



**HAL**  
open science

# Fragmentation aérodynamique d'une goutte liquide induite par une onde de choc plane

Luc Biasiori-Poulanges

► **To cite this version:**

Luc Biasiori-Poulanges. Fragmentation aérodynamique d'une goutte liquide induite par une onde de choc plane. Autre. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, 2021. Français. NNT : 2021ESMA0002 . tel-03167765

**HAL Id: tel-03167765**

**<https://theses.hal.science/tel-03167765v1>**

Submitted on 12 Mar 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.

# THÈSE

POUR L'OBTENTION DU GRADE DE

DOCTEUR DE L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE DE MÉCANIQUE ET  
D'AÉROTECHNIQUE

*(Diplôme national - Arrêté du 25 mai 2016)*

*École Doctorale : Sciences et Ingénierie en Matériaux, Mécanique et Énergétique*

*Secteur de Recherche : Énergétique, Thermique, Combustion*

Présentée par

**LUC BIASIORI-POULANGES**

---

Fragmentation aérodynamique d'une goutte liquide  
induite par une onde de choc plane

---

**Directeur de thèse :** Ashwin Chinnayya

**Co-encadrant :** Hazem El-Rabii

Soutenue le 21 janvier 2021  
devant la Commission d'Examen

– JURY –

PRÉSIDENT

**Yves Gervais**      *Professeur des Universités*      *Université de Poitiers, Institut Pprime*

RAPPORTEURS

**Stéphane Zaleski**      *Professeur des Universités*      *Sorbonne Université, Institut Jean Le Rond d'Alembert*

**Jean-Philippe Matas**      *Professeur des Universités*      *Université Claude Bernard Lyon I, LMFA*

MEMBRES DU JURY

**Tim Colonius**      *Professor*      *California Institute of Technology (USA)*

**Outi Supponen**      *Assistant Professor*      *ETH Zurich (Suisse)*

**Ludovic Hallo**      *Ingénieur de Recherche*      *CEA CESTA*

**Ashwin Chinnayya**      *Professeur des Universités*      *ISAE-ENSMA, Institut Pprime*

**Hazem El-Rabii**      *Chargé de Recherche*      *CNRS, Institut Pprime*







---

# Remerciements

---

*“Des chefs de guerre, y en a de toutes sortes : des bons, des mauvais. Des pleines cagettes, il y en a. Mais une fois de temps en temps, il en sort un exceptionnel. Un héro, une légende... Des chefs comme ça, il y en a presque jamais. Mais tu sais ce qu'ils ont tous en commun, tu sais ce que s'est leur pouvoir secret ? Ils ne se battent que pour la dignité des faibles.”*

– CESAR, *Kaamelott*

JE tiens tout d'abord à remercier la Région Nouvelle-Aquitaine, le CEA CESTA et l'Institut Pprime qui ont financé ce travail de thèse par l'intermédiaire du projet SEIGLE (*Simulation et Expérimentation de l'Interaction d'une Goutte Liquide avec un Écoulement fortement compressible*). Je remercie également l'Institut Pprime, et plus particulièrement Yves Gervais et Karl Joulain, pour m'avoir accueilli, encouragé et soutenu durant ces trois années.

Je voudrais adresser mes plus chaleureux remerciements aux membres du jury, Stéphane Zaleski, Jean-Philippe Matas, Tim Colonius, Outi Supponen, Ludovic Hallo ainsi que Yves Gervais, président du jury, pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail de thèse ainsi que les discussions que nous avons pu avoir et qui ont permis d'identifier, sans nul doute, des axes de réflexion d'un intérêt notable pour le domaine de la fragmentation aérodynamique d'une goutte.

I would like to warmly thank Benedikt Dorschner, Kevin Schmidmayer and Tim Colonius from the *Computational Flow Physics Group* at Caltech for their fruitful cooperation and support as well as their deep sympathy! I am grateful to have had the chance to collaborate with you and I have absolutely no doubt that you all contributed to the success of this thesis. Thank you very much!

Mes remerciements vont également à mon directeur de thèse, Ashwin Chinnayya, pour son éternelle bonne humeur et sa précieuse expérience dans l'encadrement de thèse qui a été d'un soutien remarquable.

Merci à l'équipe technique, ces hommes de l'ombre, sans qui cette thèse ne serait certainement pas ce qu'elle est. Je pense tout particulièrement à Alain Claverie sur la partie optique ainsi qu'à Jean-Carl Rousseau et Nicolas Papin sur la partie mécanique et bureau d'études. Vous n'avez jamais compté vos heures et vous avez fait de l'excellent travail. Autant sur le plan humain que professionnel, vous

êtes des gars en or ! J'espère qu'entre nous ce n'est pas un au-revoir mais, quoiqu'il en soit, je vous souhaite vraiment le meilleur pour la suite.

J'aimerais à présent adresser mes plus sincères remerciements à Hazem El-Rabii pour son plein investissement dans ce travail de thèse. Cette citation, en haut de page, elle t'est dédiée. Parce-que des encadrants de thèse, il y en a de toutes sortes : des bons, des mauvais. Des pleines cagettes, il y en a. Mais une fois de temps en temps, il en sort un exceptionnel. Et je pense sincèrement que tu en fais partie. Cette thèse, c'est avant tout NOTRE projet et, je l'espère bien, le premier d'une longue série ! Un immense merci pour ton encadrement et ton engagement plus que quotidien, ton indéfectible soutien, pour toutes nos discussions aussi passionnantes que stimulantes, pour tous tes conseils et précieuses leçons, pour m'avoir enseigné le métier de chercheur et pour ton amour infini de la Science. Cette liste est loin d'être exhaustive alors, pour tout ce que je n'ai pas mis par écrit, un très grand merci et je te dis à très vite pour de nouvelles aventures !

Un grand merci à Cyprien et Saïd, les kheys comme ils diraient, pour votre soutien et votre présence ! À toutes nos discussions classées Top Secret sur le canal *Untitled*, les soirées foot, les raclettes, les repas et le week-end au ski où j'ai descendu avec brio ma première piste verte sans me faire les croisés et où on a roulé pendant deux jours à 60 km/h sur l'autoroute pour attendre le carrosse de Carlos car, je cite, "*c'est plus convivial de rouler en groupe*". Bref, un très grand merci les gars et à très vite sur le canal *Untitled* !

Merci à tous ceux que j'ai eu la chance et le plaisir de côtoyer durant ces trois années et pour qui j'ai la plus grande sympathie. Plus particulièrement, et sans ordre de préférence, j'adresse ces quelques mots à Cécile Losier, Pierre Vidal, Vincent Rodriguez, Zakaria Bouali, Sébastien Jarny, Cannelle Eysseric, Catherine Lavallade, Alexandre Weppe, Paul Chorin, Florian Bakulu, Carlos Benito, Nicolas Riaud, Maxime Reynaud et Geoffrey Jarsalé.

J'adresse toute mon affection et ma gratitude la plus chaleureuse à mes parents, Laurence et Bernard (merci papa pour les relectures !!), et à mes frères, Clément et Quentin pour leur soutien et leurs encouragements sans faille qui ont fait de moi celui que je suis aujourd'hui. Merci pour tout !

Enfin, ces derniers mots sont pour toi ma princesse. On dit que derrière chaque grand homme, se cache une grande femme. Je me plais à penser que si la réciproque est vraie, alors je suis immense bonhomme. Merci pour ton incroyable soutien et ton immense patience qui m'ont permis d'aller au bout de cette aventure et de mettre un point final à ma thèse ... que dis-je, à notre thèse ! Merci d'être la femme que tu es et que j'ai eu l'incalculable chance d'épouser. Tu es une personne extraordinaire, ne l'oublie jamais.







# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>1</b>
1.1	Problème fondamental de la dynamique des interfaces . . . . .	3
1.1.1	Effets de cohésion : la tension de surface . . . . .	3
1.1.2	Instabilités des fluides superposés . . . . .	6
1.1.2.1	Instabilité de Kelvin-Helmholtz . . . . .	7
1.1.2.2	Instabilité de Rayleigh-Taylor . . . . .	9
1.1.3	Instabilité capillaire : Rayleigh-Plateau et <i>end-pinching</i> . . . . .	12
1.1.3.1	Cas des ligaments infinis. . . . .	12
1.1.3.2	Cas des ligaments finis et semi-finis. . . . .	13
1.2	Phénoménologie de la fragmentation . . . . .	14
1.2.1	Initiation : déformation primaire . . . . .	14
1.2.2	Déformation secondaire et fragmentation . . . . .	16
1.2.3	Modes de fragmentation . . . . .	17
1.2.3.1	Classification morphologique . . . . .	17
1.2.3.2	Classification phénoménologique . . . . .	24
1.3	Caractéristiques du processus de fragmentation . . . . .	25
1.3.1	Temps caractéristiques . . . . .	25
1.3.2	Distribution des tailles de fragments . . . . .	27
1.4	Contribution et structure du manuscrit . . . . .	29
<b>2</b>	<b>Méthodes</b>	<b>31</b>
2.1	Tube à choc . . . . .	32
2.1.1	De la théorie des chocs à la pratique : état de l'art . . . . .	32
2.1.2	Principe de fonctionnement d'un tube à choc . . . . .	33
2.1.3	Tube à choc DM52 : interaction goutte – onde de choc . . . . .	35
2.1.3.1	Principe de fonctionnement et conception . . . . .	35
2.1.3.2	Caractérisation de l'onde de choc . . . . .	37
2.1.3.3	Caractérisation de l'écoulement post-choc . . . . .	39
2.2	Ombroscopie rapide à fort grossissement . . . . .	42
2.2.1	Microscope longue distance : QM1 Questar . . . . .	44
2.2.1.1	Télescope catadioptrique de type Maksutov-Cassegrain . . . . .	45
2.2.1.2	Propriétés optiques du QM1 Questar . . . . .	45

2.2.2	Source d'illumination . . . . .	47
2.2.2.1	Dispositif de rétroéclairage . . . . .	47
2.2.2.2	Synchronisation . . . . .	48
2.2.2.3	Inhomogénéités inhérentes au système laser . . . . .	48
2.2.2.4	Temps d'exposition . . . . .	49
2.2.2.5	Essais préliminaires et faisabilité . . . . .	50
2.3	Fluorescence induite par plan laser (PLIF) . . . . .	50
2.3.1	Principe de la fluorescence . . . . .	53
2.3.1.1	État électronique singulet et triplet . . . . .	53
2.3.1.2	Absorption . . . . .	55
2.3.1.3	Relaxations non-radiatives . . . . .	55
2.3.1.4	Relaxations radiatives : fluorescence et phosphorescence . . . . .	55
2.3.2	Fluorescence induite par laser (LIF) . . . . .	56
2.3.2.1	Atténuation du faisceau laser . . . . .	56
2.3.2.2	Photoblanchiment . . . . .	57
2.3.3	Choix et caractérisation du traceur fluorescent . . . . .	58
2.3.3.1	Tension de surface . . . . .	59
2.3.3.2	Viscosité dynamique . . . . .	62
2.3.3.3	Potentiel Hydrogène (pH) . . . . .	64
2.3.3.4	Spectres d'émission, absorption et photoblanchiment . . . . .	66
2.3.3.5	Bilan de la caractérisation . . . . .	69
2.3.4	Montage combiné PLIF–ombroscopie . . . . .	70
2.4	Modèle numérique : ECOGEN . . . . .	72
<b>3</b>	<b>Interaction choc–goutte</b> . . . . .	<b>77</b>
3.1	Définition du problème numérique . . . . .	79
3.2	Dynamique des ondes dans la phase gazeuse . . . . .	79
3.2.1	Réflexion d'onde sous incidence oblique et critères de transition . . . . .	80
3.2.2	Réflexions d'onde sur une surface convexe cylindrique . . . . .	81
3.3	Dynamique des ondes dans la phase liquide . . . . .	85
3.3.1	Transmission d'énergie de l'onde de choc à la goutte . . . . .	85
3.3.1.1	Surface d'onde et principe de Huygens . . . . .	85
3.3.1.2	Propagation du front d'onde . . . . .	86
3.3.2	Modélisation théorique des réflexions premières et secondes . . . . .	88
3.3.2.1	Propagation instantanée des rayons : optique géométrique . . . . .	88
3.3.2.2	Caustique des réflexions premières . . . . .	89
3.3.2.3	Dynamique spatio-temporelle des réflexions : acoustique géométrique . . . . .	92
3.3.3	Simulations numériques 2-D axisymétriques . . . . .	94
3.4	Vers un processus de cavitation . . . . .	97
3.4.1	Principe physique de la cavitation . . . . .	99
3.4.2	Effet du nombre de Mach de l'onde de choc incidente . . . . .	100

3.4.3	Conséquence de la cavitation sur le processus de fragmentation . . . . .	102
<b>4</b>	<b>Dynamique de l'interface et fragmentation</b>	<b>107</b>
4.1	De la déformation primaire à la dynamique ligamentaire . . . . .	108
4.1.1	Déformation primaire et ondes de surfaces . . . . .	108
4.1.2	Formation des ligaments . . . . .	110
4.1.3	Rupture des ligaments . . . . .	113
4.2	Analyse numérique de la modulation azimutale . . . . .	118
4.2.1	Simulations numériques 3-D . . . . .	120
4.2.1.1	Définition du problème numérique . . . . .	120
4.2.1.2	Validation des simulations . . . . .	121
4.2.2	Modes azimutaux . . . . .	126
4.2.2.1	Décomposition de Fourier azimutale . . . . .	126
4.2.2.2	Confirmation expérimentale d'une déstabilisation azimutale . . . . .	128
4.3	Discussions et perspectives . . . . .	132
4.3.1	Déstabilisation azimutale d'une onde de Kelvin-Helmholtz . . . . .	133
4.3.1.1	Description originelle et modélisation . . . . .	133
4.3.1.2	Adaptation à la fragmentation des gouttes . . . . .	137
4.3.2	Instabilité dans le cas d'une goutte sphérique . . . . .	139
4.3.3	Interactions vortex-interface . . . . .	142
4.3.3.1	Distribution symétrique . . . . .	143
4.3.3.2	Distribution asymétrique . . . . .	145
4.4	Rupture du corps résiduel . . . . .	146
4.4.1	Cavité centrale . . . . .	146
4.4.2	Cavité frontale . . . . .	147
<b>5</b>	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>151</b>
5.1	Perspectives . . . . .	155
5.1.1	Confirmation expérimentale d'un processus de cavitation . . . . .	155
5.1.2	Formation des ligaments et modulation azimutale . . . . .	157
<b>6</b>	<b>Annexes</b>	<b>159</b>

# Liste des figures

1.1	Moteur à détonation rotative. Adapté de [99]. . . . .	2
1.2	Mise en évidence des effets de la tension superficielle avec l'expérience du cadre et du film d'eau savonneuse. (a) La barre mobile posée sur le cadre est au repos et sépare les deux films liquides (gris). (b) Le film liquide de droite est éclaté et le barreau se déplace vers la gauche afin de minimiser l'aire du film restant. (c) Schéma des interactions moléculaires à l'interface liquide/gaz supérieure. Les molécules rouges et bleues représentent respectivement les molécules de l'air et du liquide. L'aire entre les lignes discontinues délimite l'interface dont l'épaisseur est du même ordre de grandeur que la taille des molécules du liquide. Les flèches noires modélisent les forces exercées par chaque particule sur les molécules voisines et les trois flèches grises plus épaisses représentent la résultante des forces de cohésion, orientée vers l'intérieur du liquide, des molécules à l'interface. . . . .	5
1.3	Déplacement infinitésimal $d\xi$ d'une interface courbée de rayons de courbure principaux $R_1$ et $R_2$ induisant une augmentation de son aire. . . . .	6
1.4	Couche de cisaillement linéaire par morceaux. Les bords supérieurs et inférieurs subissent une déformation sinusoïdale notée respectivement $\mathcal{S}_+$ et $\mathcal{S}_-$ . (a) Relation de phase optimale pour une amplification mutuelle. Les mouvements verticaux de chacun des deux bords sont alignés avec les pics et les creux des sinusoïdes. (b) Relation de phase suboptimale du fait de la différence de phase $\varphi$ entre $\mathcal{S}_+$ et $\mathcal{S}_-$ (sinusoïde bleue). . . . .	7
1.5	Propagation d'une onde de vorticité sur les bords d'une couche de cisaillement. (a) Demi-espace supérieur d'une couche de cisaillement (gris) non perturbée. La vorticité à l'intérieur de la couche est positive, et elle est nulle à l'extérieure. (b) Déformation sinusoïdale du bord supérieur $\mathcal{S}_+$ et changement de vorticité de part et d'autre de l'interface de vorticité (.....). Les changements positifs de vorticité sont indiqués par des flèches bleues ( $\odot$ ) et les changements négatifs par des flèches rouges ( $\ominus$ ). Déplacement de la sinusoïde $\mathcal{S}_+$ vers la gauche au cours du temps ( $t \rightarrow t_+$ ). (c) Ondes de vorticité résonnantes sur les bords de la couche de cisaillement. Les lignes de phase (---) reliant les vitesses verticales positives et négatives des deux bords sont inclinées à contresens du cisaillement (critère d'instabilité). Le bord supérieur se décale sur la gauche tandis que le bord inférieur se déplace vers la droite. . . . .	8

