

# Morphologies universelles d'interfaces fluides déformées par la pression de radiation acoustique ou électromagnétique

Hamza Chraïbi<sup>1</sup>, Nicolas Bertin<sup>1</sup>, Régis Wunenburger<sup>1,2</sup>, Jean-Pierre Delville<sup>1</sup> & Étienne Brasselet<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Univ. Bordeaux, LOMA, UMR 5798, F-33400 Talence, France.

<sup>2</sup> UPMC, Institut Jean Le Rond d'Alembert, Paris, France.

[h.chraibi@loma.u-bordeaux1.fr](mailto:h.chraibi@loma.u-bordeaux1.fr)

**Résumé.** Nous présentons la génération de morphologies universelles d'interfaces fluides par la pression de radiation, que la nature de l'onde soit acoustique ou électromagnétique. Des observations expérimentales montrent des déformations axisymétriques d'interfaces allant de formes en doigts ou tétines, à des formes pyramidales. Nous montrons que ces formes sont le résultat du couplage entre la propagation de l'onde et la déformation des interfaces fluides. Ce résultat est justifié par des simulations numériques de propagation d'ondes dans les profils expérimentaux (équation d'Helmholtz axisymétrique et diphasique) et nous fournissons une interprétation quantitative basée sur les propriétés de guidage des ondes.

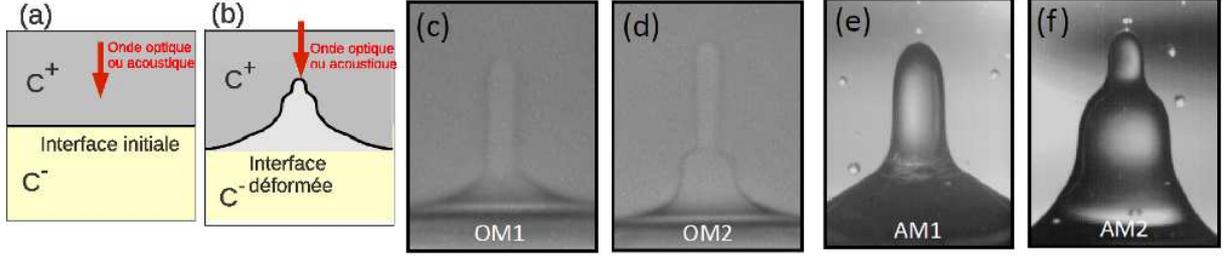
**Abstract.** We report on the generation of universal morphologies of fluid interfaces by radiation pressure whatever is the nature of the wave, acoustic or optical. Experimental observations reveal interface deformations with step-like features that result from the interplay between the wave propagation and the shape of the interface. The results are supported by numerical simulations and a quantitative interpretation based on the waveguiding properties of the field is provided.

## 1 Introduction

Plus d'un siècle après les travaux pionniers de Poynting [1] et de Rayleigh [2] sur les effets mécaniques des ondes électromagnétiques et acoustiques, il est connu que la lumière et le son exercent une pression de radiation sur la matière. Expérimentalement, son existence a été démontrée sur les déformations d'interfaces en acoustique par Hertz et Mende 1939 [3] et en optique par Ashkin et Dziedzic en 1973 [4]. Depuis ces observations, la pression de radiation a été exploitée dans différents contextes tels que la métrologie sans contact [5, 6], l'éjection de gouttelettes de liquide [7, 8], ou dans des applications biomédicales [9, 10].

Dans cet article, nous montrons de nouvelles morphologies induites par la pression de radiation dans des systèmes interfaciaux. Nous exposons ainsi leur caractère universel et indépendant de la nature de l'onde (optique ou acoustique). Nous montrons que ces morphologies sont le résultat d'un équilibre entre forces de gravité, capillaires et de pression de radiation. Grâce à des simulations numériques sur des profils d'interface expérimentaux, nous montrons que la réfraction est à l'origine du couplage entre la propagation de l'onde et la déformation de l'interface. Finalement, nous proposons une interprétation basée sur le guidage des ondes par les déformations induites.

