



HAL
open science

Étirement et Compression de gouttes liquides diélectriques par pression de radiation optique

Hamza Chraibi, Didier Lasseux, Régis Wunenburger, Jean-Pierre Delville

► To cite this version:

Hamza Chraibi, Didier Lasseux, Régis Wunenburger, Jean-Pierre Delville. Étirement et Compression de gouttes liquides diélectriques par pression de radiation optique. CFM 2009 - 19ème Congrès Français de Mécanique, Aug 2009, Marseille, France. ⟨hal-03378667⟩

HAL Id: hal-03378667

<https://hal.science/hal-03378667v1>

Submitted on 14 Oct 2021

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire HAL, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



HAL Authorization

Étirement et Compression de gouttes liquides diélectriques par pression de radiation optique

H. CHRAIBI^a, D. LASSEUX^b, R. WUNENBURGER^a, J-P. DELVILLE^a

*a. Université Bordeaux I, Centre de Physique Moléculaire Optique et Hertzienne (CPMOH)
351 Cours de la Libération 33405 Talence Cedex, France*

*b. Université Bordeaux I, Transfert, Écoulements, Fluides, Énergétique (TREFLE)
Esplanade des Arts et Métiers 33405 Talence, Cedex, France.*

Résumé :

Lorsqu'un faisceau laser impacte une goutte fluide immergée dans un second fluide, celle-ci se comprime ou s'étire, selon le rapport des indices de réfraction des fluides, en prenant des formes de tores ou de cônes. Ces deux cas sont étudiés par simulation numérique, à l'état stationnaire. Dans le cas où la goutte est étirée, celle-ci prend une forme conique stable si le rapport entre pression de radiation sur pression de Laplace est en dessous d'un certain seuil. Au delà de ce seuil celle-ci est déstabilisée et un jet apparaît à son sommet. Dans le cas où la goutte est comprimée, elle prend une forme concave stable s'apparentant à un tore. Ces résultats étendent l'approche électro-hydrodynamique de déformation de goutte au "domaine optique" bien moins connu. Ils révèlent également les perspectives nouvelles de manipulation de gouttes par laser à l'échelle micrométrique.

Abstract :

We study numerically the deformation of sessile dielectric drops immersed in a second fluid when submitted to the optical radiation pressure of a continuous Gaussian laser wave. Both drop stretching and drop squeezing are investigated at steady state. In the stretching case, we find that the drop shape goes from prolate to near-conical for increasing optical radiation pressure. Above a threshold value of the radiation pressure, these "optical cones" become unstable and a disruption is observed. Conversely, when optically squeezed, the drop shifts from an oblate to a concave shape leading to the formation of a stable "optical torus". These findings extend the electrohydrodynamics approach of drop deformation to the much less investigated "optical domain" and reveal openings offered by laser waves to actively manipulate droplets at the micrometer scale.

Mots clefs : Opto-hydrodynamique, gouttes, laser, pression de radiation, tension de surface

1 Introduction

La première expérience de déformation de goutte liquide par pression de radiation optique a été réalisée par Zhang & Chang [1], qui ont déformé une goutte d'eau à l'aide d'une impulsion laser de durée $400ns$, de rayon au col $\omega_0 = 2R$ (R étant le rayon de la goutte) à deux énergies différentes.

Pour la plus faible énergie ($100mJ$), des oscillations de la goutte et la propagation d'ondes capillaires à sa surface ont été observées. Pour la plus forte énergie ($200mJ$), un phénomène tout à fait différent a été mis en évidence, l'arrière de la goutte adoptant une forme conique, avec éjection d'un long filament cylindrique générant des micro-gouttes. À l'avant et à l'arrière de la goutte, la déformation s'est faite du milieu le plus réfringent vers le moins réfringent conformément à l'effet de la pression de radiation.

La déformation de la goutte à faible intensité a été l'objet d'une étude théorique menée par Lai et al. [2] consistant à résoudre l'équation de Navier-Stokes instationnaire linéarisée à l'aide de la théorie des ondes linéaires. Cette étude a montré que les oscillations de la goutte pouvaient être prédites théoriquement de manière précise soulignant la forte instationnarité des déformations dans le régime linéaire.