1.6	Schématisation de l'instabilité de Rayleigh-Taylor. Le fluide $\mathcal{F}_2$ surplombe le fluide $\mathcal{F}_1$ moins dense ( $\rho_2 > \rho_1$ ). Le champ d'accélération est tel que $\mathbf{g} = -g\mathbf{e}_z$ . (a) Force de flottabilité $(2\eta/k)(\rho_1 - \rho_2)g$ agissant sur une demi-longueur d'onde d'une perturbation de nombre d'onde $k$ et d'amplitude $\eta$ . $V_\Omega$ est le volume du domaine ( $\Omega$ ). La ligne discontinue (.....) symbolise l'interface dans le cas du système stable. (b) Tension interfaciale $\gamma$ et résultante des forces de tension superficielle $2\gamma\eta k$ . (c) Développement de l'instabilité de Rayleigh-Taylor en phase linéaire ( $t_1, t_2$ ) et non linéaire ( $t_3, t_4$ ). La structure en forme de champignon observée à $t_3$ et $t_4$ est un polype de Rayleigh-Taylor, caractéristique de la phase non linéaire de l'instabilité. Cette phase est suivie d'un régime turbulent (non illustré) qui se manifeste par la perte d'une morphologie cohérente et une rupture topologique de l'onde. Dans certaines conditions, des ondes de Kelvin-Helmholtz peuvent apparaître le long de la colonne portant le polype. . . . .	11
1.7	Mécanismes physiques à l'origine de l'instabilité Rayleigh-Plateau. Le liquide, initialement cylindrique (---) de rayon $R_0$ est déstabilisé du fait des gradients de pression imposés par la loi de Laplace (et donc la tension de surface $\gamma$ ) dans le cas d'une interface courbée. Le cylindre oscille alors en formant des noeuds ( $R_+$ ) et des strictions ( $R_-$ ). . . . .	13
1.8	Principe du mécanisme de <i>end-pinching</i> . (a) Rétraction de l'extrémité libre du ligament. (b) Formation d'une protubérance et augmentation du diamètre de la section transitoire en $x_{s_1}$ . (c) Effet Venturi et formation d'une striction en $x_{s_2}$ qui conduiront, in fine, à la séparation de la protubérance du reste du ligament sous l'effet de l'instabilité de Rayleigh-Plateau et, ainsi, à la formation d'une goutte libre. . . . .	13
1.9	Simulation numérique 2D (ECOGEN) de l'interaction d'une goutte d'eau avec une onde de choc plane évoluant à un nombre de Mach de 2. À l'état initial, le gaz environnant la goutte est de l'air à pression atmosphérique. Visualisation de la superposition d'un schlieren numérique et du champ de pression de l'écoulement gazeux. La fonction schlieren $f_\rho$ calculée est une exponentielle du gradient de densité normalisé négatif, $f_\rho = \exp(-k \nabla\rho /\max \nabla\rho )$ , où $k$ est un paramètre permettant la visualisation simultanée des ondes dans la phase gazeuse et la phase liquide [97, 78]. . . . .	15
1.10	Formation d'une zone de recirculation lors du processus de déformation primaire. Champ de vorticité capturé par simulation numérique. Adapté de [78]. . . . .	15
1.11	Fragmentation d'une goutte liquide en régime <i>vibrational breakup</i> ( $We \approx 12$ ). . . . .	19
1.12	Fragmentation d'une goutte liquide en régime <i>bag breakup</i> ( $We=20$ ). Les temps adimensionnés ( $t/t_r$ ) sont : (a) 0.00, (b) 0.45, (c) 0.90, (d) 1.79, (e) 2.24, (f) 2.50, (g) 2.54, (h) 2.60 et (i) 3.40. L'expression du temps $t_r$ , explicitée plus tard, est donnée par la relation (1.20). L'écoulement va de gauche à droite. Adapté de [49]. . . . .	20
1.13	Fragmentation d'une goutte liquide en régime <i>bag-and-stamen breakup</i> ( $We=40$ ). Les temps adimensionnés ( $t/t_r$ ) sont : (a) 0.00, (b) 0.25, (c) 0.63, (d) 0.89, (e) 1.33, (f) 1.52, (g) 1.90, (h) 1.96, (i) 2.03, (j) 2.22 et (k) 2.75. L'écoulement va de gauche à droite. Adapté de [49]. . . . .	21

1.14	Fragmentation d'une goutte liquide en régime <i>multibag breakup</i> ( $We=80$ ). Les temps adimensionnés ( $t/t_r$ ) sont : (a) 0.00, (b) 0.54, (c) 0.71, (d) 0.89, (e) 1.20, (f) 1.38, (g) 1.65, (h) 1.74, (i) 1.96 et (j) 2.77. L'écoulement va de gauche à droite. Adapté de [49].	22
1.15	Fragmentation d'une goutte liquide en régime <i>sheet-thinning breakup</i> ( $We=120$ ). Les temps adimensionnés ( $t/t_r$ ) sont : (a) 0.00, (b) 0.33, (c) 0.66, (d) 1.21, (e) 1.43, (f) 1.81, (g) 2.23 et (h) 2.53. L'écoulement va de gauche à droite. Adapté de [49].	23
1.16	Diagramme $We - Oh$ des modes de fragmentation de la classification morphologique (a) et de la classification phénoménologique (b) proposée par Theofanous <i>et coll.</i> [138], pour de faibles nombres d'Ohnesorge ( $Oh < 0.1$ ).	25
2.1	Diagramme $(x,t)$ des ondes se propageant dans un tube à choc. L'origine $(0,0)$ du diagramme matérialise la rupture totale et instantanée de la membrane primaire.	35
2.2	Vue 2D du tube à choc à double membrane avec ses équipements.	36
2.3	(a) Superposition de dix signaux de pression dynamique pour des conditions initiales identiques ( $M_s = 1.3$ ). (b) Mesure de la vitesse de déplacement de l'onde de choc par stroboscopie ultra-rapide (1 MHz).	38
2.4	(a)-(c) Visualisation de l'onde de choc, à quatre instants différents superposés, par ombroscopie et pour trois essais différents. (d) Superposition des trois essais.	39
2.5	Schéma du montage expérimental de PIV. $S_1$ et $S_2$ sont deux capteurs de pression dynamique. La nappe laser accède à l'écoulement par le hublot oblong supérieur de la chambre.	40
2.6	Mesures du champ de vitesse 2-D d'un écoulement gazeux induit par une onde de choc à Mach 1.3. Les figures (a), (b) et (c) sont respectivement enregistrées avant le passage du choc, au passage du choc et 700 $\mu s$ après le passage du choc. Les axes $x$ et $y$ sont adimensionnés par la longueur et la hauteur totale du champ de visualisation où $(\tilde{x}, \tilde{y}) = (0, 0)$ est la position initiale de la goutte. L'inset dans la figure (b) est le profil de vitesse à mi-hauteur ( $\tilde{y} = 0$ ). L'amplitude de la vitesse est normalisée par la vitesse maximale enregistrée ( $ \tilde{u}_2 $ ).	41
2.7	Deux exemples de comparaison des mesures de vitesse de l'écoulement post-choc entre une méthode indirecte, basée sur les relations de saut de Rankine-Hugoniot et la mesure de la vitesse du choc, et une méthode directe par PIV.	42
2.8	Schéma de principe de la technique d'ombroscopie.	43
2.9	Schéma du montage expérimental de l'ombroscopie rapide à fort grossissement.	45
2.10	Télescope catadioptrique de type Maksutov-Cassegrain.	46
2.11	Détermination de la profondeur de champ du microscope QM1 Questar.	47
2.12	Schéma de synchronisation des cavités laser et de la caméra rapide pour l'ombroscopie rapide à fort grossissement.	48
2.13	Variation d'intensité du signal de fluorescence, le long du profil de mesure d'une longueur totale d'environ 1 mm, entre deux pulses successifs. La variation d'intensité est donnée par $\tilde{I} = I/\max(I)$ où $\max(I)$ est le maximum d'intensité obtenu avec la cavité 1.	49

2.14	Expérience de fragmentation à $We=1350$ . Les temps adimensionnés $\tilde{t}$ sont (a) 0.04, (b) 1.18, (c) 1.24, (d) 1.42, (e) 1.48, (f) 1.66, (g) 1.72. . . . .	51
2.15	Développement d'une lèvre sur le front avant de la goutte à $We=1350$ . Les temps adimensionnés $\tilde{t}$ sont (a) 1.78, (b) 1.84, (c) 1.90, (d) 1.96, (e) 2.14, (f) 2.2. . . . .	52
2.16	Diagramme de Jalonski. $S_0$ , état électronique fondamental singulet; $S_1$ , état électronique excité singulet premier; $S_2$ , état électronique excité singulet second; $T_1$ , état électronique excité triplet; CI, conversion interne; CIS, Croisement intersystème, RV, relaxation vibrationnelle; $\lambda$ , longueur d'onde. . . . .	54
2.17	Mesure de la tension de surface par la méthode de la goutte pendante avec un Drop Shape Analyser de type DSA25. (a) LED monochromatique haute puissance (rétro-éclairage); (b) goutte pendante; (c) dispositif de dosage automatisé; (d) caméra digitale équipée d'un objectif grossissant; (e) extraction du profil de goutte (—) et résolution itérative de l'équation de Laplace-Young (- - -, ····); (f) paramètres impliqués dans l'équation paramétrique de Laplace-Young. . . . .	60
2.18	Mesure dynamique de la tension de surface $\gamma$ et écarts relatifs $\varepsilon_r$ , pour différentes concentrations d'éosine Y, en fonction du temps $t/t_{tot}$ [(a) et (b)] et du volume adimensionné $V_{g^*}(t)/V_{max}$ [(b) et (d)]. La légende en (a) est valable pour les courbes (b), (c) et (d). La ligne discontinue (····) matérialise la tension de surface théorique de l'eau à 25°C. . . . .	61
2.19	Rhéogramme et corrélation avec le modèle Newtonien pour (a) de l'eau à 20°C et (b) de l'éosine 2% pure à 20°C. . . . .	63
2.20	(a) Comparaison des mesures de viscosité dynamique de l'eau pure à 20°C avec les données des tables thermodynamiques du logiciel CoolPack [51]. (b) Écart relatif entre la mesure et les données tabulées. . . . .	63
2.21	Mesure de la viscosité dynamique en fonction (a) de la température de l'échantillon et (b) de la concentration en éosine Y. . . . .	64
2.22	(a) La ligne continue (—) illustre la dépendance de l'intensité du signal de fluorescence (pour l'éosine Y) au pH de la solution d'après les travaux de Kass (1998). Les points expérimentaux sont positionnés sur la courbe en fonction, uniquement, de la mesure de pH réalisée dans le cadre de ces travaux de thèse. (b) Évolution du pH en fonction de la concentration en éosine Y et régression polynomiale d'ordre 3 des points de mesure expérimentaux (- - -). . . . .	65
2.23	(a) Montage expérimental pour la caractérisation des propriétés de fluorescence de l'éosine Y. (b) Spectres d'émission de la fluorescence de l'éosine Y dans l'eau, spectre d'émission de la source d'excitation laser et profil de transmission du filtre passe-haut. (c) Mesure spectrale, filtrée (passe-haut, 550 nm) et non-filtrée, du signal lumineux dans le liquide. (d) Mesure spectrale, filtrée (passe-haut, 550 nm) et non-filtrée, du signal lumineux dans la phase gazeuse (au-dessus du volume liquide). . . . .	67
2.24	Atténuation du faisceau laser le long du chemin optique. Les courbes sont des interpolations exponentielles des points de mesure. . . . .	68



2.25	(a) Mesures de la décroissance temporelle de l'intensité du signal de fluorescence par photodégradation des molécules fluorescentes (photoblanchiment) en fonction de la puissance de sortie du laser. La concentration en éosine Y est de 200 mg/L. (b) Approximation linéaire (—) de la dépendance entre la puissance laser $P_{laser}$ et le temps pour différents niveaux de photoblanchiment (20%, 40% et 60%). Les marqueurs correspondent aux points de mesures associés aux courbes sur la figure (a). . . . .	69
2.26	Schéma du montage du diagnostic combiné PLIF-ombroscopie. . . . .	70
2.27	Fragmentation aérodynamique d'une goutte d'eau à $We=1447$ . Les temps adimensionnés ( $\tilde{t}$ ) sont (a) $<0$ , (b) 0.35, (c) 0.79, (d) 1.15. La ligne (a) est une séquence d'ombroscopie. La ligne (b) est une séquence de PLIF. La ligne (c) est une visualisation combinée ombroscopie-PLIF par superposition des séries (a) et (b). . . . .	71
2.28	Interaction d'une goutte, contenant initialement une bulle d'air, avec une onde de choc ( $We=701$ ). Les temps ( $\mu s$ ) sont (1) $<0$ , (2) 5, (3) 15, (4) 26, (5) 36. La ligne (a) est une séquence d'ombroscopie. La ligne (b) est une séquence de PLIF. La ligne (c) est une visualisation combinée ombroscopie-PLIF par superposition des séries (a) et (b). . . . .	72
3.1	Configuration numérique des simulations 2-D axisymétriques . . . . .	79
3.2	Représentation des systèmes d'ondes associés aux différents types de réfraction. Seuls les systèmes pouvant se manifester dans le cadre de l'interaction d'une onde de choc plane avec une goutte sphérique sont représentés. . . . .	82
3.3	Évolution du système d'onde de réfraction au cours de la propagation d'une onde de choc plane sur une surface cylindrique convexe. . . . .	84
3.4	Évolution de l'angle polaire $\alpha$ en fonction de la différence de pression $p_2 - p_1$ normalisée. . . . .	85
3.5	Formation d'une surface d'onde suivant le principe de Huygens. . . . .	86
3.6	Évaluation de la vitesse de propagation du front d'onde $\mathcal{S}_f$ à l'intérieur de la goutte. (a) Visualisation du champ de pression. La ligne continue représente le contour de la goutte. La ligne discontinue représente le profil de mesure associé à la figure (b). (b) Évolution de la pression à l'intérieur de la goutte mesurée suivant son grand axe horizontal. (c) Dérivée normalisée du champ de pression en fonction de la coordonnées axiale $x$ . (d) Déplacement du front d'onde au cours du temps et interpolation linéaire. . . . .	87
3.7	Modélisation bidimensionnelle des trois premières réflexions à la surface de la goutte par optique géométrique. . . . .	88
3.8	À gauche, tracé de deux cent rayons de premières réflexions (gris) réalisé avec le code GART pour une goutte de rayon initial 1 mm et une onde de choc à $M_s = 2.0$ . À droite, superposition du tracé de rayon avec la néphroïde de Huygens en rouge (voir Eq. 3.10) représentative de la caustique des réflexions premières (mêmes conditions initiales que pour le tracé de rayons). . . . .	90
3.9	Modélisation géométrique de l'intersection d'un rayon de première réflexion avec le grand diamètre horizontal du cercle. . . . .	91

3.10	Modélisation bidimensionnelle des deux premières réflexions à la surface de la goutte, et des fronts d'onde associés, par acoustique géométrique. Le tracé de l'ensemble des rayons et des fronts est réalisé avec le code GART pour une goutte de rayon initial 1 mm et une onde de choc à $M_s = 2.0$ . Le calcul est réalisé pour deux cent rayons incidents. . . . .	93
3.11	Tracé de deux cent rayons de premières réflexions (gris) superposé à la néphroïde de Huygens représentative de la caustique des réflexions premières (ligne discontinue rouge). Les fronts $\mathcal{R}_{inf,1}$ et $\mathcal{R}_{sup,1}$ sont illustrés avec des lignes rouges continues. Le tracé de rayon des réflexions premières et des fronts est réalisé avec le code GART, pour une goutte de rayon initial 1 mm et une onde de choc à $M_s = 2.0$ . La néphroïde est obtenue à partir de son équation paramétrique (Eq. 3.10) et pour les mêmes conditions initiales que le tracé de rayon. . . . .	94
3.12	Superposition des fronts d'onde déterminés par la théorie des rayons en acoustique géométrique (rouge) et ceux mis en évidence par le schlieren numérique de la simulation 2D (niveaux de gris). Le pas de temps entre chaque figure est de $0.1\mu s$ . Ces résultats correspondent à l'interaction d'une onde de choc à $M_s = 2$ avec une goutte d'eau ( $R_0 = 1$ mm). Les temps adimensionnés $\tilde{t}$ en (a) et (n) sont, respectivement, 0.52 et 1.48.	96
3.13	Superposition des fronts d'ondes déterminés par la théorie des rayons (rouge) et le schlieren numérique (niveaux de gris) de la simulation 2D (demi-espace supérieur de la goutte). Superposition des fronts d'onde déterminés par la théorie des rayons (rouge) et champs de pression numérique de la simulation 2D (demi-espace inférieur de la goutte). Ces résultats correspondent à l'interaction d'une onde de choc à $M_s = 2$ avec une goutte d'eau ( $R_0 = 1$ mm). Les temps $\tilde{t}$ , de gauche à droite, sont respectivement 0.52, 0.89, 1.04 et 1.18. . . . .	97
3.14	Lieux des points de plus basse pression dans le quart supérieur arrière de la goutte pour $M_s$ (a) 1.1, (b) 1.3, (c) 1.5, (d) 1.7 et (e) 2.0. Les points de mesure sont obtenus à partir des simulations numériques. L'échelle de couleur qui les pondère évolue du blanc au noir au cours du temps. La néphroïde de Huygens et les coordonnées de $\varepsilon$ sont respectivement données par l'équation (3.10) et (3.14). La légende de la figure (a) est valable pour les figures (b) à (e). . . . .	98
3.15	Variation de la pression minimale dans la goutte au cours du temps pour des ondes de choc allant de $M_s = 1.1$ à $M_s = 2.0$ . La pression est normalisée telle que $\tilde{P}_{s-} = \min(P)/-4.24$ et $\tilde{P}_{s+} = \min(P)/-23.29$ . Le pic de pression négative est observée lors du collapse du front de détente convergent, formé par les réflexions premières, en $\varepsilon$ . . .	102
3.16	Dépendance du minimum de pression au nombre de Mach de l'onde de choc incidente et interpolations cubiques. . . . .	103
3.17	(a) Formation d'un jet transverse lors de l'effondrement d'une bulle. Adapté de [111]. (b) Jet transverse d'une bulle confinée à l'intérieur d'une goutte après son interaction avec une onde de choc plane. Adapté de [71]. . . . .	103
3.18	Visualisation du champ de pression dans la goutte et des régions de basse pression susceptibles d'être le lieu de processus de cavitation. . . . .	104