Les expériences ont été réalisées dans des couples de liquides usuels (eau, huile, etc..) en acoustique alors que des systèmes de microémulsions proches d'un point critique ont été utilisés en optique afin d'obtenir de faibles tensions interfaciales. Les déformations sont obtenues par des faisceaux optiques ou acoustiques focalisés qui arrivent en incidence normale sur l'interface, depuis le milieu de plus grande vitesse de phase ( $c^+$ ), en direction du milieu de plus faible vitesse de phase ( $c^-$ ) (Figure 1(a,b)). Expérimentalement, le faisceau acoustique est obtenu à partir d'un transducteur piézoélectrique ultrasonore (de fréquence 2.25 MHz) immergé, alors que dans le cas optique nous avons utilisé un faisceau laser Gaussien à une longueur d'onde de 514.4 nm. Plus de détails sur les faisceaux et les fluides utilisés sont disponibles dans l'article exposant pour la première fois nos résultats [12]. Des exemples de déformations obtenues sont montrés dans la figure 1(c-f).



**Figure 1.** (a) Interface fluide au repos. (b) Interface déformée par la pression de radiation. (c,d) Morphologies optiques (dans des phases de microémulsion) en forme de doigt (OM1) et de tétine (OM2). (e,f) Morphologies acoustiques en forme de doigt (AM1) (couple eau(+)/kérozène(-)) et de tétine (AM2) (couple eau(+)/huile de silicone 100cSt(-)).

## 2 Modèle

L'objectif de ce travail est de confirmer l'équilibre entre forces gravito-capillaires ( $\Pi_{GC}$ ) d'une part et pression de radiation ( $\Pi_R$ ) d'autre part. Nous voulons ainsi montrer la validité de l'équation :

$$\Pi_{GC} = \Pi_R. \quad (1)$$

avec

$$\Pi_{GC} = |\rho_+ - \rho_-|gh - \frac{\gamma}{r} \frac{d}{dr} [rh'(r)/\sqrt{1+h'^2(r)}] \quad (2)$$

$\rho_+$  et  $\rho_-$  étant les masses volumiques des liquides,  $g$  l'accélération de la pesanteur,  $r$  la coordonnée radiale,  $h(r)$  est l'équation de l'interface et  $\gamma$  la tension interfaciale. D'autre part,

$$\Pi_R = \mathbf{n} \cdot [(\langle \mathbf{T}_+ \rangle) - \langle \mathbf{T}_- \rangle] \cdot \mathbf{n} \quad (3)$$

avec  $\mathbf{n}$  la normale orientée de (-) vers (+).  $\mathbf{T}$  est soit le tenseur acoustique (donné par Brillouin)

$$\mathbf{T}_{ac} = -\frac{1}{2}\chi p^2 \mathbf{I} + \frac{1}{2}\rho \mathbf{u}^2 \mathbf{I} - \rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u} \quad (4)$$

$\chi$  étant la compressibilité isentropique,  $p$  la pression et  $\mathbf{u}$  la vitesse, soit le tenseur électromagnétique (donné par Maxwell) :

$$\mathbf{T}_{em} = -\frac{1}{2}\epsilon \mathbf{E}^2 \mathbf{I} - \frac{1}{2}\mu \mathbf{H}^2 \mathbf{I} + \epsilon \mathbf{E} \otimes \mathbf{E} + \mu \mathbf{H} \otimes \mathbf{H} \quad (5)$$

$\epsilon$  et  $\mathbf{E}$  étant respectivement la permittivité et le champ électrique et  $\mu$  et  $\mathbf{H}$  respectivement la perméabilité et le champ magnétique. D'une part,  $\Pi_{GC}$  est calculée à partir des profils expérimentaux  $h(r)$  alors que le calcul de  $\Pi_R$  nécessite un calcul des champs. Celui-ci est réalisé à partir de la résolution de l'équation de propagation pour un profil expérimental donné en prenant en compte les relations de continuité du champ à l'interface et en modélisant de manière appropriée la source du champ.