Depuis, il y a eu peu de développements notables dans la modélisation des déformations de gouttes par pression de radiation optique, les recherches restant essentiellement focalisées sur l'électro-hydrodynamique.

En effet, de nombreuses investigations théoriques [3, 4, 5], numériques [6, 7] ou expérimentales [8, 9] ont porté sur la déformation de gouttes liquides dans des champs électriques, notamment sur l'estimation de l'angle au sommet du cône quand celui-ci est formé et sur l'influence du rapport des constantes diélectriques des milieux sur la déformation.

Une étude numérique dédiée à la déformation de gouttes a ainsi été menée afin de comprendre les effets de volume fini sur la déformation des interfaces liquides d'une part et d'établir une analogie avec les expériences de Zhang & Chang [1] et avec celles de l'électrohydrodynamique. Cet article reprend les résultats essentiels de

notre travail sur les déformations de gouttes par laser [10].

2 Modèle Physique

La configuration du problème consiste en une demi-goutte liquide sphérique de rayon R posée sur un substrat sans glissement possible sur ce dernier. La goutte (notée 1) d'indice de réfraction N_1 est immergée dans un milieu liquide (noté 2) d'indice N_2 . Leur rapport de viscosité est $\lambda = \frac{\mu_g}{\mu_m}$, μ_g et μ_m étant respectivement la viscosité dynamique de la goutte et du milieu. On suppose que l'écoulement induit est extrêmement lent.

On adimensionne le système d'équations modélisant la déformation de la goutte en choisissant le rayon du faisceau laser ω_0 comme longueur caractéristique. La vitesse caractéristique est celle de la relaxation visqueuse donnée par $u^* = \frac{\gamma}{\langle \mu \rangle}$ avec $\langle \mu \rangle = \frac{\mu_g + \mu_m}{2}$ et γ la tension de surface. Finalement, l'écoulement au sein de chaque phase est régi par les équations de Stokes et de conservation de la masse :

$$\mathbf{0} = -\nabla p_i + \nabla^2 \mathbf{u}_i, \quad i = 1, 2, \quad (1)$$

La condition de saut de contraintes à l'interface donne :

$$\frac{2}{1 + \lambda} (\lambda \mathbf{T}_1 \cdot \mathbf{n} - \mathbf{T}_2 \cdot \mathbf{n}) \cdot \mathbf{n} = \kappa(r) - \Pi(r), \quad (2)$$

où \mathbf{T}_i est le tenseur des contraintes visqueuses dans la phase $i = 1, 2$, $\kappa(r) = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(\frac{rz'}{\sqrt{1+z'^2}} \right)$ est la courbure adimensionnée qui représente la pression capillaire et $\Pi(r)$ la pression de radiation optique dont l'expression est donnée plus loin.

La direction de propagation du faisceau est choisie pour les deux cas de déformation, du milieu le moins réfringent vers le plus réfringent, de manière à éviter la réflexion totale qui n'est pas étudiée ici. Ainsi dans le cas d'une déformation dirigée vers l'extérieur de la goutte ($N_2 < N_1$), le faisceau se propage verticalement du milieu vers la goutte (la pression de radiation étant donnée par

$\Pi(r) = \Pi^{dn}(r) = \frac{\omega_0}{\gamma} \frac{I(r)}{c} \cos \theta_i (2N_2 \cos \theta_i - (\frac{2N_1 N_2 \cos \theta_i \cos \theta_t}{(N_1 \cos \theta_i + N_2 \cos \theta_t)^2} + \frac{2N_1 N_2 \cos \theta_i \cos \theta_t}{(N_2 \cos \theta_i + N_1 \cos \theta_t)^2}) (N_2 \cos \theta_i + N_1 \cos \theta_t))$, θ_i et θ_t étant les angles d'incidence et de transmission, c est la vitesse de la lumière dans le vide) et cette dernière subit un étirement.