4.1	Étape de déformation primaire. Déformation de la goutte, initialement sphérique, en forme de <i>muffin</i> et développement de perturbations sur la face avant et arrière. . . . .	110
4.2	Expérience de fragmentation d'une goutte d'eau oblate ( $M_s = 1.3$ ) et développement des perturbations sur la face arrière. La première image est capturée 120 $\mu$ s après le passage du choc et la séquence est enregistrée à 120 kHz. . . . .	110
4.3	Formation d'une nappe liquide autour du corps résiduel de la goutte ainsi que d'un anneau transverse à l'extrémité libre de la nappe. Perte de l'intégrité de l'ensemble nappe-anneau au profit de la formation de ligaments. (a) $We=492$ ( $\tilde{t} = 0.7 - 1.2$ ), (b) $We=334$ ( $\tilde{t} = 2.7 - 3.0$ ). . . . .	111
4.4	Formation d'une jupe de ligaments autour du corps de la goutte suite à l'enroulement et au redressement, à contre-courant, des ligaments. De gauche à droite, les nombres de Weber sont respectivement 295, 346 et 492 pour des temps caractéristiques de 1.1, 1.5 et 2.0. . . . .	113
4.5	Fragmentation des ligaments. Les images du haut montrent des ligaments encore intègres et accrochés au corps de la goutte tandis que les images du bas, 25 $\mu$ s après, montrent les ligaments fragmentés. (a) $We=332$ ( $\tilde{t} \approx 1.4 - 1.7$ ), (b) $We=350$ ( $\tilde{t} \approx 1.4 - 1.7$ ). . . . .	114
4.6	Couronne de satellites formée par les noeuds anciennement rattachés aux extrémités libres des ligaments. De gauche à droite, les nombres de Weber sont respectivement 388, 353 et 244 pour des temps caractéristiques de 1.4, 2.5 et 2.8. Les flèches ( $\rightarrow$ ) indiquent les noeuds. La ligne discontinue ( $\cdots$ ) indique un ligament enroulé et fragmenté. . . . .	114
4.7	Évolution du diamètre $\tilde{d}_n = d_n/d_0$ des noeuds en fonction du diamètre initial $d_0$ et interpolation suivant une loi de puissance. . . . .	115
4.8	Séquence type du processus de fragmentation cyclique ( $We = 295$ ). . . . .	116
4.9	Temps de rupture des ligaments $\tilde{t}_\ell = t_\ell/t_r$ pour les quatres cycles expérimentalement observés et pour $200 \leq We \leq 700$ . La borne inférieur des barres d'erreur est le temps de la dernière image montrant les ligaments intègres et la borne supérieur correspond au temps de la première image où les ligaments fragmentés sont enregistrés. Le marqueur central est la moyenne de ces bornes. . . . .	117
4.10	(a) Temps de rupture $\tilde{t}_\ell$ en fonction du nombre de Weber. Superposition de tous les cycles, décalés de $c$ . (b) Diamètre transverse $\tilde{d}_c = d_c/d_0$ du corps résiduel de la goutte au cours du temps $\tilde{t}$ . . . . .	118
4.11	Schéma de la configuration initiale des simulations numériques 3-D. La goutte est initialement positionnée en $(y, z) = (0, 0)$ et 1 mm devant l'onde de choc incidente. . . . .	120
4.12	Raffinement adaptatif du maillage coloré avec le champ de pression. . . . .	121
4.13	Mécanisme de perçage aérodynamique des poches pour en vue de face et vue de derrière. Le nombre de Weber est de 470. Les temps caractéristiques $\tilde{t}$ sont (a) 0.88, (b) 0.90, (c) 0.92, (d) 0.94, (e) 0.96 et (f) 0.98. . . . .	123

4.14	Comparaison des simulations numériques 3-D (deux premières lignes) avec l'ombroscopie à fort grossissement (dernière ligne). Les temps caractéristiques $\tau$ sont (a) 0.00, (b) 0.27, (c) 0.47, (d) 0.72 et (e) 1.16. Les temps indiqués sont valables pour les simulations comme pour les images expérimentales à l'exception des simulations (e) qui correspondent au temps $\tau = 1.01$ . Les images numériques sont, selon deux points de vues distincts, les isosurfaces pour une fraction volumique $\alpha_l = 0.01$ colorées par le champ de vitesse. L'échelle (1 mm) n'est valable que pour les images expérimentales. Les nombres de Weber de la simulation numérique et de l'expérience sont, respectivement, 470 et 492. . . . .	124
4.15	Superposition des contours de la goutte obtenus par simulation numérique (—) sur les images expérimentales aux premiers instants du processus de fragmentation. Les temps caractéristiques sont (a) 0.00, (b) 0.27, (c) 0.47 et (d) 0.72. Les nombres de Weber de la simulation numérique et de l'expérience sont, respectivement, 470 et 492. . . . .	125
4.16	Comparaison des simulations numériques 3-D (deux premières lignes) avec l'ombroscopie à fort grossissement (dernière ligne). Les temps caractéristiques $\tau$ sont (a) 0.00, (b) 0.20, (c) 0.52, (d) 0.73, (e) 0.86 et (f) 0.96. Les images numériques sont, selon deux points de vues distincts, les isosurfaces pour une fraction volumique $\alpha_l = 0.01$ colorées par le champ de vitesse. L'échelle (1 mm) n'est valable que pour les images expérimentales. Le nombre de Weber de l'expérience est de 1100, tandis que les simulations numériques sont effectuées pour une tension de surface nulle (c.-à-d., $We \rightarrow \infty$ ). . . . .	126
4.17	Évolution du centre de masse $\Delta\tilde{x}_c = \Delta x_c/d_0$ au cours du temps $\tilde{t}$ . Comparaison d'un cas expérimental ( $We = 492$ ) aux simulations avec et sans tension de surface. . . . .	127
4.18	Isosurfaces du $m$ -ème mode azimutal $\kappa_m$ (rouge) superposées aux isosurfaces de la fraction volumique $\alpha_l = 0.001$ (gris) pour $We = 470$ . . . . .	128
4.19	Isosurfaces du $m$ -ème mode azimutal $\kappa_m$ (rouge) superposées aux isosurfaces de la fraction volumique $\alpha_l = 0.001$ (gris) pour $We \rightarrow \infty$ . . . . .	129
4.20	Positionnement du plan de mise au point pour la visualisation de la structure ligamentaire.	130
4.21	Distribution périodique des ligaments et des noeuds autour du corps résiduel de la goutte. (b) La flèche noire ( $\rightarrow$ ) indique le corps résiduel de la goutte tandis que les flèches rouges ( $\rightarrow$ ) indiquent les noeuds. . . . .	131
4.22	(a) Demi-espace supérieur d'un jet liquide dans un écoulement co-axial. (b-c) Schématisation de la modulation azimutale transverse. (d) Croissance de la perturbation secondaire transverse et entraînement aérodynamique de ses crêtes. (d) Formation et élongation des ligaments. Configuration des travaux de Marmottant et Villermaux [75].	133
4.23	Profil de vitesse linéaire utilisé par Marmottant et Villermaux [75] dans leur analyse de stabilité. . . . .	134
4.24	Dépendance fonctionnelle du nombre d'onde adimensionné $d_0 k_m$ à l'amplitude de la perturbation primaire dans l'approximation d'une couche limite infiniment mince. . . .	139
4.25	Développement de perturbations azimutale transverse pour $We = 470$ (vue de face). Les temps caractéristiques $\tilde{t}$ sont (a) 0.79, (b) 0.82, (c) 0.84 et (d) 0.86. Les images (a)-(d) sont des coupes. . . . .	140

4.26	(a) Schéma 3-D de la superposition de deux vortex en épingle contra-rotatifs, l'un au-dessus du lobe (bleu) et l'autre en-dessous (rouge). (b) Coupe $z - y$ (plan A) du lobe de l'onde Kelvin-Helmholtz illustrant l'action combinée des deux vortex à l'origine de l'amincissement du lobe. Les vortex sont périodiques suivant les directions $x$ et $y$ . Ce schéma s'inspire de la figure 16 de la référence [152]. . . . .	143
4.27	(a) Observation de structures pseudoligamentaires semblables aux ponts liquides décrits par Zandian <i>et coll.</i> dans le cas de la fragmentation aérodynamique d'une goutte. (b) Formation des ponts liquides donnant lieu, <i>in fine</i> , à des ligaments. (c) Visualisation des vortex à la surface du liquide observée en (b). Les images (b) et (c) sont adaptées de Zandian <i>et coll.</i> [49] . . . . .	144
4.28	(a) Schéma 3-D de la superposition de deux vortex en épingle contra-rotatifs non-alignés, l'un au-dessus du lobe (bleu) et l'autre en-dessous (rouge). (b) Coupe $z - y$ (plan A) de l'onde Kelvin-Helmholtz illustrant l'action combinée des deux vortex à l'origine d'un différentiel de pression de part et d'autre de l'onde. Les flèches noires illustrent la pression $P_+$ du gaz ambiant exercée sur l'objet liquide, supérieure à la dépression $P_-$ générée par les tourbillons. . . . .	145
4.29	Manifestation de cavités gazeuses au cours d'une expérience de fragmentation aérodynamique à $We = 762$ . Les temps, physiques, sont donnés en $\mu s$ : (a) $<0$ , (b) 25, (c) 98, (d) 202, (e) 307, (f) 359, (g) 463, (h) 505, (i) 546 and (j) 588. . . . .	146
4.30	Processus de formation des cavités gazeuses ( <i>breaking wave</i> ) et schématisation du scénario de migration et de fusion des cavités au centre du corps résiduel de la goutte. . .	147
4.31	Visualisation d'une cavité gazeuse sphérique au cours d'une expérience de fragmentation à $We = 1447$ . Les temps, physiques, sont donnés en $\mu s$ : (a,f) $<0$ , (b,g) 129, (c,h) 289, (d,i) 419 and (e,j) 779. (k) Séquence d'images obtenue par imagerie PLIF non combinée à fort grossissement. . . . .	148
5.1	Phénoménologie de la fragmentation aérodynamique d'une goutte d'eau à la transition entre les régimes RTP et SIE. . . . .	154
5.2	Visualisation directe de l'interaction d'une goutte avec une onde de choc se propageant à Mach 4. Aucun éclairage artificiel n'est exploité. Le signal lumineux collecté provient de la diffusion de l'incandescence des produits de la détonation (gaz brûlés) par la goutte.	156

# Liste des tableaux

1.1	Revue bibliographique des différentes classifications des régimes de fragmentation en fonction du nombre de Weber. . . . .	19
1.2	Estimation du temps d'initiation $T_{\text{ini}}$ et dépendance aux nombres d'Ohnesorge et de Weber. . . . .	26
1.3	Dépendance du temps final $T_{\text{tot}}$ au nombre de Weber ( $Oh < 0.1$ ) [93]. . . . .	27
3.1	Critère de seuillage du champ de pression et volumes associés. . . . .	105
4.1	Coefficient d'interpolation pour la méthode des moindres carrés non linéaires de type $\tilde{t}_\ell = aWe^b + c$ et avec un intervalle de confiance de 0.95%. . . . .	118
4.2	Conditions initiales pour la validation des simulations dans le cas d'un Weber fini. . . . .	122
4.3	Conditions initiales pour la validation des simulations dans le cas d'un Weber infini. . . . .	123
4.4	Nombre de ligaments estimé à partir de la simulation numérique ( $We = 470$ ), des distributions ligamentaires observées sur les temps courts à moyens ( $300 < We < 550$ ), et des noeuds identifiés sur les temps plus longs ( $300 < We < 550$ ). . . . .	132
4.5	Comparaison des résultats numériques de Jalaal et Mehravaran [52] à la théorie de Marmottant et Villermaux [75] dans l'approximation d'une couche de vorticité infiniment mince [Eq. (4.21)] et épaisse [Eq. (4.22)]. . . . .	138
6.1	Grandeurs physiques associées aux conditions initiales des simulations numériques en configuration 2-D et 3-D où $d_0$ est le diamètre initial de la goutte, $M_s$ le nombre de Mach de l'onde de choc, $u_s$ la vitesse de l'onde de choc, $u_g$ la vitesse de l'écoulement post-choc, $\gamma$ le coefficient de tension de surface de l'eau, $We$ le nombre de Weber (Eq. 1.18) et $t_r$ le temps caractéristique de transport de la goutte (Eq. 1.20). . . . .	159
6.2	Grandeurs physiques associées aux conditions initiales des expériences où $d_0$ est le diamètre initial de la goutte, $M_s$ le nombre de Mach de l'onde de choc, $u_s$ la vitesse de l'onde de choc, $u_g$ la vitesse de l'écoulement post-choc, $We$ le nombre de Weber (Eq. 1.18) et $t_r$ le temps caractéristique de transport de la goutte (Eq. 1.20). . . . .	160



# Introduction

---

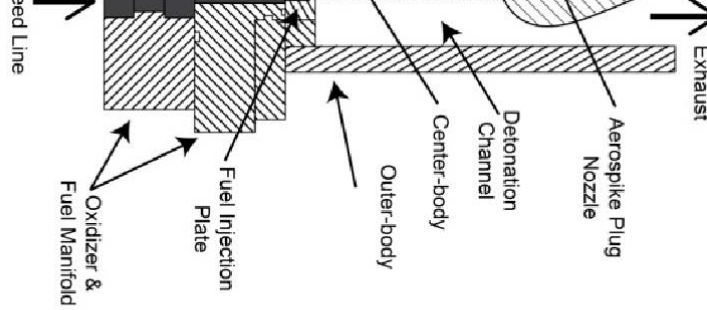
## Sommaire

<b>1.1 Problème fondamental de la dynamique des interfaces . . . . .</b>	<b>3</b>
1.1.1 Effets de cohésion : la tension de surface . . . . .	3
1.1.2 Instabilités des fluides superposés . . . . .	6
1.1.3 Instabilité capillaire : Rayleigh-Plateau et <i>end-pinch</i> . . . . .	12
<b>1.2 Phénoménologie de la fragmentation . . . . .</b>	<b>14</b>
1.2.1 Initiation : déformation primaire . . . . .	14
1.2.2 Déformation secondaire et fragmentation . . . . .	16
1.2.3 Modes de fragmentation . . . . .	17
<b>1.3 Caractéristiques du processus de fragmentation . . . . .</b>	<b>25</b>
1.3.1 Temps caractéristiques . . . . .	25
1.3.2 Distribution des tailles de fragments . . . . .	27
<b>1.4 Contribution et structure du manuscrit . . . . .</b>	<b>29</b>

L'INTERACTION entre une goutte liquide et une onde de choc en régime supersonique est un phénomène physique complexe impliquant simultanément des mécanismes propres à la dynamique des fluides compressibles instationnaires, aux instabilités hydrodynamiques et aux transferts de masse, de quantité de mouvement et d'énergie. Au-delà de son intérêt sur le plan fondamental, cette problématique trouve un grand nombre d'applications dans les domaines des énergies, des transports, de la sécurité et des applications militaires. Ce travail de thèse s'inscrit dans le cadre du projet SEIGLE - *Simulation et Expérimentation de l'Interaction d'une Goutte Liquide dans un Écoulement fortement compressible* - qui est une collaboration entre l'Institut Pprime (UPR CNRS 3346), le CEA Cesta et l'INRIA Sud-Ouest. Ce projet est tout particulièrement motivé par le développement de nouveaux systèmes de propulsion où la combustion est déclenchée par l'interaction d'un brouillard liquide avec



une détona  
mode de co



tée comme

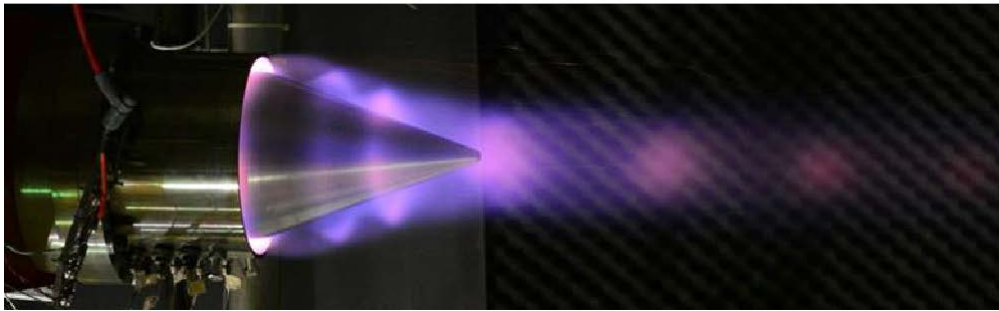


Figure 1.1: Moteur à détonation rotative. Adapté de [99].

L'utilisation d'un combustible liquide dans ces moteurs, dits à *détonation rotative* (Figure 1.1), nécessite d'appréhender les mécanismes de fragmentation d'une goutte mère, en gouttes plus petites, dites *filles*. En effet, une fois injecté dans la chambre de combustion et sur la trajectoire de l'onde de choc inhérente à la détonation, le carburant est fragmenté en fines gouttelettes. Ce phénomène de division en gouttes filles est appelé : *fragmentation aérodynamique*. La connaissance de ce processus est une étape indispensable à la détermination de la surface d'échange entre la phase liquide dispersée et la phase gazeuse dans la chambre de combustion. En augmentant cette surface, la fragmentation aérodynamique accroît les transferts de masse et d'énergie entre le carburant et le gaz ambiant, tout en favorisant le mélange des espèces chimiques impliquées. Indépendamment de l'application, ce travail de thèse s'intéresse exclusivement aux aspects fondamentaux de la fragmentation aérodynamique d'une goutte induite par une onde de choc.

