tension interfaciale, on peut écrire

$$dF = \delta W_{ext} = -P_{int}dV + \gamma d\mathcal{A}.$$

(Remarque : le potentiel thermodynamique F est ici analogue à l'énergie potentielle dans une approche purement mécanique.)

Si ce travail est uniquement fourni par pression du fluide extérieur, on a en outre

$$\delta W_{ext} = -P_{ext}dV.$$

En combinant ces deux expressions, on obtient donc l'expression de la surpression à l'intérieur de la goutte :

$$\Delta P = P_{int} - P_{ext} = \gamma \frac{d\mathcal{A}}{dV}.$$

Dans le cas particulier d'une goutte sphérique de rayon r , on a $V = \frac{4}{3}\pi r^3$ et $\mathcal{A} = 4\pi r^2$. On en déduit donc facilement l'expression de la loi de Laplace :

$$\Delta P = P_{int} - P_{ext} = \frac{2\gamma}{r}.$$

(Remarque : dans le cas classique d'une bulle de savon, la présence de deux interfaces eau savonneuse/air implique que le travail à effectuer pour agrandir la surface de la bulle est $2 \times \gamma d\mathcal{A}$, et il s'ensuit que $\Delta P = 4\gamma/r$.)

Remerciements

J'adresse un merci particulier et amical à François Vandenbrouck, docteur en physique des liquides de l'Université Paris VI et actuellement professeur agrégé de physique en CPGE 1-TSI au lycée Les Lombards de Troyes, pour ses éclairages de spécialiste, ses indications bibliographiques, ainsi que ses commentaires pour la rédaction de cet article. Mes remerciements vont également à Georges Massas, professeur agrégé de physique et coordonnateur des enseignements de physique des préparations aux agrégations de sciences physiques de l'Université Toulouse III, pour m'avoir accueilli dans son équipe pédagogique, et en de multiples occasions conseillé et soutenu. Enfin je remercie vivement les étudiants agrégatifs qui ont suivi mes enseignements : leurs questions et leurs réactions ont suscité les réflexions exposées dans cet article.

Références

- J.T. Davies et E.K. Rideal, *Interfacial phenomena*, Academic Press, New York, USA, 1961.
 P.G de Gennes, *Wetting : statics and dynamics*, Review of Modern Physics, **57**, p.827-, 1985.



François GHEUSI

Professeur agrégé de physique, ancien enseignant à l'Université Toulouse III en préparation à l'agrégation de chimie, actuellement détaché au CNRS.