Dans le cas inverse, où la goutte se déforme vers l'intérieur ($N_1 < N_2$), le faisceau se propage verticalement de la goutte vers le milieu environnant ($\Pi(r) = \Pi^{up}(r) = -\frac{\omega_0}{\gamma} \frac{I(r)}{c} \cos \theta_i (2N_1 \cos \theta_i - (\frac{2N_1 N_2 \cos \theta_i \cos \theta_t}{(N_1 \cos \theta_i + N_2 \cos \theta_t)^2} + \frac{2N_1 N_2 \cos \theta_i \cos \theta_t}{(N_2 \cos \theta_i + N_1 \cos \theta_t)^2}) (N_1 \cos \theta_i + N_2 \cos \theta_t))$), et celle-ci est comprimée.

L'intensité du laser est donnée par $I(r) = \frac{2P}{\pi \omega_0^2} e^{-2r^2}$, avec P sa puissance. Le problème physique exposé ci-dessus est résolu par la méthode des éléments de frontières (Boundary Element Method) qui est particulièrement adaptée à la résolution d'écoulements interfaciaux.

3 Étirement de la goutte

Nous étudions le cas où l'indice optique de la goutte est supérieur à celui du milieu environnant. Sur la figure (1) nous avons représenté la déformation de deux gouttes de rayons adimensionnés $a = \frac{R}{\omega_0} = 1$ et $a = 2$, par un faisceau incident depuis le milieu le moins réfringent (haut) pour différents rapports de pression $\xi = \Pi(r = 0)$. On voit que la goutte passe progressivement d'une forme sphérique à une forme en cône aux plus fortes valeurs de ξ , où la pente locale de l'interface devient progressivement constante.

En effet, lorsque l'on augmente la pression de radiation, l'interface se déforme et sa courbure augmente jusqu'à atteindre une valeur lui permettant l'équilibre avec le saut de contrainte électromagnétique imposée sur l'interface. Arrivée à un certain stade, la hauteur de l'interface sur l'axe ne varie plus et l'interface adopte sur son axe une forme de plus en plus pointue pour maximiser sa courbure. Le volume fini de la goutte est ici déterminant dans l'obtention de ces formes. En fait, cette contrainte combinée au non-glissement de la goutte empêche la hauteur de l'interface de croître indéfiniment conduisant à une adaptation de la forme d'équilibre uniquement via la courbure. On voit ainsi que la forme de l'interface pour les dernières valeurs données de ξ évoque clairement un cône. Au delà d'une valeur limite nous avons même observé une instabilité de l'interface qui aboutit à un jet. De ce fait, les formes en cônes présentées par la suite seront celles obtenues juste avant l'instabilité et la formation d'un jet. Ce point sera discuté plus en détail dans la suite.

Un résultat important concerne la dépendance du rapport de pression vis à vis du rayon de la goutte permettant d'atteindre une forme conique. En effet, pour $a = 1$ cette valeur seuil vaut $\xi = 100$ et passe à $\xi = 24$ pour $a = 2$. Ceci peut s'expliquer simplement par le fait que plus la goutte est de grande taille, plus la zone illuminée par le faisceau laser ($-1 < r < 1$) est réduite, induisant des effets locaux qui n'empêchent pas le mouvement de la goutte, contrairement au cas où les effets du laser sont étendus sur tout son diamètre (cf. insert 2 pour $a = 0.1$ et $a = 10$). En effet, nous voyons que pour $a = 0.1$, la pression de radiation agit sur toute la goutte, la tirant vers l'extérieur à la fois au centre et sur les bords, alors que la conservation de volume

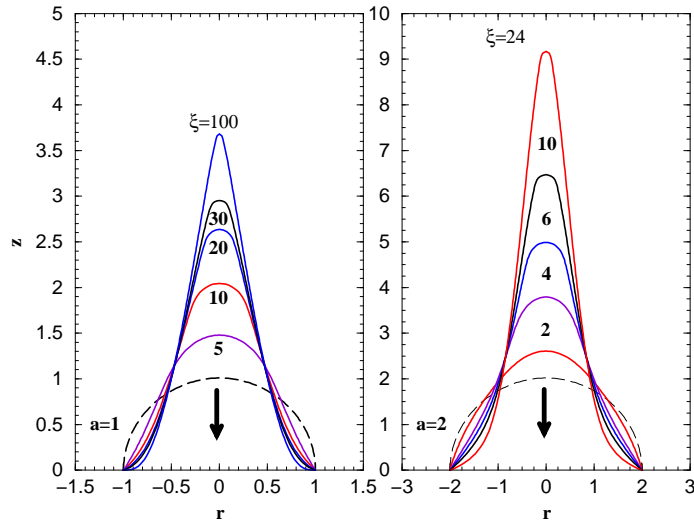


FIG. 1 – Equilibre de gouttes de rayons $a = 1$ et $a = 2$ à différents rapports de pression ξ . La flèche montre le sens de propagation du faisceau.