La fragmentation aérodynamique regorge de mécanismes multiphysiques et multiéchelles à l'origine de phénomènes multiphasiques aussi fascinants que complexes. Que l'on soit spécialiste de la physique expérimentale, numérique ou théorique avec un intérêt pour l'aérodynamique, l'hydrodynamique ou encore l'énergétique, les axes de recherche liés à cette thématique sont divers et nombreux. Nous convenons qu'il n'est pas chose aisée de proposer une introduction exhaustive de la discipline. Nous essaierons néanmoins d'en proposer un aperçu le plus large possible en adéquation avec le propos de cette thèse. Nous invitons les lecteurs, curieux d'en apprendre davantage, à lire les excellents travaux de synthèse de Pilch [92], GuILDENBECHER *et coll.* [36] et THEOFANOUS [133] pour n'en citer que quelques-uns. Dans ce chapitre introductif, les notions fondamentales de la fragmentation aérodynamique, nécessaires à son appréhension, sont présentées. Nous pousserons, parfois, la présentation jusqu'à celle de mécanismes qui ne seront finalement pas explorés dans ce manuscrit, à proprement parler, mais qu'il faudra néanmoins garder à l'esprit tout du long de la lecture. Nous commencerons donc ce chapitre par une revue des différents mécanismes interfaciaux mis en jeu dans le processus de fragmentation comme la notion de capillarité par exemple, ou encore quelques instabilités hydrodynamiques. Puis, nous discuterons des différentes étapes de la fragmentation, de la déformation primaire à la rupture finale de la goutte. Nous verrons qu'en fonction des conditions initiales (p. ex., nature du liquide,

intensité de l'écoulement, taille de la goutte, *etc.*) la morphologie qu'adopte la goutte en se déformant, avant de rompre, varie considérablement. Ces morphologies, caractéristiques d'un mécanisme physique sous-jacent, nous mèneront à discuter de la classification des modes de fragmentation. Nous verrons que cette classification, vieille de plusieurs décennies, est en constante évolution. D'ailleurs, l'objectif même de cette thèse est de contribuer à son élaboration. Enfin, nous finirons notre présentation en abordant quelques grandeurs caractéristiques de la fragmentation qui permettent de répondre à des questions essentielles à la majorité des applications techniques et industrielles liées à la problématique, à savoir : combien de temps dure le processus de fragmentation et quelle est la taille des gouttes filles produites ? À la lumière de cette présentation, nous expliciterons les objectifs de cette thèse et la contribution espérée à la thématique considérée.

*N.B. Dans ce manuscrit, les conditions initiales des simulations et des expériences de fragmentation seront toujours indiquées au travers de grandeurs adimensionnées. Les grandeurs physiques associées sont données dans les Annexes A et B.*

## **1.1. Problème fondamental de la dynamique des interfaces**

Lorsqu'une goutte d'eau est immergée dans un environnement gazeux, divers processus multiphasiques et interfaciaux s'activent. Considérons d'abord le cas trivial d'une goutte suspendue dans une masse d'air au repos et hors champ gravitationnel. Dans une telle situation, la goutte apparaît parfaitement sphérique. Ce sont les effets capillaires qui au travers de la tension superficielle de l'eau contribuent à maintenir la cohésion de la goutte en minimisant son énergie de surface et donc l'interface liquide-gaz. Supposons à présent que la goutte est sensible à la gravité et en chute libre dans l'air ambiant au repos. La différence de densité entre l'eau et l'air tend alors à déstabiliser l'interface, au sens de Rayleigh-Taylor. La surface de la goutte, ainsi perturbée, se déforme en ondulant. L'aire de la surface n'étant plus minimale, une compétition entre les forces gravitationnelles et les forces capillaires s'initie. De plus, le différentiel de vitesse entre l'eau et l'air ambiant génère une couche de cisaillement à l'interface liquide-gaz susceptible de générer des instabilités de surface de type Kelvin-Helmholtz. La vitesse relative initiée par la chute établit alors une compétition entre les forces inertielles de l'écoulement et les forces de tension de surface de la goutte. Alors que ces deux premières instabilités se rencontrent dès les premières étapes du processus de fragmentation d'une goutte, un autre type de perturbation se manifeste sur des phases plus avancées du phénomène : l'instabilité de Rayleigh-Plateau. Elle est, entre autres, à l'origine de la formation des gouttelettes filles à la suite de l'élongation et du pincement des ligaments sous l'effet respectif de l'écoulement ambiant et de la tension de surface. Dans le cas des travaux de thèse présentés dans ce manuscrit, c'est-à-dire celui d'une goutte d'eau en interaction avec un écoulement d'air rapide, la goutte fait l'expérience de ces trois types d'instabilités.

### **1.1.1. Effets de cohésion : la tension de surface**

Lorsqu'une larme coule de notre joue, et tombe sur le sol quelques décimètres plus bas, elle garde son intégrité structurelle jusqu'à l'impact avec le sol. Elle n'a donc pas été sujette à une fragmentation

dite aérodynamique. En revanche, lorsqu'une goutte de pluie tombe de très haut dans le ciel, les forces d'inertie générées par sa chute peuvent conduire à sa désintégration avant même son impact avec le sol. Dans ce cas, on parle de fragmentation aérodynamique [142]. Si certaines gouttes se fragmentent dans leurs chutes et pas d'autres, c'est grâce aux effets de tension de surface de la goutte qui s'opposent aux forces inertielles de l'écoulement ambiant.

Imaginons un cadre rectangulaire et posons une barre mobile sur ce cadre (Fig. 1.2). En plongeant l'ensemble dans un bain d'eau savonneuse, deux films liquides se forment de part et d'autre de la barre [Fig. 1.2(a)]. Si l'on éclate l'un des deux films [Fig. 1.2(b)], on constate que la barre se déplace de façon à diminuer la surface du film restant. Pour la maintenir dans un état repos, il est donc nécessaire d'exercer une force  $f$  proportionnelle à la longueur  $L$  de la section de la barre en contact avec le liquide. Ainsi, pour augmenter la surface du film restant d'une quantité  $dS = L d\ell$ , il faut apporter une quantité d'énergie  $dW$  correspondante au travail de la force  $f$  que l'on exprime par [91]

$$dW = f d\ell = 2\gamma L d\ell = 2\gamma dS, \quad (1.1)$$

où  $\gamma$  est le coefficient de tension superficielle entre le liquide constituant le film et l'air ambiant. Il apparaît que la tension de surface correspond à une énergie par unité de surface de chaque interface (le facteur 2 dans l'expression (1.1) provient du fait que le film liquide partage deux interfaces avec l'air). Dans le cas de l'eau, la tension de surface à température vaut environ  $72 \times 10^{-3} \text{ N} \cdot \text{m}^{-1}$ . D'un point de vue physique, la tension de surface est associée aux forces de cohésion internes s'exerçant entre les molécules d'une phase condensée (forces de Van der Waals et liaison hydrogène dans le cas de l'eau). Dans un liquide homogène, les forces d'interaction qu'exerce chaque molécule sont équilibrées par celles exercées par les molécules voisines du fait de l'isotropie des forces de cohésion. À la surface du liquide, à une interface eau/air par exemple, le rapport de densité entre les deux fluides est tel que les forces de cohésion entre les molécules de l'eau sont nettement plus importantes que celles entre les molécules de l'eau et de l'air. Il en résulte une anisotropie des forces d'interaction moléculaire dont la résultante, orientée vers l'intérieur du liquide, est à l'origine de la tension de surface [Fig. 1.2(c)]. D'un point de vue énergétique, les molécules diminuent l'énergie d'une phase en formant des liaisons et donc en multipliant les forces de cohésion. Les molécules à l'interface eau-air ne pouvant pas former autant de liaisons que celles à l'intérieur des fluides, la surface d'un liquide possède une énergie plus élevée que l'intérieur. Or, afin d'être stable, tout système physique doit minimiser son énergie. Ceci implique, dans le cas d'une interface liquide/gaz, que la surface de séparation soit minimale. Prenons un volume d'eau hors champ gravitationnel, sa surface est minimale dans le cas d'une sphère. Ainsi, les phénomènes de tension de surface ont pour effet de minimiser l'aire de l'interface étant donné les forces extérieures imposées au système.

Une des conséquences de la tension superficielle est l'existence d'un saut de pression  $\Delta P$  à travers une interface courbée, appelé saut de Laplace. Cette différence de pression à travers l'interface est décrite par l'équation de capillarité de Young-Laplace établie par les physiciens Pierre-Simon de Laplace [68] et Thomas Young [151]. Considérons une surface courbée arbitraire définie par deux rayons de courbure  $R_1$  et  $R_2$ , supposés constant le long de la section (Fig. 1.3). Supposons à présent que cette surface

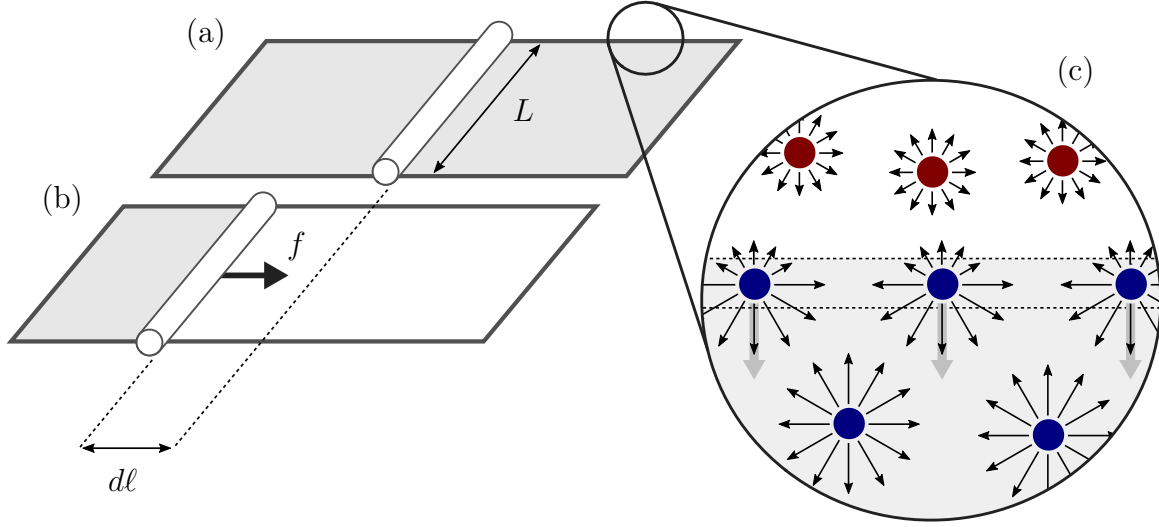


Figure 1.2: Mise en évidence des effets de la tension superficielle avec l'expérience du cadre et du film d'eau savonneuse. (a) La barre mobile posée sur le cadre est au repos et sépare les deux films liquides (gris). (b) Le film liquide de droite est éclaté et le barreau se déplace vers la gauche afin de minimiser l'aire du film restant. (c) Schéma des interactions moléculaires à l'interface liquide/gaz supérieure. Les molécules rouges et bleues représentent respectivement les molécules de l'air et du liquide. L'aire entre les lignes discontinues délimite l'interface dont l'épaisseur est du même ordre de grandeur que la taille des molécules du liquide. Les flèches noires modélisent les forces exercées par chaque particule sur les molécules voisines et les trois flèches grises plus épaisses représentent la résultante des forces de cohésion, orientée vers l'intérieur du liquide, des molécules à l'interface.

est déplacée d'une petite quantité  $d\xi$  vers l'extérieur, impliquant une augmentation de son aire. La variation de l'aire  $\mathcal{A}$  de la surface s'exprime alors

$$\Delta\mathcal{A} = (\vartheta + d\vartheta)(\varphi + d\varphi) - \vartheta\varphi = \vartheta d\varphi + \varphi d\varphi, \quad (1.2)$$

où la quantité  $d\vartheta d\varphi$  est négligée car très faible devant les autres termes. Le travail  $d\mathcal{W}_1$  fournit par l'augmentation de la surface est donné par

$$d\mathcal{W}_1 = \gamma d\mathcal{A} = \gamma(\vartheta d\varphi + \varphi d\varphi), \quad (1.3)$$

et est équilibré par le travail  $d\mathcal{W}_2$  induit par le saut de pression au travers de l'interface

$$d\mathcal{W}_2 = \vartheta\varphi d\xi \Delta P. \quad (1.4)$$

Puis, en remarquant que  $d\vartheta = \vartheta d\xi/R_1$  et  $d\varphi = \varphi d\xi/R_2$ , l'égalité  $d\mathcal{W}_1 = d\mathcal{W}_2$  permet d'écrire,

$$\gamma(\vartheta d\varphi + \varphi d\varphi) = \Delta P(\vartheta\varphi d\xi) \quad \Rightarrow \quad \Delta P = \frac{\gamma}{\vartheta\varphi d\xi} \left( \vartheta \frac{\varphi d\xi}{R_2} + \varphi \frac{\vartheta d\xi}{R_1} \right). \quad (1.5)$$

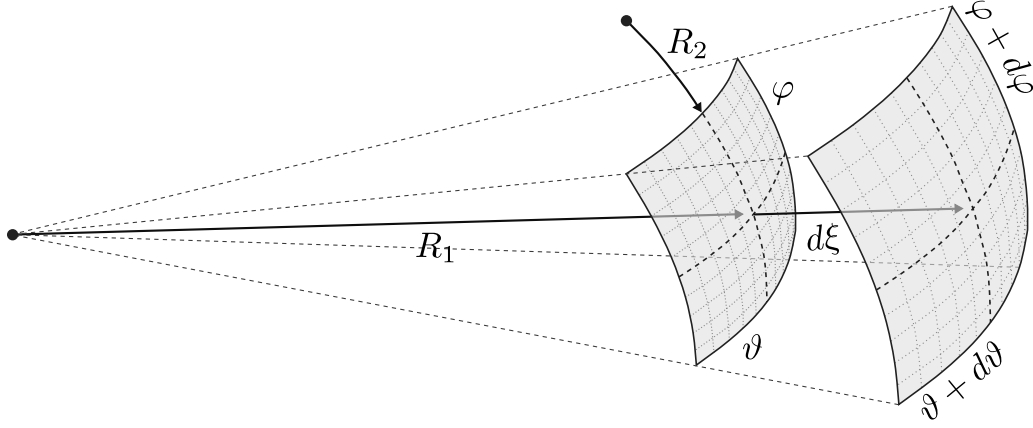


Figure 1.3: Déplacement infinitésimal  $d\xi$  d'une interface courbée de rayons de courbure principaux  $R_1$  et  $R_2$  induisant une augmentation de son aire.

### Équation de Laplace-Young généralisée

L'équation de Laplace-Young généralisée, pour une surface arbitraire courbée, est ainsi donnée par

$$\Delta P = \gamma \nabla_{\pi} \cdot \tilde{\mathbf{n}} = \gamma \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right). \quad (1.6)$$

La suppression à l'intérieur du liquide est donc due au coût énergétique de la création d'interface de courbure  $\nabla_{\pi} \cdot \tilde{\mathbf{n}}$ , où  $\tilde{\mathbf{n}}$  est le vecteur normal unitaire à la surface de la goutte. Dans le cas d'une goutte sphérique ( $R = R_1 = R_2$ ) où l'énergie de surface est minimale, l'expression se simplifie telle que  $\Delta P = 2\gamma/R$ .

### 1.1.2. Instabilités des fluides superposés

Considérons le cas simple bidimensionnel  $(x, z)$  de deux fluides incompressibles irrotationnels,  $\mathcal{F}_1$  et  $\mathcal{F}_2$ , de profondeurs infinies ( $z \rightarrow \pm\infty$ ) et séparés par une interface plane d'épaisseur nulle soumise au champ gravitationnel terrestre  $\mathbf{g} = -g\mathbf{e}_z$ . Les fluides sont animés d'un mouvement purement unidirectionnel suivant  $x$ . Admettons que  $\mathcal{F}_1$  surplombe  $\mathcal{F}_2$  et que la vitesse et la densité de deux fluides sont différentes. À l'instant  $t = 0_+$ , l'interface subit une perturbation sinusoïdale. En tenant de la tension de surface, la relation de dispersion de l'instabilité de l'interface séparant  $\mathcal{F}_1$  et  $\mathcal{F}_2$  est [65]

$$\omega = k \frac{\rho_2 u_2 + \rho_1 u_1}{\rho_2 + \rho_1} \pm \left[ \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1} gk - \frac{\rho_2 \rho_1 k^2}{(\rho_2 + \rho_1)^2} (u_2 - u_1)^2 + \frac{\gamma k^2}{\rho_2 + \rho_1} \right]^{1/2}, \quad (1.7)$$

où la condition de stabilité est

$$(u_2 - u_1)^2 < \frac{(\rho_2 + \rho_1)(\rho_2 - \rho_1)g}{\rho_2 \rho_1 k} + \frac{\gamma(\rho_2 + \rho_1)}{\rho_2 \rho_1}. \quad (1.8)$$

En l'absence de gravité,  $g = 0$ , la situation est celle d'un écoulement cisailé pur. La relation de

dispersion (1.7) se simplifie [11]

$$\omega = k \frac{\rho_2 u_2 + \rho_1 u_1}{\rho_2 + \rho_1} \pm i \frac{k}{\rho_1 + \rho_2} [\rho_2 \rho_1 (u_2 - u_1)^2 + \gamma (\rho_2 + \rho_1) k^2]^{1/2}. \quad (1.9)$$

On remarque que, pour tout  $k$ , la vitesse de phase  $c$  est toujours constituée d'une partie imaginaire positive, ce qui implique que le système est instable pour toutes les longueurs d'ondes. Ce cas particulier correspond à l'instabilité de Kelvin-Helmholtz.

Si considère à présent que  $u_1 = u_2 = 0$ , alors la relation de dispersion (1.7) se simplifie [14]

$$\omega = \pm \left[ \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1} gk \right]^{1/2}. \quad (1.10)$$

Le cas  $\rho_2 > \rho_1$  implique une onde de stabilité neutre, tandis que le cas contraire  $\rho_2 < \rho_1$  indique que toutes les longueurs d'ondes sont instables. Ce cas particulier correspond à l'instabilité de Rayleigh-Taylor.