En acoustique, l'équation de propagation dans des fluides parfaits est

$$\Delta \Psi_{\pm} - \frac{1}{c_{\pm}^2} \frac{\partial^2 \Psi_{\pm}}{\partial t^2} = 0 \quad (6)$$

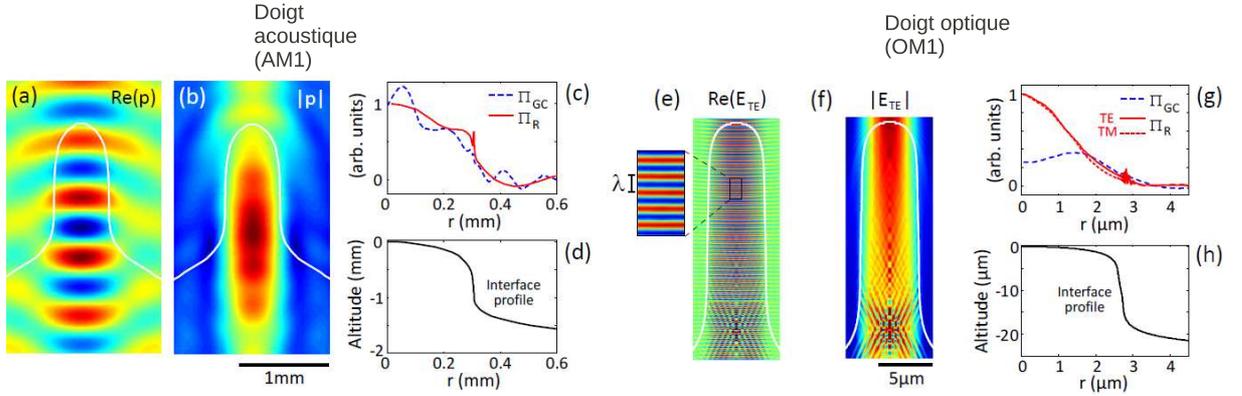
où  $\Psi_{\pm}$  est la pression acoustique complexe et axisymétrique dans chaque fluide. En admettant des champs harmoniques de fréquence  $\omega$ , la vitesse acoustique est obtenue à partir de l'équation d'Euler avec

$$\mathbf{u}_{\pm}(r, z, t) = \frac{1}{i\omega\rho_{\pm}} \nabla p_{\pm} \quad (7)$$

$z$  étant la coordonnée axiale.

La propagation des ondes (équation d'Helmholtz) est résolue numériquement par la méthode des éléments de frontière [11]. Lorsque les champs de pression et de vitesse sont calculés,  $\Pi_R$  est calculée à son tour, et la comparaison avec  $\Pi_{GC}$  peut être effectuée. Dans le cas optique, étant donné que le contraste d'indices de réfractifs est faible ( $\frac{c_+ - c_-}{c} \ll 10^{-2}$ ), nous supposons une équation de propagation scalaire, celle-ci décrivant parfaitement la propagation quelque soit la polarisation de l'onde. Afin de bénéficier de l'équivalence mathématique entre acoustique et électromagnétisme, nous nous limiterons au cas de la polarisation  $TE$  avec  $\Psi = E_{TE}$  où  $\mathbf{E}_{TE} = E_{TE} \mathbf{e}_\phi$  et  $\mathbf{e}_\phi$  est le vecteur orthoradial. Avec cette formulation, nous pouvons utiliser le code développé pour l'acoustique en remplaçant respectivement  $p$ ,  $\mathbf{u}$ ,  $\rho$  et  $\chi$  par  $E_{TE}$ ,  $\mathbf{e}_\phi \times \mathbf{H}$ ,  $\mu$  et  $\epsilon$ . L'équivalence avec la polarisation  $TM$  est discutée dans les résultats.