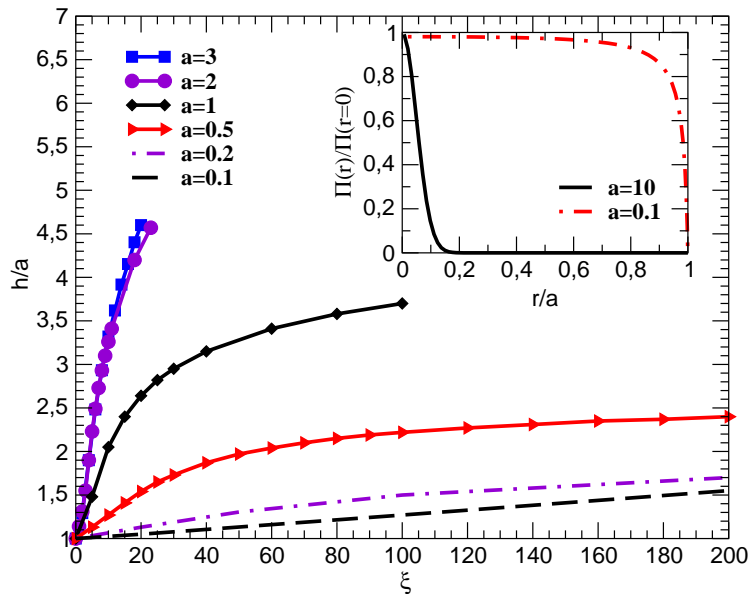


FIG. 2 – Evolution de la hauteur h de la goutte réduite par le rayon a en fonction de ξ pour différents rayons de goutte. L'insert montre la forme de la pression de radiation réduite pour des gouttes de rayon $a = 10$ et $a = 0.1$.

voudrait que celle-ci se déforme vers l'intérieur près de la ligne triple. Cette compétition des effets dans cette zone là amoindri l'efficacité du laser.

Sur la figure (2), nous avons synthétisé les résultats de hauteur de l'interface renormalisée par le rayon de la goutte en fonction de ξ pour différentes valeurs de a .

Comme indiqué plus haut, lorsque l'on augmente la taille de la goutte a , les effets de la pression de radiation sont comparativement plus efficaces. On peut cependant observer que ces différences sont quantitativement moins importantes aux grands rayons de gouttes, ce qui montre un effet asymptotique.

3.1 Instabilité et formation du jet

Comme évoqué précédemment, lorsqu'une goutte liquide est soumise à une pression de radiation supérieure à la valeur seuil permettant d'obtenir un cône, l'interface devient instable et un long filament est éjecté au sommet de celle-ci.