### 1.1.2.1. Instabilité de Kelvin-Helmholtz

Deux descriptions phénoménologiques sont traditionnellement proposées pour appréhender les mécanismes sous-jacents à l'instabilité de Kelvin-Helmholtz : l'une basée sur le concept de feuille de vorticité [3], et l'autre sur le théorème de Bernoulli [14]. Il existe une troisième approche, que nous proposons ici, offrant une description élégante de l'instabilité sur la base du principe d'ondes résonnantes et de l'amplification mutuelle. Cette description est plus fréquemment rencontrée dans le cadre des écoulements géophysiques [128]. Considérons une couche de cisaillement linéaire par morceaux et supposons que son bord supérieur subit une déformation ondulatoire, de type sinusoïdal, stationnaire [Fig. 1.4(a)]. On notera cette sinusoïde  $\mathcal{S}_+$ . Le déplacement des particules fluides de l'écoulement, le long de la d  for-

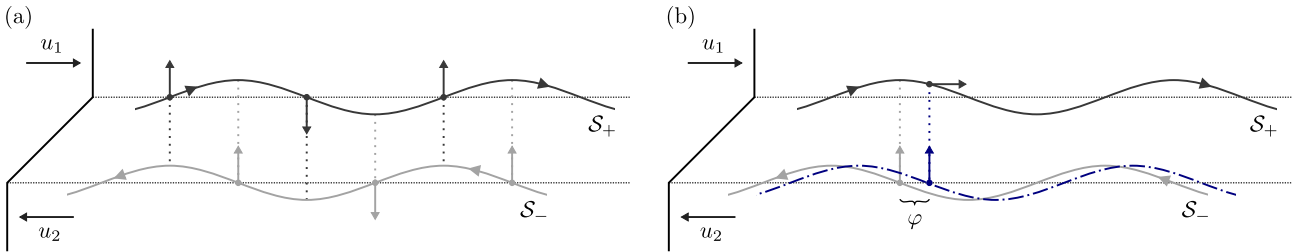


Figure 1.4: Couche de cisaillement linéaire par morceaux. Les bords supérieurs et inférieurs subissent une déformation sinusoïdale notée respectivement  $\mathcal{S}_+$  et  $\mathcal{S}_-$ . (a) Relation de phase optimale pour une amplification mutuelle. Les mouvements verticaux de chacun des deux bords sont alignés avec les pics et les creux des sinusoïdes. (b) Relation de phase suboptimale du fait de la différence de phase  $\varphi$  entre  $\mathcal{S}_+$  et  $\mathcal{S}_-$  (sinusoïde bleue).

mation sinusoïdale, possède une composante horizontale dans le sens des  $x > 0$  (de gauche    droite) et une composante verticale alternative dont l'amplitude est maximale aux noeuds. De même, on considère    présent que le bord inférieur de la couche de cisaillement est déformé en une sinusoïde stationnaire

(notée  $\mathcal{S}_-$ ). La composante horizontale du déplacement des particules fluides se fait alors dans le sens des  $x < 0$  et, comme précédemment, la composante verticale alternative trouve son maximum aux noeuds. Enfin, on suppose que la relation phase entre les deux déformations ondulatoires est telle que les mouvements ascendants et descendants de  $\mathcal{S}_-$  coïncident respectivement avec les pics et les creux de  $\mathcal{S}_+$ , et inversement. Il en résulte une amplification mutuelle à l'origine de la croissance exponentielle des perturbations. En effet, plus la perturbation du bord supérieur de la couche de cisaillement est importante et plus elle amplifie la perturbation du bord inférieur, et inversement. La relation de phase est dite optimale pour l'amplification mutuelle. Supposons maintenant que la sinusoïde  $\mathcal{S}_-$  est légèrement déphasée d'une quantité  $\varphi$  (vers la droite) vis-à-vis de la relation de phase précédemment admise [Fig. 1.4(b)]. Il apparaît alors que les mouvements verticaux de  $\mathcal{S}_-$ , qui ne coïncident plus avec

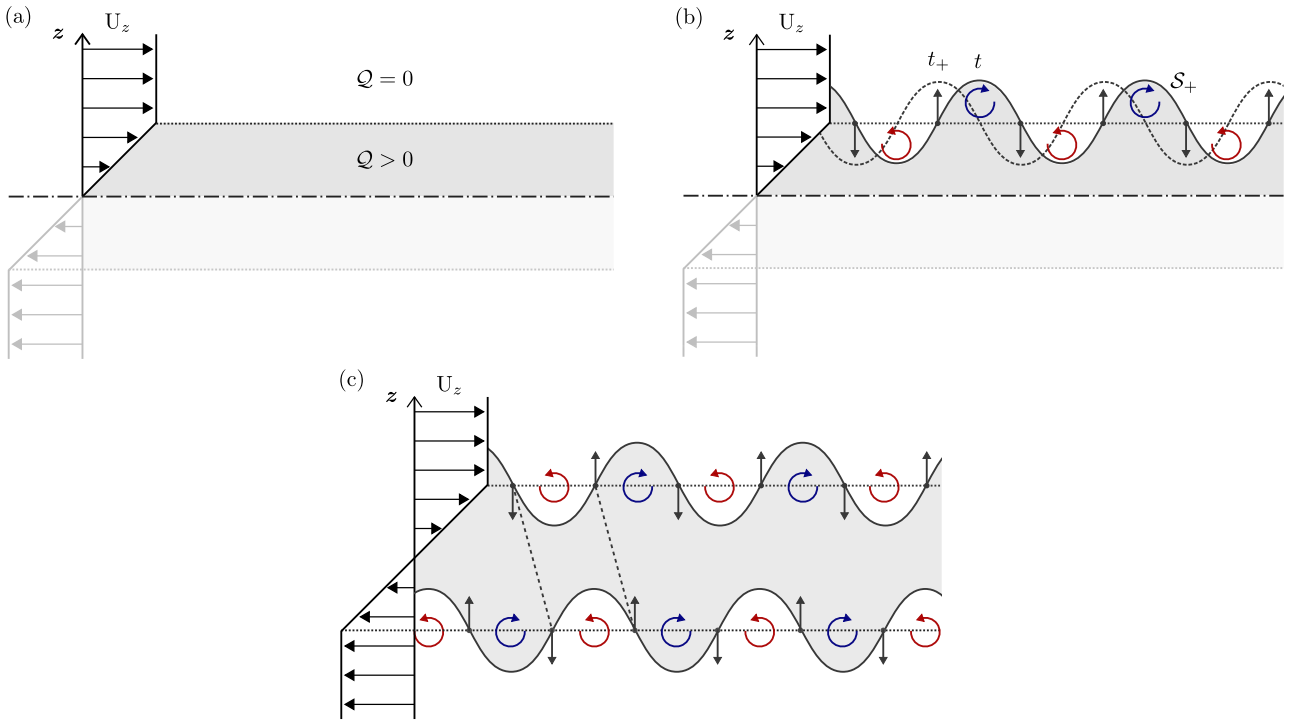


Figure 1.5: Propagation d'une onde de vorticité sur les bords d'une couche de cisaillement. (a) Demi-espace supérieur d'une couche de cisaillement (gris) non perturbée. La vorticité   l'intérieur de la couche est positive, et elle est nulle   l'extérieur. (b) Déformation sinusoïdale du bord supérieur  $\mathcal{S}_+$  et changement de vorticité de part et d'autre de l'interface de vorticité (.....). Les changements positifs de vorticité sont indiqués par des flèches bleues ( $\odot$ ) et les changements négatifs par des flèches rouges ( $\ominus$ ). Déplacement de la sinusoïde  $\mathcal{S}_+$  vers la gauche au cours du temps ( $t \rightarrow t_+$ ). (c) Ondes de vorticité résonnantes sur les bords de la couche de cisaillement. Les lignes de phase (---) reliant les vitesses verticales positives et négatives des deux bords sont inclinées   contresens du cisaillement (critère d'instabilité). Le bord supérieur se décale sur la gauche tandis que le bord inférieur se déplace vers la droite.

les pics et les creux de  $\mathcal{S}_+$ , tendent   décaler la sinusoïde  $\mathcal{S}_+$  sur la droite, contribuant ainsi   réduire le déphasage  $\varphi$  tout en amplifiant  $\mathcal{S}_+$ . Les mouvements verticaux de  $\mathcal{S}_+$  sur  $\mathcal{S}_-$  ont, quant eux, pour effet de décaler  $\mathcal{S}_-$  vers la gauche, ce qui contribue également   réduire la différence de phase  $\varphi$ , en plus

d'amplifier  $\mathcal{S}_-$ . Ainsi pour un déphasage  $\varphi$  (pas trop grand), les sinusoides s'amplifient mutuellement tout en convergeant (spatialement) vers la relation de phase optimale assurant l'amplification mutuelle. La relation de phase, pour un déphasage  $\varphi$ , est dite sub-optimale pour l'amplification mutuelle.

À présent, considérons une couche de cisaillement linéaire par morceaux et intéressons-nous plus particulièrement au demi-espace supérieur [Fig. 1.5(a)]. Le champ de vorticité  $\mathcal{Q}$  est uniforme dans l'écoulement de base non-perturbé. Le champ  $\mathcal{Q}$  est nul   l'extérieur de la couche de cisaillement et positif   l'intérieur. Les vortex dans la couche de cisaillement tournent donc dans le sens horaire. Ainsi, la limite entre  $\mathcal{Q} = 0$  et  $\mathcal{Q} > 0$  est l'altitude de l'interface non perturbée, que l'on appellera interface de vorticité. Considérons maintenant une perturbation impliquant une déformation sinusoidale  $\mathcal{S}_+$  du bord supérieur de la couche de cisaillement et supposons qu'une quantité de fluide (d'une vorticité positive,  $\mathcal{Q} > 0$ ) est véhiculée vers un pic de  $\mathcal{S}_+$ , c'est- -dire au-dessus de l'interface de vorticité où  $\mathcal{Q}$  est initialement nul [Fig. 1.5(b)]. Il se produit ainsi un changement de vorticité positif.   l'inverse, les mouvements descendants (vers les creux de  $\mathcal{S}_+$  et donc sous l'interface de vorticité) impliquent des changements négatifs de vorticité, puisqu'on passe d'une vorticité positive   une vorticité nulle. Ces changements locaux induisent une succession de vortex contrarotatifs. Entre chaque paire de vortex, une région de mouvements verticaux alternatifs est générée, ce qui implique (alternativement) des élevations et des baisses de l'interface  $\mathcal{S}_+$  avec des vitesses verticales maximales obtenues aux noeuds [Fig. 1.5(c)]. Il en résulte un déplacement de  $\mathcal{S}_+$  vers la gauche, c'est- -dire,   contre-courant par rapport   l'écoulement dans le demi-espace supérieur. Ce processus se passe   l'identique sur le bord inférieur de la couche de cisaillement,   l'exception que la sinusoid  inférieure est décalée vers la droite ( galement   contre-courant par rapport   l'écoulement dans le demi-espace inférieur).

L'instabilité, au sens de Kelvin-Helmholtz notamment, est atteinte dès lors qu'il existe un point d'inflexion dans le profil de vitesse de l'écoulement de base (théorème de Rayleigh); que le point d'inflexion correspond au maximum du cisaillement absolu, c'est- -dire,   un maximum de vorticité (théorème de Fj rtoft); que les valeurs propres de la vitesse de phase  $c$  se situent   l'intérieur du cercle de centre  $(u_{max} + u_{min})/2$  et de rayon  $(u_{max} - u_{min})/2$ , dans le plan complexe  $(c_r, c_i)$  (théorème de Howard) et que les lignes de phase entre les bords supérieur et inférieur de la couche de cisaillement sont inclinées   contresens du profil de vitesse de l'écoulement de base.

### 1.1.2.2. Instabilité de Rayleigh-Taylor

Sous sa forme la plus élémentaire, l'instabilité de Rayleigh-Taylor (RTI) se manifeste lorsqu'une interface plane séparant deux liquides, le plus dense surplombant le plus léger, est soumise   un champ d'accélération. L'interface oscille et accélère alternativement en direction des deux fluides et est instable, au sens de Rayleigh-Taylor, lorsque son accélération est orientée vers la phase la plus dense. Considérons deux fluides immiscibles  $\mathcal{F}_1$  et  $\mathcal{F}_2$  de densités différentes ( $\rho_2 > \rho_1$ ), séparés par une interface plane soumise   un champ d'accélération tel que la pesanteur terrestre. Supposons que  $\mathcal{F}_1$  surplombe  $\mathcal{F}_2$ , alors l'énergie potentielle du système est minimale et donc l'ensemble est stable. Invertissons   présent la situation en plaçant le fluide le plus dense au-dessus du fluide le plus léger. Dans cette configuration, le système devient instable, car l'énergie potentielle est plus grande (et donc non minimale). Son équilibre est alors obtenu dans le cas idéal (mais irréaliste) d'une interface parfaitement



plane, à l'instar d'une sphère parfaite positionnée sur la pointe d'une aiguille qui demeure en équilibre tant qu'aucune sollicitation extérieure ne vient la perturber. Cependant, dans le cas où l'interface présente de très fines perturbations, l'équilibre est rompu. Sous l'effet du champ gravitationnel, celles-ci vont être amplifiées par l'instabilité de Rayleigh-Taylor afin de permettre au système de diminuer son énergie potentielle. Ainsi, le fluide le plus lourd va plonger dans le plus léger et inversement, jusqu'à retrouver la configuration stable précédemment discutée. Ce cas peut être généralisé à tout champ d'accélération et tout fluide stratifié dont le gradient de densité est dans la même direction que l'accélération dans le référentiel du laboratoire. Si l'accélération tend à déstabiliser l'interface entre deux fluides, la tension superficielle du liquide a pour effet de la stabiliser. En effet, nous avons déjà vu que la tension superficielle tend à minimiser l'énergie de surface d'un corps en minimisant l'aire de son interface. Ainsi, lorsqu'une interface oscille, la tension de surface contribue à atténuer les perturbations en tentant de converger vers une interface plane dont l'aire est minimale.

Cette dynamique interfaciale peut également être décrite par l'analyse de la force de flottabilité (aussi appelée force nette de gravité) [14] qui est la somme algébrique du poids et de la poussée d'Archimède. Si  $\mathcal{F}_1$  surplombe  $\mathcal{F}_2$ , cette force définie par  $(2\eta/k)(\rho_1 - \rho_2)g$  est négative, ce qui signifie qu'elle tend à ramener l'interface à l'horizontale et donc qu'elle est stabilisante. Son action se conjugue à celle de la tension superficielle (égale à  $-2\gamma\eta k$ ) s'exerçant de part et d'autre des perturbations visant, elle aussi, à aplanir l'interface [Fig. 1.6(a)-(b)]. Ensemble, ces deux forces se comportent comme la force de rappel d'un ressort. Dans le cas contraire où  $\mathcal{F}_2$  surplombe  $\mathcal{F}_1$ , la gravité est déstabilisante et domine les forces de tension superficielle si  $2(\rho_2 - \rho_1)\eta g/k - 2\gamma\eta k > 0$ . Il apparaît alors que l'interface est instable pour des perturbations dont le nombre d'onde est inférieur au nombre d'onde de coupure  $k_c = 1/\sqrt{\gamma/g|\rho_2 - \rho_1|} = 1/l_c$  avec  $l_c$  est la longueur capillaire. Cette condition implique qu'un système composé d'un fluide lourd positionné au-dessus d'un fluide léger est toujours instable (avec ou sans tension de surface) vis-à-vis des grandes longueurs d'onde. En revanche, si la longueur de l'interface est inférieure à la longueur capillaire, alors l'interface est nécessairement stable.

L'instabilité de Rayleigh-Taylor se développe au travers de deux phases successives, l'une linéaire et l'autre non linéaire [Fig. 1.6(c)]. L'instabilité est en régime linéaire tant que l'amplitude de la perturbation  $\zeta$  de l'interface est inférieure à  $\zeta < 0.1\lambda$  où  $\lambda$  est la longueur d'onde de la perturbation. Au-delà, elle entre en phase non linéaire qui se caractérise notamment par une perte de symétrie du profil de perturbation faisant apparaître, dans une dynamique tourbillonnaire, des polypes de Rayleigh-Taylor et des vallées. En l'absence de diffusion visqueuse, la relation de dispersion de l'instabilité est donnée par [101]

$$\omega^2(\rho_1 + \rho_2) - [gk(\rho_1 - \rho_2) + k^3\gamma] = 0, \quad (1.11)$$

où  $\omega$  est le taux de croissance,  $k = 2\pi/\lambda$  le nombre de d'onde avec  $\lambda$  la longueur d'onde, et  $g$  le champ d'accélération. Le temps caractéristique de croissance de l'instabilité, temps à partir duquel l'amplitude de la perturbation varie de façon appréciable, est de l'ordre de grandeur du temps capillaire défini par [14]

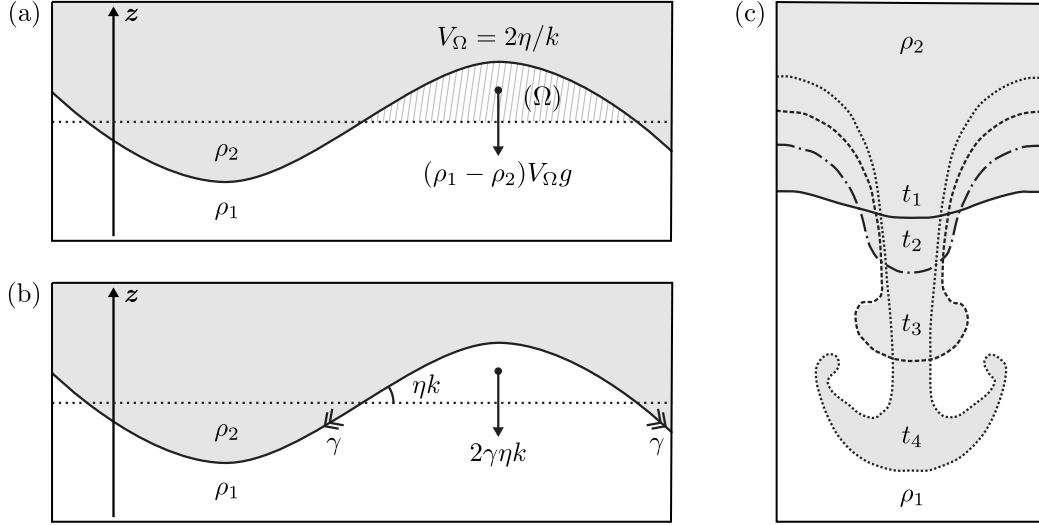


Figure 1.6: Schématisation de l'instabilité de Rayleigh-Taylor. Le fluide  $\mathcal{F}_2$  surplombe le fluide  $\mathcal{F}_1$  moins dense ( $\rho_2 > \rho_1$ ). Le champ d'accélération est tel que  $\mathbf{g} = -g\mathbf{e}_z$ . (a) Force de flottabilité  $(2\eta/k)(\rho_1 - \rho_2)g$  agissant sur une demi-longueur d'onde d'une perturbation de nombre d'onde  $k$  et d'amplitude  $\eta$ .  $V_\Omega$  est le volume du domaine  $(\Omega)$ . La ligne discontinue (.....) symbolise l'interface dans le cas du système stable. (b) Tension interfaciale  $\gamma$  et résultante des forces de tension superficielle  $2\gamma\eta k$ . (c) Développement de l'instabilité de Rayleigh-Taylor en phase linéaire ( $t_1, t_2$ ) et non linéaire ( $t_3, t_4$ ). La structure en forme de champignon observée à  $t_3$  et  $t_4$  est un polype de Rayleigh-Taylor, caractéristique de la phase non linéaire de l'instabilité. Cette phase est suivie d'un régime turbulent (non illustré) qui se manifeste par la perte d'une morphologie cohérente et une rupture topologique de l'onde. Dans certaines conditions, des ondes de Kelvin-Helmholtz peuvent apparaître le long de la colonne portant le polype.