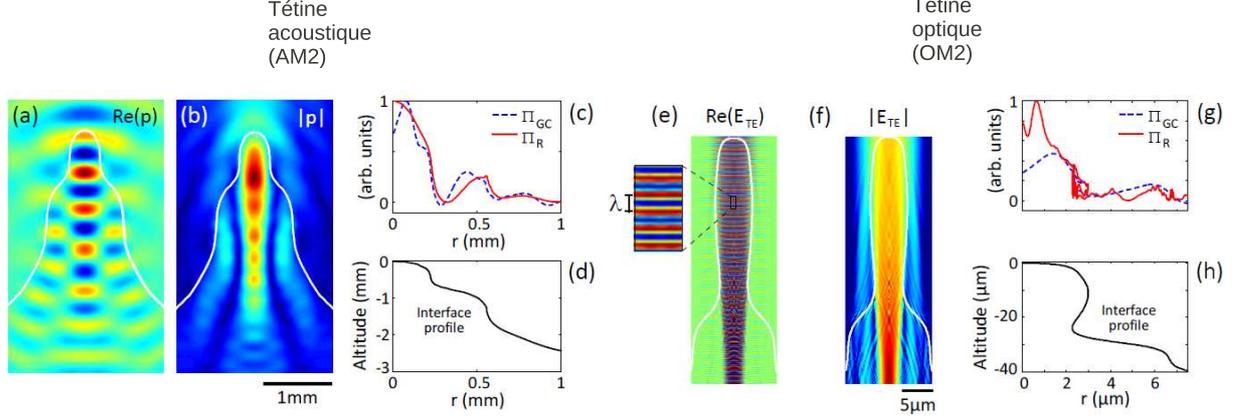
### 3 Résultats et discussion



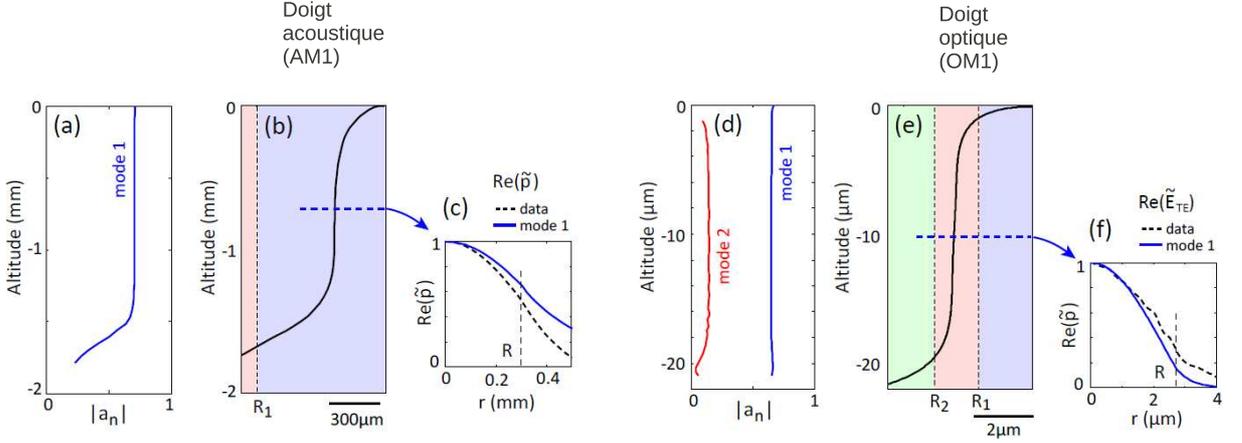
**Figure 2.** Analyse en champs des formes AM1 et OM1. [(a,b) et (e,f)] Dans chaque cas, la distribution spatiale de la partie réelle  $Re(p)$  ou  $Re(E_{TE})$  et du module du champ  $|p|$  ou  $|E_{TE}|$  dans un plan transverse est montrée avec le profil d'interface superposé en ligne blanche. (c,g) Comparaison entre la dépendance radiale de la pression de radiation ( $\Pi_R$ ) et la contribution gravito-capillaire ( $\Pi_{GC}$ ). (d,h) Profils d'interfaces déformées. L'extremum de l'interface a été arbitrairement placé à une altitude zéro.