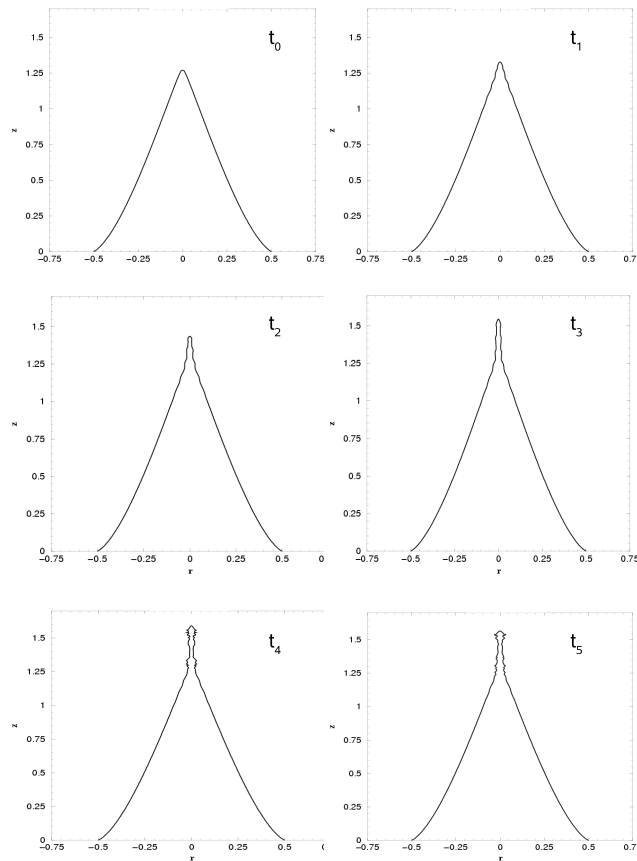


FIG. 3 – Vers la formation d'un jet à partir d'un cône de rayon initial $a = 0.5$. L'image en haut à gauche montre un cône stable à $\xi = 500$ à l'instant initial. Les autres images montrent l'instabilité du cône pour $\xi = 700$ à différents instants t .

Ce phénomène est bien connu des électro-hydrodynamiciens [11, 8, 9] qui ont étudié la déformation de gouttes liquides par champs électriques.

Afin de tester la possibilité de reproduire ce mécanisme, nous avons effectué des simulations numériques avec des valeurs de ξ supérieures à la valeur seuil d'obtention du cône. Sur la figure (3), le démarrage d'une instabilité de jet formée à partir d'une goutte de rayon $a = 0.5$ est illustrée. En fait la première forme représentée (en haut à gauche) montre un cône stable à un rapport de pression de $\xi = 500$.

Lorsqu'on augmente ξ jusqu'à 700, l'interface devient instable et forme un jet au sommet du cône, tel que représenté à différents instants sur les autres images de la figure (3). Dans le but de s'assurer que le jet représenté ici n'est pas un artefact numérique, un raffinement en temps et en espace a été effectué sans montrer de différences significatives sur les résultats. Il faut cependant préciser que des effets instationnaires et inertiels pourraient être présents lors de la formation du jet, or ces effets ne sont actuellement pas pris en compte dans la résolution numérique et mériteraient d'être précisés. Toutefois, une comparaison qualitative peut être établie avec les observations expérimentales de Zhang & Chang [1] concernant la formation du jet à partir d'une goutte d'eau.

En effet, les formes obtenues à une intensité du faisceau laser de $200mJ$ montrent que la face arrière de la goutte adopte bien une forme conique avec éjection d'un filament semblable à celui reproduit par nos simulations. Nous nous garderons cependant de conclure à une comparaison plus étroite compte tenu que la configuration de l'expérience et celle utilisée dans nos simulations sont assez différentes. Ces premiers résultats sont encourageants car ils montrent notamment qu'une forte illumination d'une goutte conjuguée à un effet de volume fini peut conduire à un type d'instabilité de jet différent de celui faisant intervenir la réflexion totale.

Ceci pourrait s'expliquer par le fait que la courbure ayant atteint sa valeur maximale à cause des contraintes de volume fini sur la goutte, l'interface subirait un excès de pression de radiation empêchant tout état d'équilibre ultérieur et conduisant à une brisure avec éjection de matière. D'autres valeurs de rayons de gouttes ($a = 0.2$) et ($a = 2$) ont été étudiées conduisant à des résultats semblables. Une investigation plus poussée étayée par des comparaisons avec des résultats expérimentaux permettrait d'approfondir l'explication de ce mécanisme ainsi que les seuils conduisant à l'instabilité du jet.

4 Compression de la goutte

Dans la section précédente, nous avons étudié la déformation d'une goutte d'indice optique N_1 immergée dans un milieu fluide environnant d'indice N_2 tel que $N_1 > N_2$ conduisant à une déformation vers l'extérieur de la goutte i.e. à son étirement.

Dans cette section, les indices des milieux sont inversés et sont tels que $N_1 < N_2$ ce qui permet d'étudier la déformation d'une goutte vers l'intérieur, i.e. sa compression.

Sur la figure (4) nous avons représenté les profils d'interface de gouttes de rayons $a = 1$ et $a = 3$ à l'équilibre pour différents rapports de pression ξ .