$$\tau_c = \sqrt{l_c/g} = \left( \frac{\gamma}{|\rho_1 - \rho_2|g^3} \right)^{1/4}. \quad (1.12)$$

Dans le cas où  $\mathcal{F}_2$  surplombe  $\mathcal{F}_1$  la relation de dispersion (1.11) admet deux racines complexes qui peuvent s'écrire

$$\tau_c \omega_\pm = \pm i \sqrt{\frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_1 + \rho_2} k l_c (1 - k^2 l_c^2)}. \quad (1.13)$$

Ainsi pour un nombre d'onde tel que  $k l_c > 1$ , les racines sont réelles ce qui implique des ondes de stabilité neutres comme dans le cas du système stable où  $\mathcal{F}_1$  surplombe  $\mathcal{F}_2$ . Pour des nombres d'onde plus faibles, la relation de dispersion (1.11) admet des racines imaginaires pures ( $\omega_-, \omega_+$ ) qui correspondent respectivement à un mode amorti stable et un mode amplifié instable. On note ici que la réversibilité du problème, du fait de l'hypothèse de fluides parfaits, impose l'existence de deux modes opposés, un amorti et un amplifié. La prise en compte des effets visqueux, source d'irréversibilité, permet de limiter le problème au mode amplifié instable. Il apparaît alors que le nombre d'onde tel que  $k l_c = 1$  est un nombre de coupure au-delà duquel les perturbations sont neutres et au-dessous duquel elles

s'amplifient et se déstabilisent au sens de Rayleigh-Taylor. La relation de dispersion de l'instabilité de Rayleigh-Taylor dans le cas visqueux est donnée par [12]

$$1 - \frac{gk}{\omega^2} = -\frac{k^3\gamma}{\omega^2\rho_2} - \frac{4k^2}{\omega}\nu_2 + \frac{4k^3}{\omega^2}\nu_2^2 \left( \sqrt{k^2 + \frac{\omega}{\nu_2}} - k \right). \quad (1.14)$$

### 1.1.3. Instabilité capillaire : Rayleigh-Plateau et *end-pinching*

#### 1.1.3.1. Cas des ligaments infinis.

Puisque la perturbation d'une interface plane tend à augmenter son aire, et donc son énergie de surface, la tension superficielle est souvent un paramètre stabilisant. C'est le cas pour les deux instabilités précédemment discutées. Cependant, ce n'est pas vrai pour une interface cylindrique où, au contraire, la tension de surface est à l'origine de la déstabilisation. En effet, pour un même volume de liquide, l'aire interfaciale  $\mathcal{A}_c$  d'un cylindre liquide infiniment long de rayon  $R$  est plus importante que celle d'un train de gouttes  $\mathcal{A}_g$  de rayon  $r > 3R/2$ . L'aire interfaciale est d'ailleurs d'autant plus faible que les gouttes sont grosses (et donc moins nombreuses). Ainsi, considérant une colonne de liquide de longueur infinie, une perturbation sinusoïdale à sa surface d'une longueur d'onde supérieure à son périmètre conduit nécessairement à sa segmentation [88] en un train de gouttes. C'est l'instabilité de Rayleigh-Plateau. D'un point de vue énergétique, cette instabilité correspond donc à la transition d'une colonne liquide vers un état de moindre énergie interfaciale [14]. D'un point de vue de la dynamique des forces, l'instabilité s'explique par la loi de Laplace. Imaginons un filet d'eau présentant une interface parfaitement cylindrique, de rayon nominal  $R_0$  et s'écoulant dans l'air (suivant l'axe des  $x$ ). Supposons à présent que le filet subit une perturbation se traduisant par une déformation ondulatoire  $\tilde{\mathcal{S}}$  de sa surface libre  $\mathcal{S}_\ell$  autour de l'altitude initiale de  $\mathcal{S}_\ell$  (Fig. 1.7). Aux pics ( $x_p$ ) et aux creux ( $x_c$ ) de  $\tilde{\mathcal{S}}$ , le rayon local du filet d'eau vaut respectivement

$$R(x_p) = \max[R(x)] = R_+ > R_0 \quad \text{et} \quad R(x_c) = \min[R(x)] = R_- < R_0. \quad (1.15)$$

Entre ces deux extrêmes, le rayon est donné par  $R_- \leq R(x) \leq R_+$ . L'oscillation de l'interface conduit donc à la formation de noeuds (en  $x_p$ ) et de strictions (en  $x_c$ ) le long du filet d'eau. La longueur d'onde caractéristique de la perturbation à l'origine de la déformation  $\tilde{\mathcal{S}}$  est grande face au rayon  $R(x)$ , c'est-à-dire,  $dR(x)/dx \ll 1$ . La courbure axiale est donc négligeable face à la courbure radiale [30], ce qui permet d'approximer la courbure totale par  $\kappa = 1/R(x)$ . Ainsi, d'après la loi de Laplace, on trouve que

$$\begin{cases} P_2(x_p) = P_1 + \gamma/R_+ \\ P_2(x_c) = P_1 + \gamma/R_- \\ P_2(x) = P_1 + \gamma/R(x) \end{cases} \implies \begin{cases} P_2(x_p) = \min[P_2(x)] = P_2^- \\ P_2(x_c) = \max[P_2(x)] = P_2^+ \\ P_2^- \leq P_2(x) \leq P_2^+ \end{cases}. \quad (1.16)$$

Le gradient de pression entre  $x_p$  et  $x_c$  induit une accélération du liquide des strictions, où la pression est maximale, vers les noeuds où la pression est minimale. Le fluide constituant les strictions est ainsi advecté vers les noeuds qui gagnent progressivement en amplitude, jusqu'à que le filet d'eau se fragmente (suivant un processus complexe non linéaire [26]), et que les noeuds se transforment en gouttes

filles sphériques.

La description complète de l'instabilité de Rayleigh-Plateau (p. ex., diamètre des gouttes filles, temps caractéristique, fréquence de coupure, etc.) nécessite des développements mathématiques et une analyse de stabilité linéaire qui n'est pas proposée dans ce manuscrit. Néanmoins, les lecteurs intéressés sont invités à lire les articles de Eggers et Villermaux [26] et Galleire et Brun [30] ainsi que les références qui y sont citées.

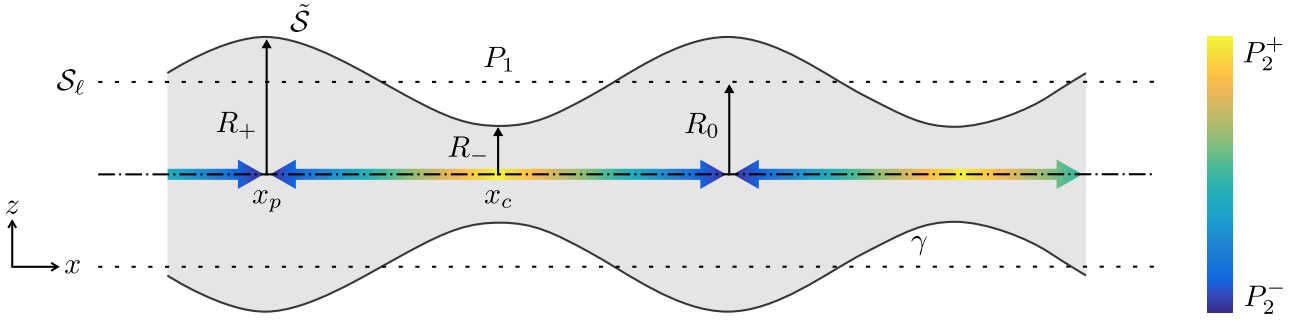


Figure 1.7: Mécanismes physiques à l'origine de l'instabilité Rayleigh-Plateau. Le liquide, initialement cylindrique (---) de rayon  $R_0$  est déstabilisé du fait des gradients de pression imposés par la loi de Laplace (et donc la tension de surface  $\gamma$ ) dans le cas d'une interface courbée. Le cylindre oscille alors en formant des noeuds ( $R_+$ ) et des striction ( $R_-$ ).

### 1.1.3.2. Cas des ligaments finis et semi-finis.

Alors que l'instabilité de Rayleigh-Plateau permet de comprendre, à elle seule, le phénomène de fragmentation d'un ligament cylindrique de longueur infinie en une série de gouttes, elle ne se suffit pas pour décrire le processus de segmentation d'un ligament de longueur finie ou semi-infinie [88]. Considérons

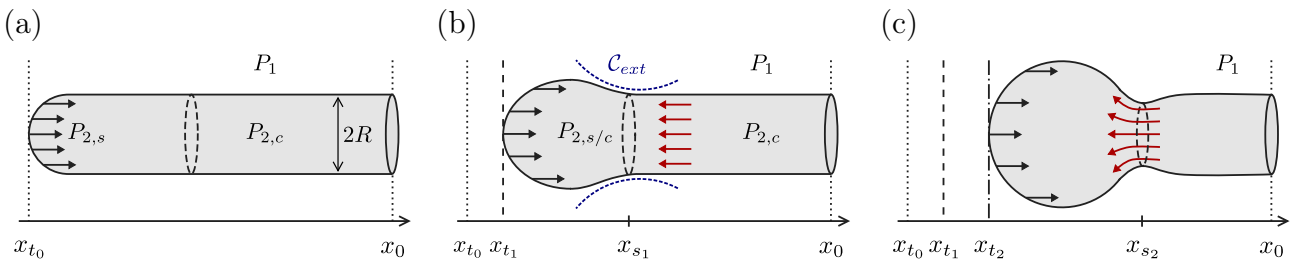


Figure 1.8: Principe du mécanisme de *end-pinching*. (a) Rétraction de l'extrémité libre du ligament. (b) Formation d'une protubérance et augmentation du diamètre de la section transitoire en  $x_{s1}$ . (c) Effet Venturi et formation d'une striction en  $x_{s2}$  qui conduiront, in fine, à la séparation de la protubérance du reste du ligament sous l'effet de l'instabilité de Rayleigh-Plateau et, ainsi, à la formation d'une goutte libre.

un ligament semi-fini [Fig. 1.8(a)]. Loin de l'extrémité libre ( $x \rightarrow +\infty$ ), la surface du ligament est cylin-

drique et ne possède donc qu’une unique courbure principale de rayon  $R$ . D’après la loi de Laplace, la pression à l’intérieur du liquide est donc égale à  $P_{2,c} = \gamma/R$ . Cependant, à l’extrémité libre, l’interface est sphérique. Il existe donc deux courbures principales de rayon  $R$  impliquant localement une pression égale à  $P_{2,s} = 2\gamma/R$ . Cette surpression locale au sein du ligament ne pouvant être équilibrée par la pression inertielle du liquide, il en résulte un recul de l’extrémité libre vers la base du ligament qui se traduit par sa rétraction. En se rétractant, l’extrémité du ligament gagne de la masse liquide et donne ainsi naissance à une protubérance en continuelle croissance [Fig. 1.8(b)]. Aux premiers instants de la rétractation ( $x_{t_0} \rightarrow x_{t_1}$ ), le diamètre de la section (positionnée en  $x_{s_1}$ ) délimitant la protubérance sphérique du reste du ligament encore cylindrique augmente. Cette augmentation locale de diamètre correspond à l’apparition d’une nouvelle courbure  $C_{ext}$  dont le rayon est orienté vers l’extérieur, ce qui implique une diminution de la pression  $P_{2,s/c}$  au voisinage de  $x_{s_1}$ , de sorte que  $P_{2,s/c} < P_{2,c}$ . Il en résulte un gradient de pression à l’origine d’un écoulement de particules fluides de la partie cylindrique vers la protubérance (effet Venturi). Ce refoulement de fluide génère alors une striction (positionnée en  $x_{s_1}$ ) entre la protubérance et le reste du ligament [Fig. 1.8(c)]. Une fois la striction établie, la nouvelle courbure créée induit un nouveau saut de pression à l’interface liquide-gaz qui conduit à la segmentation de la protubérance du reste du ligament sous l’effet de l’instabilité de Rayleigh-Plateau. Ce mécanisme de fragmentation des ligaments fins, ou semi-fins, est connu sous le nom de *end-pinching*. Il est à noter que ce processus de segmentation n’est pas systématique et peut être empêché par des phénomènes d’évitement liés à un lâcher tourbillonnaire à l’intérieur de la protubérance. Pour une compréhension plus approfondie de ce phénomène de segmentation des ligaments fins, le lecteur est invité à lire les travaux de thèse de Gounséti Paré (2015) et les références associées.

## 1.2. Phénoménologie de la fragmentation

Dans cette section, les indices  $(\cdot)_g$  et  $(\cdot)_l$  réfèrent respectivement aux propriétés de l’écoulement gazeux et celles du liquide constituant la goutte, à savoir : la densité  $\rho$ , la vitesse  $u$  et la viscosité dynamique  $\mu$ . La tension de surface de l’eau est notée  $\gamma$ . On appelle  $\theta$  l’angle polaire de la goutte tel que les points de stagnation avant et arrière se situent respectivement en  $\theta = 0$  et  $\theta = \pi$ . On note  $\mathcal{P}_v$ , le pôle supérieur du plan équatorial vertical de la goutte positionné en  $\theta = \pi/2$ .

### 1.2.1. Initiation : déformation primaire

Pour des raisons de clarté, la description des mécanismes de déformation primaire est proposée dans le cas bidimensionnel et est restreinte à l’hémisphère supérieur de la goutte [Fig. 1.9(a)]. Dès l’interaction entre l’onde de choc incidente plane et le point de stagnation avant de la goutte, une onde réfléchie sphérique est initiée (système d’onde primaire). Le domaine défini entre l’onde réfléchie est la surface de la goutte est une région de haute pression, associée au point de stagnation avant [Fig. 1.9(b)]. Lorsque l’onde de choc initiale, évoluant sur la goutte, atteint l’angle critique  $\theta_c$  précédent le plan équatorial vertical de la goutte ( $\theta_c < \pi/2$ ), l’onde réfléchie transite d’une réflexion régulière à une réflexion de Mach. Trois ondes coexistent alors – l’onde de choc initiale, l’onde réfléchie, et le pied de Mach – en donnant lieu à un point triple [Fig. 1.9(c)-(d)]. La convergence du pied de Mach vers l’arrière de la

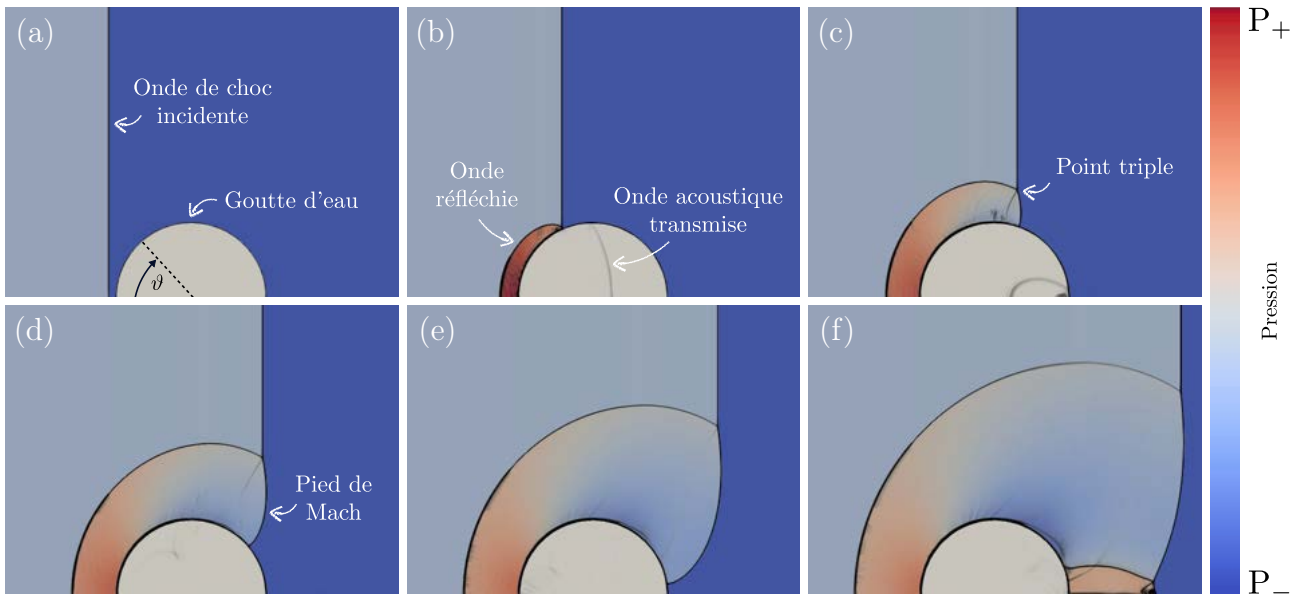


Figure 1.9: Simulation numérique 2D (ECOGEN) de l'interaction d'une goutte d'eau avec une onde de choc plane évoluant à un nombre de Mach de 2. À l'état initial, le gaz environnant la goutte est de l'air à pression atmosphérique. Visualisation de la superposition d'un schlieren numérique et du champ de pression de l'écoulement gazeux. La fonction schlieren  $f_\rho$  calculée est une exponentielle du gradient de densité normalisé négatif,  $f_\rho = \exp(-k|\nabla\rho|/\max|\nabla\rho|)$ , où  $k$  est un paramètre permettant la visualisation simultanée des ondes dans la phase gazeuse et la phase liquide [97, 78].