Les figures 2 et 3 montrent les résultats des simulations numériques des champs dans le cas acoustique (Fig. 2(a-d) et Fig. 3(a-d)) et le cas optique (Fig. 2(e-h) et Fig. 3(e-h)) pour des morphologies de doigts (Fig. 2) et de tétines (Fig. 3). Sur ces figures, nous pouvons noter la focalisation de l'onde caractérisée par une grande intensité des champs (de pression  $|p|$  ou électriques  $|E_{TE}|$ ) à l'intérieur des morphologies (Fig. 2(b,f) et Fig. 3(b,f)). Nous pouvons également noter un bon accord entre  $\Pi_R$  et  $\Pi_{GC}$  sur les parties guidantes (verticales) de l'interface (Fig. 2(c,g) et Fig. 3(c,g)). Ceci valide l'équation d'équilibre de l'interface et confirme l'hypothèse que les formes en doigt et en tétines sont dues à une stabilisation de l'interface, sous cette forme, par la pression de radiation. Sur la figure 2(g) nous pouvons voir un résultat très semblable entre les polarisations  $TE$  et  $TM$  confirmant ainsi leur équivalence dans notre cadre d'étude.

Les figures 4 et 5 montrent une analyse modale des champs dans les cas optiques et acoustiques pour les différentes morphologies. Ainsi, dans le cas des doigts (Fig. 4(a,d)), un seul mode domine la propagation en étant caractérisé par une plus grande amplitude, alors que dans le cas des tétines (Fig. 5(a,e)) chaque portion cylindrique des morphologies est dominée par un mode avec une coexistence possible entre les différents modes. La plus petite portion cylindrique est ainsi dominée par le mode 1, alors que la portion cylindrique suivante de plus grand rayon est dominée par le mode 2 sans extinction du mode 1. Ainsi, ces morphologies acoustiques ou optiques peuvent exister grâce à une répartition