Comme attendu, la goutte se déforme d'autant plus que la pression de radiation optique est importante. On

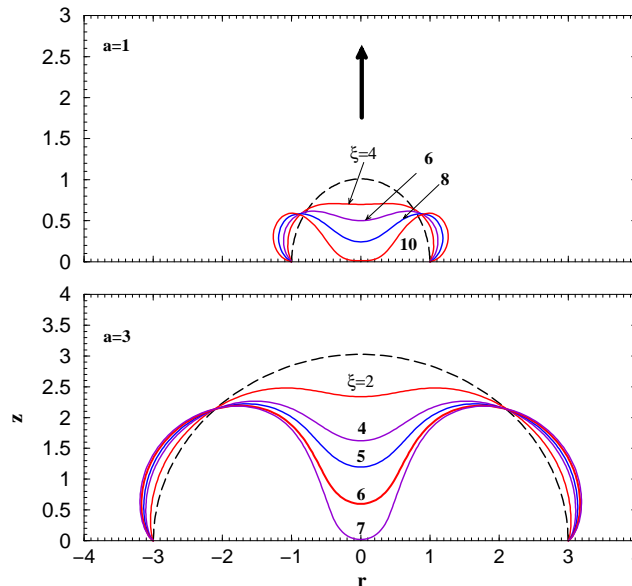


FIG. 4 – Compression de gouttes de rayon $a = 1$ et $a = 3$ à différents rapports de pression ξ . La flèche montre le sens de propagation du faisceau.

peut alors remarquer une forme caractéristique de tore pour de grand ξ . Là encore la condition de volume fini et d'adhérence de la ligne triple lui confère une forme bien particulière. Nous retrouvons sur l'axe la forme en cloche caractéristique de la distribution de nature gaussienne du faisceau alors que sur les bords, le profil s'éloigne de la ligne triple vers l'extérieur afin de satisfaire la conservation du volume. La goutte est alors déformée par la pression de radiation jusqu'à atteindre la frontière du substrat où l'arrêt du mouvement est contraint par la proximité de la paroi solide.

Sur la figure (5) nous avons rassemblé les résultats de hauteur axiale de l'interface ($r = 0$) en fonction du rapport de pressions ξ pour différents rayons de goutte, montrant que $h(\xi)$ est quasi indépendante de a pour $a > 2$. Ceci s'explique, par analogie avec le cas de la goutte en étirement, par le fait qu'à partir d'un certain rayon de goutte, les effets de la pression de radiation sur l'interface sont identiques du fait des faibles angles d'incidence du faisceau sur la zone illuminée ($-1 < r < 1$). En revanche, nous pouvons voir que pour $a = 1$, un plus grand rapport de pressions ξ est nécessaire pour une même amplitude des déformations. Ceci s'explique par le fait que la zone illuminée est plus étendue, induisant une moindre efficacité du faisceau à déformer la goutte. Les cas $a < 1$ n'ont pas été étudiés ici car dès que la goutte adopte une forme débordant sur les bords, le phénomène de réflexion totale apparaît dans la zone de la goutte où $r > a$, induisant des phénomènes de réflexion-transmission non négligeables qui n'ont pas encore été étudiés ici. On s'attend cependant à un comportement similaire à celui observé pour $a \geq 1$ si ce n'est que les rapports de pression devraient être encore plus importants pour déformer les gouttes.

5 Conclusion

Nous avons appliqué notre modèle physique et notre outil de simulation numérique d'opto-hydrodynamique à la déformation de gouttes liquides posées sur un substrat plan afin d'étudier les effets de la pression de radiation optique sur des systèmes de petit volume. Nous avons alors étudié deux cas de déformation.