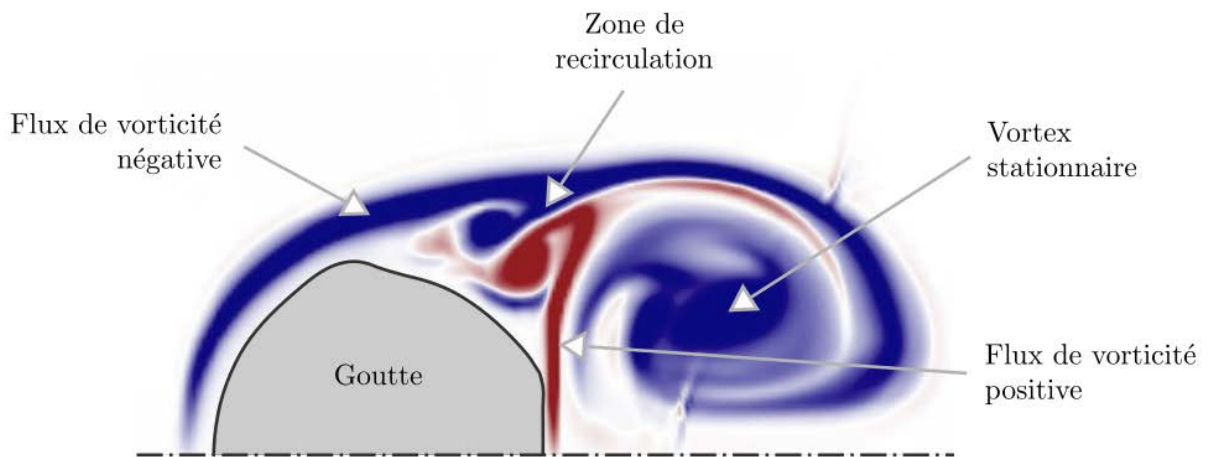


Figure 1.10: Formation d'une zone de recirculation lors du processus de déformation primaire. Champ de vorticité capturé par simulation numérique. Adapté de [78].

goutte [Fig. 1.9(e)] génère un second système d'ondes transverses qui délimite une nouvelle région de haute pression [Fig. 1.9(f)], associée au point de stagnation arrière. La non-uniformité du champ de pression autour de la goutte a pour effet de comprimer la goutte dans la direction de l'écoulement et de l'étirer dans l'axe opposé. Ceci a pour effet de déformer la goutte, initialement sphérique, en une structure lenticulaire. L'expansion transverse de la goutte est renforcée par la traction du liquide au voisinage de  $\mathcal{P}_v$  par l'écoulement incident. Aux effets de cette distribution de pression non uniforme s'ajoutent ceux d'une zone de recirculation (Fig. 1.10) initiée en aval du pôle  $\mathcal{P}_v$  ( $\theta > \pi/2$ ). Au passage de l'onde de choc incidente sur la goutte, de la vorticité (barocline) négative est générée   la surface de la goutte et est transportée en aval par l'écoulement ambiant. Ce flux de vorticité est   l'origine de lâchers de vortex formant un sillage derrière la goutte (allée de tourbillons). Le long de la surface arrière de la goutte, de la vorticité (barocline) positive est également générée. Les vortex dans le sillage de la goutte, tournant dans le sens horaire, permettent   cette vorticité positive de remonter vers le haut de la goutte, perpendiculairement   l'écoulement, avant d'être entraînée par le flux de vorticité négative. L'interaction entre le flux de vorticité positive et le flux de vorticité négative donne naissance   une zone de recirculation composée de vortex contra-rotatifs bloqués par les deux flux et le corps de la goutte. Ces deux vortex ont pour effet d'aplatir la surface de la goutte sur laquelle ils évoluent lui conférant ainsi une forme caractéristique aux allures de *muffin*. Cette zone de recirculation persistant durant tout le processus de déformation primaire contribue également   l'érosion de la goutte (perte de masse liquide, sous la forme d'un brouillard très mince, par arrache aérodynamique).

### 1.2.2. Déformation secondaire et fragmentation

Une fois la déformation primaire achevée, les mécanismes interfaciaux s'activent (instabilités hydrodynamiques) et les perturbations produites   l'interface liquide-gaz conduisent   une nouvelle déformation de la goutte modifiant considérablement sa morphologie. Dans le cas d'une déformation secondaire liée   une instabilité de type Rayleigh-Taylor, la topologie de la goutte déformée est directement liée au nombre d'onde de l'instabilité. Pour de grandes longueurs d'onde, la majorité de la masse liquide constituant la goutte se déforme en un tore régulier massif fermé par un fin film d'eau, alors que pour des longueurs d'onde plus faibles, la goutte prend la forme de structures annulaires plus complexes avec, entre autres, la formation d'une colonne liquide au centre du tore alignée dans la direction de l'écoulement (voir section 1.2.3). Pour ce type de déformation, la fragmentation de la goutte déformée est principalement due   l'amplification des ondes instables couplée aux forces aérodynamiques (perçage du film d'eau), ainsi qu'  sa continuelle expansion radiale (rupture du tore). Dans le cas d'une déformation secondaire liée   des mécanismes de cisaillement comme l'instabilité de Kelvin-Helmholtz, l'évolution morphologique de la goutte est naturellement liée   la vitesse relative. En effet, le taux de cisaillement étant maximale au voisinage des pôles verticaux de la goutte, le taux d'entraînement de la masse liquide dans cette région l'est également. Le liquide aux pôles se déplace donc plus vite que le reste de la goutte, ce qui conduit   sa déformation en une forme de croissant. Au cours du temps, l'entraînement du liquide   l' quateur conduit   la formation de ligaments qui sont étirés par l'écoulement ambiant. Ces ligaments finissent par se fragmenter suivant des mécanismes capillaires de type Rayleigh-Plateau ou *end-pinching*.

### 1.2.3. Modes de fragmentation

En fonction des conditions initiales (p. ex., vitesse de l'écoulement incident, diamètre de la goutte), différents mécanismes de rupture aérodynamiques et hydrodynamiques peuvent se manifester lors d'une expérience de fragmentation, et parfois même s'opposer. Cela conduit à des morphologies de gouttes déformées très disparates, mais pour le moins caractéristiques, ce qui permet de les répertorier et de les classer. Les transitions entre les différentes classes sont quantifiées au moyen des grandeurs adimensionnelles caractérisant l'importance relative entre les différents types de forces mis en jeu dans le processus de fragmentation (p. ex., forces inertielles, capillaires ou encore visqueuses). Depuis les premiers travaux de Taylor en 1949, deux types de classifications ont été établis : l'une morphologique et l'autre phénoménologique.

#### 1.2.3.1. Classification morphologique

Pour de forts rapports de densité et à hauts nombres de Reynolds, Hinze [44] montre théoriquement qu'en fonction du nombre de Weber et du nombre d'Ohnesorge du liquide constituant la goutte, les mécanismes à l'oeuvre dans le processus de fragmentation varient. Les définitions des nombres de Reynolds, Weber et Ohnesorge sont respectivement données par les relations (1.17), (1.18) et (1.19). Il montre notamment que le nombre de Weber critique  $We_c$ , c'est-à-dire le nombre de Weber à partir duquel les forces d'inertie sont suffisantes pour que la fragmentation ait lieu, vaut  $We_c = 10$  pour des liquides fortement visqueux et  $We_c = 6$  pour des liquides faiblement visqueux. Après leurs travaux, de nombreuses études essentiellement expérimentales ont permis d'identifier, au cours de plusieurs expériences de fragmentation variant les nombres de Weber et d'Ohnesorge, des morphologies de gouttes déformées fondamentalement différentes. Suite à ces nombreux travaux, Krzeczowski [64] propose de cartographier les transitions de ces différentes morphologies sur un diagramme  $We-Oh$  créant ainsi une classification des régimes (ou modes) de fragmentation. Un nombre impressionnant d'études visant à affiner nos connaissances de ces différents régimes et l'exactitude de leurs transitions s'en est ainsi suivi comme le montre les articles de synthèse [93, 27, 36, 69]. Aujourd'hui encore, la communauté scientifique continue d'explorer ces régimes comme le montre les articles plus récents de Opfer *et coll.* [87], Kekesi *et coll.* [60, 61] ou encore Jain *et coll.* [50] par exemple. Il existe traditionnellement cinq modes de fragmentation qui sont, dans l'ordre des  $We$  croissants : (1) *vibrational breakup*; (2) *bag breakup*; (3) *multimode breakup* composé de plusieurs sous-régimes à savoir le *bag-and-stamen*, le *multibag* et le *plume-shear*; (4) *sheet-thinning breakup* et (5) *catastrophic breakup*. Les transitions d'un régime à l'autre n'étant pas brutales, mais continues, il est hasardeux de quantifier les transitions, en terme de nombre de Weber, au moyen de valeurs singulières. Il est évidemment d'autant plus difficile pour la communauté scientifique de trouver un consensus sur les valeurs exactes de ces bornes. Néanmoins, la grande quantité de travaux à disposition dans la littérature scientifique permet de se faire une idée relativement fidèle des délimitations de chacun des modes (voir Tableau 1.1).

***Vibrational breakup et goutte oscillante.*** Le mode vibrationnel, connu sous le nom de *vibrational breakup* dans la littérature, est le premier régime de fragmentation que rencontre une goutte dans l'ordre des  $We$  croissants. Il se produit pour des nombres Weber inférieurs à 12. Dès les premiers instants de



## Nombres de Reynolds, Weber et Ohnesorge

Défini en 1883 par Osborne Reynolds, le **nombre de Reynolds (Re)** est le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses du liquide. Il s'agit d'un nombre adimensionnel très populaire en mécanique des fluides du fait de son implication dans les équations de Navier-Stokes adimensionnées. Les processus d'accélération, de déformation et de fragmentation de la goutte sont d'autant plus rapides que le Reynolds est élevé. Il est défini par [105]

$$\text{Re} = \frac{\rho_g u_g d_0}{\mu_g} = \frac{\text{Forces inertielles}}{\text{Forces visqueuses}}. \quad (1.17)$$

Introduit pour la première fois en 1931 par Constantin Weber, le **nombre de Weber (We)** caractérise la propension de la goutte à se fragmenter. Il est défini comme le rapport entre les forces d'inertie induites par l'écoulement incident et les forces de tension superficielle de la goutte. Ces deux contraintes sont aux effets opposés : tandis que les forces aérodynamiques déforment la goutte jusqu'à fragmentation, les forces de tension de surface tendent à maintenir sa cohésion, et donc son intégrité structurale, en diminuant son énergie de surface qui est minimale pour une sphère. Le nombre de Weber est le paramètre principal dans la physique de la fragmentation aérodynamique. Son expression est donnée par [148]

$$\text{We} = \frac{\rho_g (u_g - u_l)^2 d_0}{\gamma} = \frac{\text{Forces inertielles}}{\text{Forces capillaires}}. \quad (1.18)$$

Le **nombre d'Ohnesorge (Oh)**, mis en évidence en 1936 par le physicien allemand Wolfgang von Ohnesorge, met en opposition les forces visqueuses du liquide avec ses forces capillaires et les forces inertielles de l'écoulement gazeux. Son influence sur le processus de fragmentation est imperceptible pour  $\text{Oh} \leq 10^{-1}$ , mais conséquent au-delà. En effet, l'augmentation du nombre d'Ohnesorge tend à atténuer les effets aérodynamiques et donc à diminuer la propension d'une goutte à se fragmenter. À  $\text{Oh} \geq 10^{-1}$  et pour un même nombre de Weber, la goutte est d'autant plus sensible aux forces inertielles que l'Oh est faible. Il est défini par [86]

$$\text{Oh} = \frac{\mu_l}{\sqrt{\rho_l d_0 \gamma}} = \frac{\text{Forces visqueuses}}{\sqrt{\text{Forces capillaires} \times \text{Forces inertielles}}}. \quad (1.19)$$

son interaction avec l'écoulement gazeux incident, la goutte initialement sphérique se déforme en un ellipsoïde oblate (Fig. 1.11). Cette déformation est due à une distribution non uniforme de la pression statique sur la surface de la goutte. En effet, dans le cas d'un fluide parfait, la pression aux points de stagnation avant et arrière de la goutte est plus élevée que la pression en périphérie. Ceci a pour effet de comprimer la goutte dans la direction de l'écoulement et de l'étirer dans l'axe opposé, lui donnant ainsi une structure lenticulaire. Une compétition s'installe alors entre les forces aérodynamiques et la tension de surface qui tend à diminuer l'énergie à l'interface entre la goutte et le milieu ambiant en minimisant l'aire de l'interface, c'est-à-dire la surface de la goutte (minimale dans le cas d'une sphère parfaite). Lorsque l'intensité des forces aérodynamiques ne domine pas celle des forces de tension superficielle, cette compétition conduit à des oscillations de la goutte à des fréquences naturelles dont la stabilité dépend des conditions d'écoulement. Dans le cas d'oscillations stables, la goutte garde sa

	Vibrational	Bag	Bag-and-stamen	Plume and multibag	Sheet-thinning	Catastrophic
Giffen et Muraszew (1953)	12-16	16-45	45-100	–	100-1000	>1000
Krzeczkowski (1980)	–	10-18	18-30	30-63	>63	–
Pilch et Erdman (1987)	<12	12-50	50-100	–	100-350	>350
Hsiang et Faeth (1992)	<13	13-35	35-80	–	>80	–
Gelfand (1996)	–	10-40	–	–	40-1000	>1000
Dai et Faeth (2001)	–	13-18	18-40	40-80	–	–
Guildenbecher <i>et coll.</i> (2009)	<11	11-35	35-80	–	80-350	>350
Jain <i>et coll.</i> (2015)	<12	12-24	24-45	45-85	85-120	–

Table 1.1: Revue bibliographique des différentes classifications des régimes de fragmentation en fonction du nombre de Weber.

cohésion sans jamais atteindre la rupture. Dans le cas contraire, l’amplitude des oscillations s’accroît jusqu’à rupture de la goutte. Il en résulte de larges fragments, en faible nombre, dont la grandeur caractéristique est de l’ordre de grandeur de celle de la goutte initiale.



Figure 1.11: Fragmentation d’une goutte liquide en régime *vibrational breakup* ( $We \approx 12$ ).

**Bag breakup.** Le processus de fragmentation du mode *bag breakup* se compose de quatre étapes clefs (Fig. 1.12) : (a) déformation de la goutte, (b) formation d’un tore et d’une poche, (c) rupture de la poche et (d) fragmentation du tore. Comme pour le régime de fragmentation précédemment décrit, la goutte est d’abord sujette à une compression axiale et une expansion transverse due fait de la non-uniformité de la distribution de pression statique sur la goutte. Du fait des zones de recirculation situées entre les pôles de la goutte et le plan équatorial [78], la goutte ne prend non pas la forme d’un ellipsoïde oblate comme c’est le cas dans le mode vibrationnel, mais plutôt celle d’un *muffin* qui se caractérise par une face amont sphérique, une face aval plane et un corps conique. La goutte étant continuellement aplatie du fait de l’écoulement incident, elle finit par prendre la forme d’un disque composé d’un anneau torique en périphérie et d’un film d’eau attaché à l’anneau, comme une toile

tendue sur un cadre. Le flux d'air va alors gonfler le film d'eau dans l'axe de l'écoulement, comme on souffle une bulle, et créer une poche. C'est de cette structure caractéristique en forme de sac que le mode de fragmentation en question doit son nom, *bag breakup*. D'un point de vue mécanisme physique, la formation de la poche est due à l'instabilité de Rayleigh-Taylor qui s'initie dès que le diamètre de la goutte déformée devient plus grand que la longueur d'onde critique de cette instabilité, ce qui se produit après que la goutte ait environ parcouru trois fois son diamètre initial [49]. Le champ de pression autour du point de stagnation avant et dans le sillage de la goutte conduit à l'expansion radiale du tore périphérique et de cette poche perpétuellement gonflée. La littérature estime que le tore contient 60% à 80% de la quantité d'eau initiale [84, 18]. Le film d'eau constituant le sac, quant à lui très mince, est le premier à se fragmenter en donnant naissance à une multitude de petites gouttes filles. Le tore restant continue ensuite son expansion radiale jusqu'à devenir instable, au sens de Rayleigh-Taylor, du fait de son accélération axiale. L'interface instable du tore oscille alors en formant des noeuds dont le nombre correspond au rapport de la longueur de l'anneau sur la longueur d'onde du mode le plus instable [106]. Typiquement, le nombre de noeuds rencontré dans le régime *bag breakup* est compris entre un et quatre. L'amplitude des oscillations croît jusqu'à atteindre la rupture de l'anneau. Les noeuds formés deviennent alors de larges gouttes filles et les éventuels segments de tore restants finissent par se fragmenter sous l'effet de l'instabilité de Rayleigh-Plateau. Les gouttes filles issues de la rupture du tore ont un diamètre d'au plus 30% celui de la goutte mère, contre 4% en ce qui concerne les fragments issus de la rupture du film mince de la poche [18]. Le *bag breakup* mode se caractérise par une distribution en taille de goutte fille bimodale.