**Figure 3.** Analyse en champs des formes AM2 et OM2. Voir la légende de la figure 2 pour les détails.

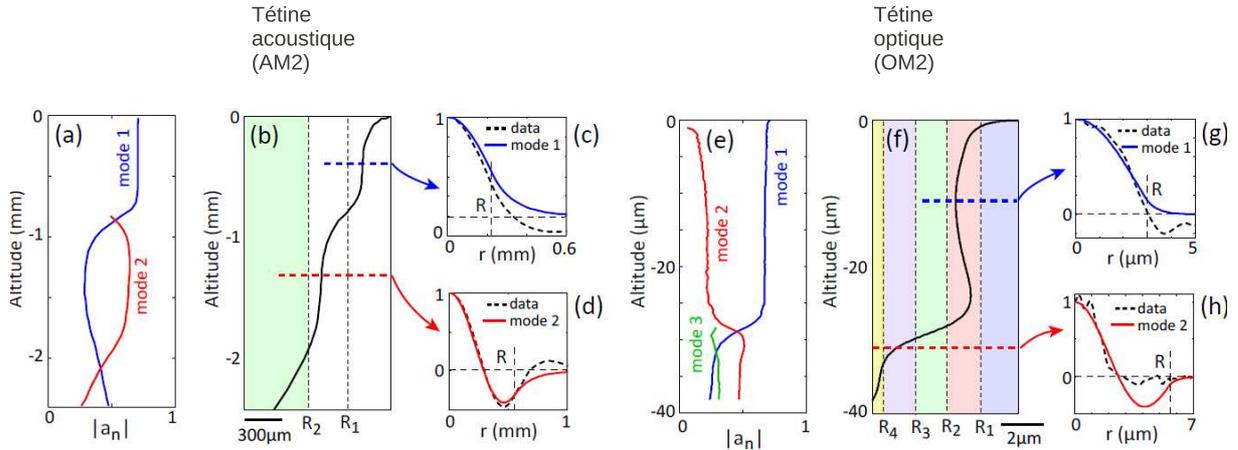


**Figure 4.** Analyse modale des formes AM1 et OM1. (a,d) Dépendance en  $z$  du module de l'amplitude normalisée  $|a_n|$  du mode guidé  $n$ .  $a_n = \langle \psi \psi_n \rangle / \sqrt{\langle \psi \psi \rangle \langle \psi_n \psi_n \rangle}$ ,  $\psi$  représentant le champ et  $\langle \varphi_a \varphi_b \rangle = \frac{\pi}{i\omega\rho} \int_0^\infty (\varphi_a \frac{\partial \varphi_b^*}{\partial z} + \varphi_b^* \frac{\partial \varphi_a}{\partial z}) r dr$  où \* fait référence à la conjugaison complexe. (b,e) Profil d'interface déformée. (c,f) Comparaison entre les champs calculés numériquement (traits) et analytiquement (traits) de des altitudes données. Le champ analytique est calculé à partir d'un cylindre de rayon correspondant à celui de l'interface sur l'altitude choisie.

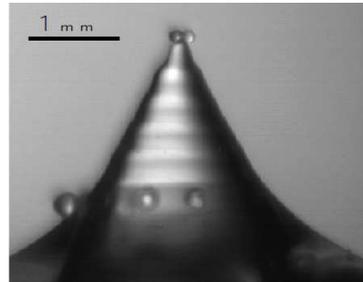
spatiales des modes de guidage, chaque mode fixant un rayon donné à l'interface. Une comparaison des champs pour un rayon donné de la déformation entre résultats numériques et analytiques (basés sur les modèles des références [13, 14]) est montrée sur la figure 4(c,f) pour les doigts et sur la figure 5(c,d,g,h) pour les tétines. Le bon accord entre résultats numériques et analytiques confirme que chaque mode de propagation domine un rayon donné et que chaque portion cylindrique de l'interface agit comme un guide d'onde.

## 4 Conclusion

Pour conclure, nous avons démontré l'existence de morphologies universelles dues à la déformation d'interfaces fluides par la pression de radiation d'ondes acoustiques ou électromagnétiques. Ces interfaces peuvent adopter des formes de doigts, de tétines ou de pyramides (figure 6). Ce phénomène est due au guidage de la lumière et du son par des déformations axisymétriques qu'ils ont eux même induits dans



**Figure 5.** Analyse modale des formes AM2 et OM2. Voir la légende de la figure 4 pour les détails.



**Figure 6.** Déformation d'interface induite par une onde acoustique. L'interface adopte une forme en pyramide. Extrait de Bertin 2011 [15].

des systèmes de liquides diphasiques présentant un saut de vitesse de phase.

## Références

1. R. LOUDON & C. BAXTER, *Proc. R. Soc. A*, **468**, 1825 (2012).
2. R. T. BEYER, *J. Acoust. Soc. Am.*, **63**, 1025 (1978).
3. G. HERTZ & H. MENDE, *Z. Phys.*, **114**, 354 (1939).
4. A. ASHKIN & J. M. DZIEDZIC, *Phys. Rev. Lett.*, **30**, 139 (1973).
5. G. V. OSTROVSKAYA, *Sov. Phys. Tech. Phys.*, **33**, 468 (1988).
6. B. T. KHURI-YAKUB *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **52**, 1571 (1988).
7. J. Z. ZHANG & R. K. CHANG, *Opt. Lett.*, **13**, 916 (1988).
8. S. A. ELROD *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **65**, 3441 (1989).
9. J. GUCK *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 5451 (2000).
10. M. FATEMI & J. F. GREENLEAF, *Science*, **280** 82 (1998).
11. S. KIRKUP, *The Boundary Element Methods in Acoustics*, (Integrated Sound Software, 1998).
12. N. BERTIN, H. CHRAIBI, R. WUNENBURGER, J.-P. DELVILLE & É. BRASSELET, *Phys. Rev. Lett.*, **109**, 244304 (2012).
13. É. BRASSELET, R. WUNENBURGER & J.-P. DELVILLE, *Phys. Rev. Lett.*, **101**, 014501 (2008).

14. N. BERTIN, R. WUNENBURGER, É. BRASSELET & J.-P. DELVILLE, *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 164501 (2010).
15. N. BERTIN, Thèse de Doctorat, Université de Bordeaux, 2011, N° d'ordre 4266.