Dans le premier cas, les gouttes ont un indice optique supérieur à celui du milieu environnant, ce qui implique que le faisceau laser induit un étirement des gouttes. Nous avons ainsi observé qu'à forte pression de radiation, les gouttes adoptent des formes coniques similaires à celles observées par ailleurs dans des expériences d'électro-hydrodynamique. Dans notre cas, nous avons montré qu'il était possible d'obtenir ces formes en cône

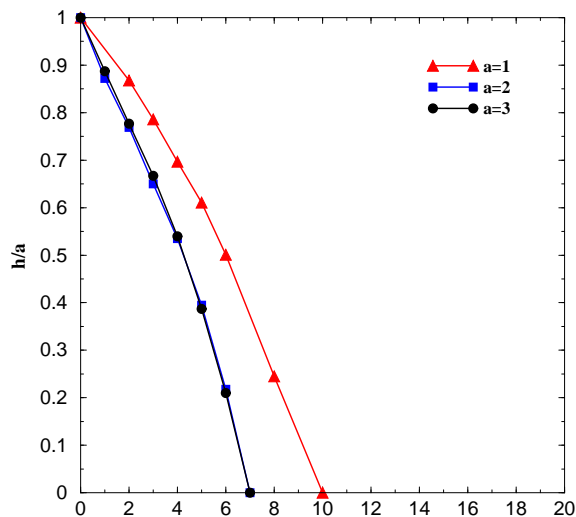


FIG. 5 – Evolution de la hauteur de l'interface h/a en fonction de ξ pour différents rayons de goutte.

pour tout rayon de goutte, dès lors que la puissance optique délivrée est suffisante. Enfin, nous avons montré qu'en augmentant la pression de radiation au delà du seuil d'obtention du cône, une instabilité de jet pouvait être créée.

Dans le second type de déformations, nous avons supposé que la goutte avait un indice optique inférieur à celui du milieu environnant. Dans ce cas, le faisceau laser a pour effet de comprimer la goutte à mesure que l'on augmente la pression de radiation jusqu'à ce que cette dernière atteigne la paroi du substrat. Nous avons montré qu'il n'y avait pas de différences significatives sur les formes adoptées par l'interface pour plusieurs rayons de gouttes si ce n'est qu'il faut une pression de radiation moins importante pour déformer des gouttes de rayon plus grand, ceci étant due à des effets capillaires moins importants sur la zone de la goutte qui est illuminée.

Cette étude ouvre de nombreuses perspectives très intéressantes sur les interactions entre pression de radiation optique et force capillaire. Cette dernière étant particulièrement importante dans les gouttes liquides.

Références

- [1] Zhang J. Z. and Chang R. K. Shape distortion of a single water droplet by laser induced electrostriction. *Opt. Lett.*, **13**, 916–918, 1988.
- [2] Lai H. M., Leung P. T., Poon K. L., and Young K. Electrostrictive distortion of a micrometer-sized droplet by a laser pulse. *J. Opt. Soc. Am. B*, **6** :12, 1989.
- [3] Wohlhuter F. K. and Basaran O. A. Shapes and stability of pendant and sessile dielectric drops in an electric field. *J. Fluid Mech.*, **235**, 481–510, 1992.
- [4] Saville D. A. Electrohydrodynamics : the Taylor-Melcher leaky dielectric model. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **29**, 27–64, 1997.
- [5] Stone H. A., Lister J. R., and Brenner M. P. Drops with conical ends in electric and magnetic fields. *Proc. R. Soc. Lond*, **455**, 329–347, 1998.
- [6] Ramos A. and Castellanos A. Equilibrium shapes and bifurcation of captive dielectric drops subjected to electric fields. *Journal of electrostatics*, **33**, 61–86, 1994.
- [7] Ramos A. and Castellanos A. Conical points in liquid-liquid interfaces subjected to electric fields. *Physics Letters A*, **184**, 268–272, 1994.
- [8] Oddershede L. and Nagel S. R. Singularity during the onset of the electrohydrodynamic spout. *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 1234–1237, 2000.
- [9] Reznik S. N., Yarin A. L., Theron A., and Zussman E. Transient and steady shapes of droplets attached to a surface in a strong electric field. *J. Fluid Mech.*, **516**, 349–377, 2004.
- [10] Chraïbi H., Lasseux D., Arquis E., Wunenburger R., and Delville J. P. Stretching and squeezing of sessile dielectric drops by the optical radiation pressure. *Physical Review E - Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*, **77** (6), 066706, 2008.
- [11] Taylor G. I. Disintegration of water drops in an electric field. *Proc. Roy. Soc. A*, **280**, 383–407, 1964.