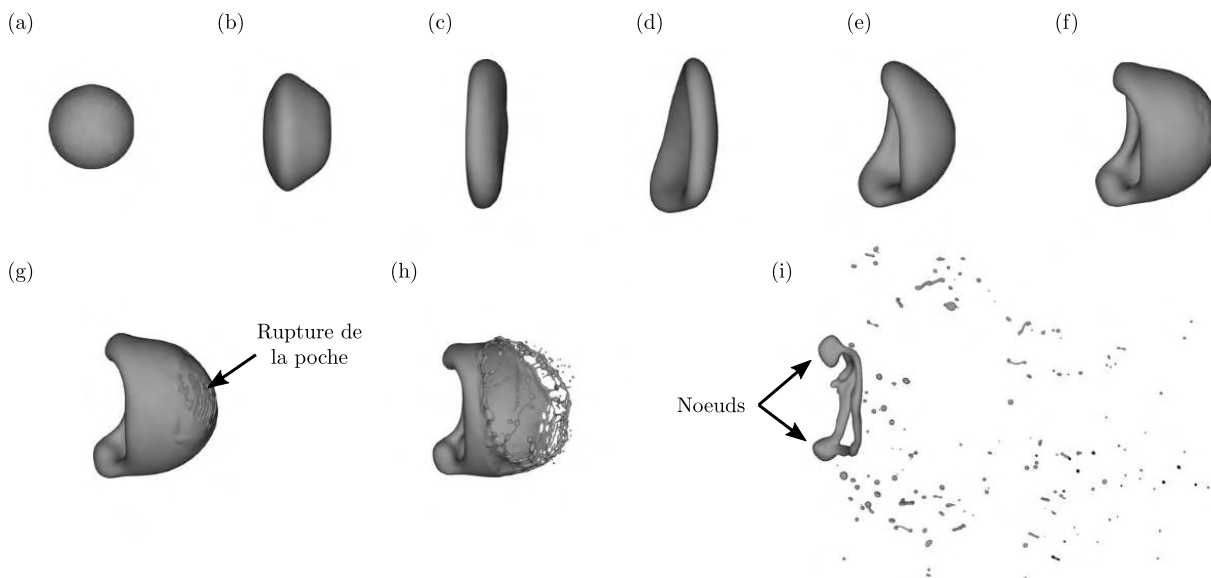


Figure 1.12: Fragmentation d'une goutte liquide en régime *bag breakup* ( $We=20$ ). Les temps adimensionnés ( $t/t_r$ ) sont : (a) 0.00, (b) 0.45, (c) 0.90, (d) 1.79, (e) 2.24, (f) 2.50, (g) 2.54, (h) 2.60 et (i) 3.40. L'expression du temps  $t_r$ , explicitée plus tard, est donnée par la relation (1.20). L'écoulement va de gauche à droite. Adapté de [49].

**Multimode breakup.** Ce régime *multimode* peut être décomposé en plusieurs sous-régimes de fragmentation dont le premier est le mode *bag-and-stamen* [93], également connu sous le nom de *bag-plume* [22]. Comme dans le cas du régime *bag breakup*, la fragmentation en régime *bag-and-stamen* (Fig. 1.13) commence avec la déformation et l’aplatissement de la goutte dont la forme transite progressivement d’une sphère à un *muffin*, puis à un disque. Un anneau se forme à la périphérie du disque en servant de support à un mince film d’eau. L’ensemble est en constante expansion radiale. Le film d’eau central est axialement soufflé par l’écoulement gazeux incident, mais à la différence du mode précédemment discuté, une bosse croît à contre-courant sur la face amont de la poche. Au cours du temps, cette bosse s’amplifie jusqu’à former une tige cylindrique. La ressemblance notable entre une fleur épanouie et son étamine avec la poche et sa tige centrale est à l’origine de l’appellation *bag-and-stamen*. La formation de l’étamine est due au développement d’une crête d’onde de l’instabilité de Rayleigh-Taylor [154]. La croissance de l’étamine se fait en deux étapes : d’abord les perturbations de l’interface instable suivent une croissance exponentielle jusqu’à former une protubérance prononcée (l’étamine) qui va ensuite se développer individuellement et indépendamment de l’interface. L’épaisseur de l’étamine est environ la même que celle du tore en périphérie de la goutte. Comme précédemment, des noeuds se développent sur le pourtour de l’anneau. Un noeud additionnel, plus volumineux, se forme également à l’extrémité de l’étamine. Le film d’eau constituant la poche se brise en premier, puis l’anneau et enfin l’étamine. Suivant un processus analogue au *end-pinching* [88], les noeuds deviennent des gouttes filles. Le second sous-régime qui compose la classe *multimode* est le mode *multibag* (Fig. 1.14). Sur

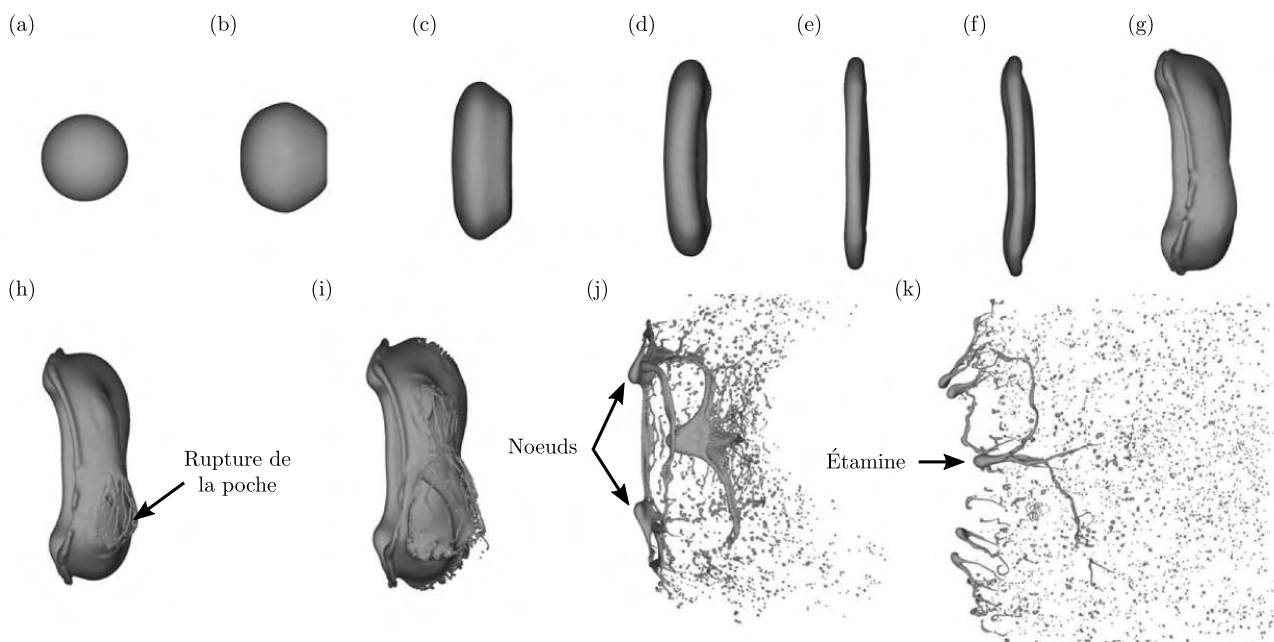


Figure 1.13: Fragmentation d’une goutte liquide en régime *bag-and-stamen breakup* ( $We=40$ ). Les temps adimensionnés ( $t/t_r$ ) sont : (a) 0.00, (b) 0.25, (c) 0.63, (d) 0.89, (e) 1.33, (f) 1.52, (g) 1.90, (h) 1.96, (i) 2.03, (j) 2.22 et (k) 2.75. L’écoulement va de gauche à droite. Adapté de [49].

le principe, il est sensiblement identique au régime *bag-breakup* sauf qu’au lieu de former une unique

poche centrale, plusieurs poches (aussi appelées lobes) se forment sur le film d'eau. Le nombre de poche est conditionné par le diamètre transverse de la goutte déformée  $d_\epsilon$  (lorsqu'elle a atteint sa forme de disque) et vaut  $d_\epsilon/\lambda_{max}$  où  $\lambda_{max}$  est la longueur d'onde la plus instable au sens de Rayleigh-Taylor. Enfin, le dernier sous-régime *plume-shear* est quant à lui un mode transitoire entre le sous-régime *bag-and-stamen* et le régime supérieur *sheet-thinning*. À la suite de la déformation initiale de la goutte, seule une étamine centrale apparaît (pas de formation d'anneau et de poche) qui est ensuite étirée et entraînée par l'écoulement. La fragmentation se produit par l'arrachage de petites gouttes de l'étamine suivant un processus tout à fait similaire au *sheet-thinning* dont nous allons à présent discuter.

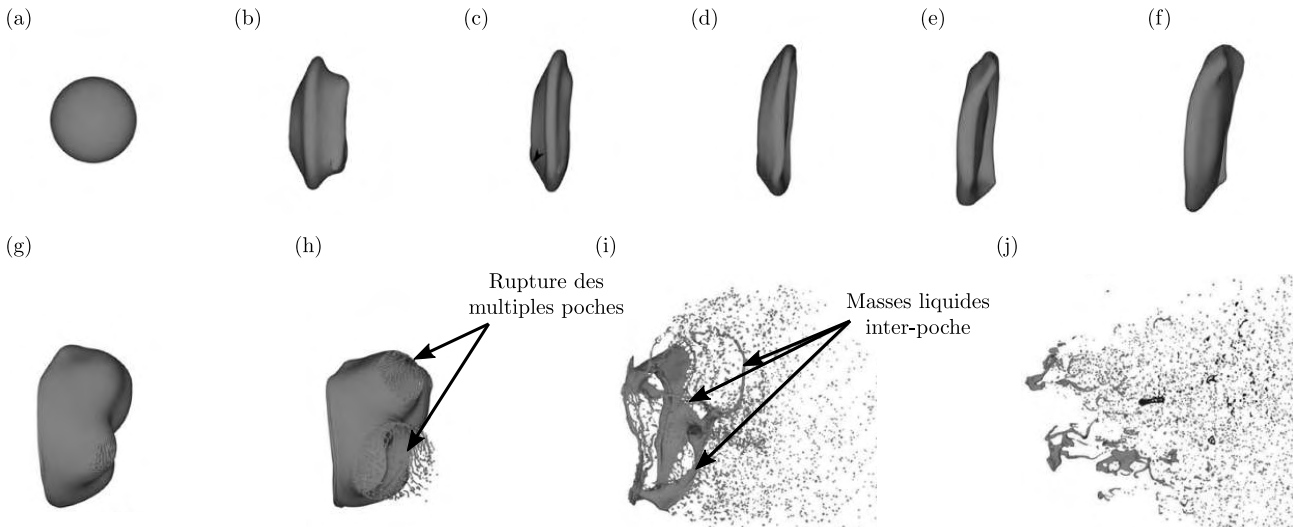


Figure 1.14: Fragmentation d'une goutte liquide en régime *multibag breakup* ( $We=80$ ). Les temps adimensionnés ( $t/t_r$ ) sont : (a) 0.00, (b) 0.54, (c) 0.71, (d) 0.89, (e) 1.20, (f) 1.38, (g) 1.65, (h) 1.74, (i) 1.96 et (j) 2.77. L'écoulement va de gauche à droite. Adapté de [49].

**Sheet-thinning breakup.** Le mode de fragmentation *sheet-thinning* se distingue fondamentalement des régimes précédents du fait de la prédominance des forces aérodynamiques et de l'importante vitesse relative initiale à l'origine d'un phénomène de cisaillement (Fig. 1.15). Comme pour les modes de fragmentation inférieurs, la goutte initialement sphérique commence par se déformer en convergant vers une forme de disque. Puis, du fait des forces aérodynamiques qui dominent l'effet de cohésion de la tension de surface, les bords de la goutte sont entraînés par l'écoulement incident, formant ainsi un mince film d'eau cylindrique entourant le corps de la goutte. On voit alors apparaître une poche inversée. Le mince film d'eau devient ensuite instable, au sens de Rayleigh-Taylor, et finit par perdre son intégrité structurelle en se fragmentant en plusieurs ligaments. Ces ligaments sont alors étirés par l'écoulement et de petites gouttes sont formées par pincement (sous l'effet du mécanisme de *end-pinching*) à l'extrémité libre des ligaments. Cette dynamique ligamentaire se reproduit jusqu'à ce que la goutte soit totalement fragmentée, ou bien, jusqu'à ce qu'elle soit suffisamment accélérée de sorte que les forces aérodynamiques ne soient plus dominantes. Auquel cas, le corps résiduel de la goutte, dont la dimension caractéristique a nettement diminué, subit une fragmentation aérodynamique suivant un

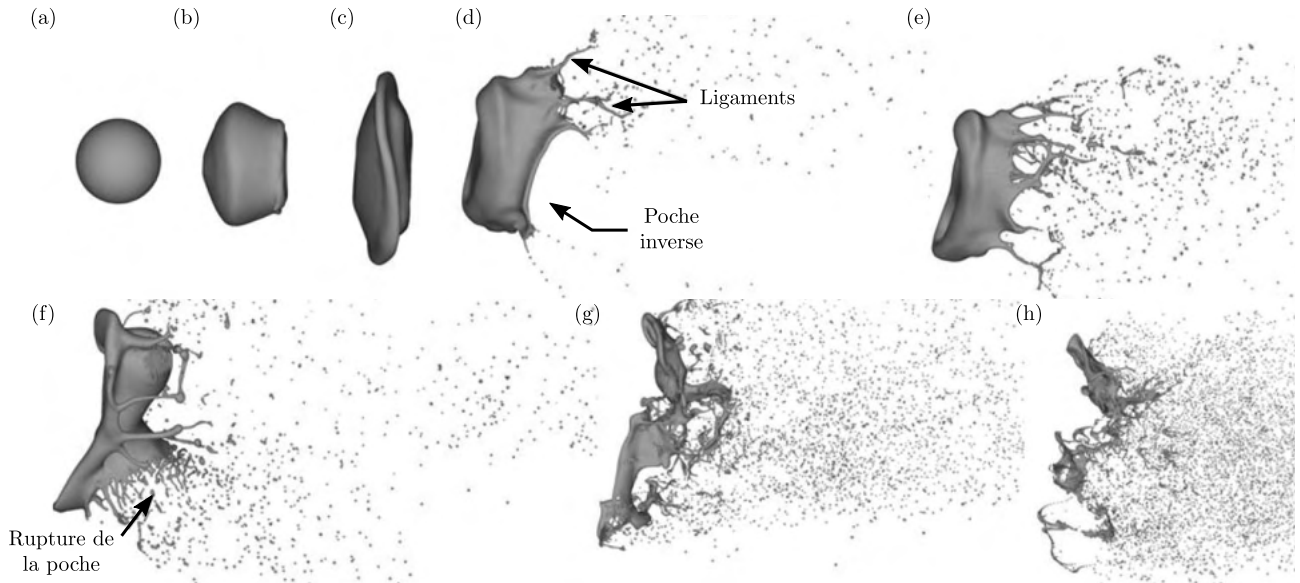


Figure 1.15: Fragmentation d'une goutte liquide en régime *sheet-thinning breakup* ( $We=120$ ). Les temps adimensionnés ( $t/t_r$ ) sont : (a) 0.00, (b) 0.33, (c) 0.66, (d) 1.21, (e) 1.43, (f) 1.81, (g) 2.23 et (h) 2.53. L'écoulement va de gauche à droite. Adapté de [49].

des modes inférieurs précédemment discutés. A l'origine, ce régime de fragmentation proposé par Liu et Reitz [73] était connu sous le nom de *shear-stripping* à la suite des travaux de Ranger et Nicholls [98] qui suggèrent que les forces de cisaillement induites par l'écoulement ambiant résultent en la formation d'une couche limite à l'intérieur et à l'extérieur de la goutte. En supposant que la goutte reste sphérique, la couche limite devient alors instable à l'équateur et est épluchée par l'écoulement incident. Dans leur étude, Ranger et Nicholls [98] proposent une expression de la perte de masse par épluchage (appelée *boundary layer stripping theory*) et montrent la dépendance du taux de perte de masse au nombre de Reynolds. Cette dépendance est réfutée par Liu et Reitz [73] qui prouvent expérimentalement, pour des nombres de Weber similaires à ceux de Ranger et Nicholls [98] mais pour des Reynolds différents, que les mécanismes de fragmentation ne diffèrent en aucune façon.

**Catastrophic breakup.** L'ultime mode de fragmentation qu'une goutte peut expérimenter est le mode *catastrophic*. Il s'agit d'un régime fortement controversé qui divise activement la communauté depuis les travaux de Joseph *et coll.* [56] et l'article critique de Theofanous et Li [134]. Il est assez compliqué de décrire étape par étape le processus de fragmentation en mode *catastrophic* du fait des conditions aérodynamiques extrêmes impliquant des échelles de temps et d'espace submillimétriques (voire submicrométriques) qui surpassent, encore aujourd'hui, la plupart des diagnostics expérimentaux et numériques opérationnels. Dans le cas d'une accélération soudaine, le processus de fragmentation habituellement basé sur la déformation continue de la goutte jusqu'à rupture, peut être accompagné par le développement d'ondes de surface instables suivant une croissance exponentielle. Les effets d'une telle accélération ont été étudiés pour la première fois par Simpkins et Bales [126] où le nombre de Bond est utilisé pour caractériser l'apparition de ces ondes de surface. Ils montrent notamment

que pour des vitesses d'écoulement supérieures à celles engagées dans le *sheet-thinning breakup*, le processus de déformation continue n'a pas le temps de s'établir, car l'accélération est telle que le développement et l'amplification des ondes de surface instables (sur la face avant de la goutte) pénètrent et transpercent la goutte en formant de larges fragments. Ainsi, ils proposent un régime terminal, supérieur au *sheet-thinning breakup*, aujourd'hui connu sous le nom de *catastrophic breakup*. Ce régime avait été observé auparavant par Reinecke et Waldman [103] lors d'expériences d'interaction entre une goutte et une onde de choc en régime super- et hypersoniques, dans le cadre de travaux sur les rentrées atmosphériques. Joseph *et coll.* [56] ont attribué ces ondes, de large amplitude et de grande longueur d'onde, à l'existence de l'instabilité de Rayleigh-Taylor au point de stagnation avant de la goutte. Malgré une étude analytique encourageante sur le développement de l'instabilité de Rayleigh-Taylor, soutenue par une imagerie expérimentale intégrée, les travaux de Joseph *et coll.* [56] sont fortement contestés par Theofanous et Li [134] qui démontrent expérimentalement, et avec une résolution sans précédent, l'absence totale d'onde de surface (de type Rayleigh-Taylor) au voisinage du point d'arrêt. Les travaux de Theofanous et Li [134] remettent en cause un grand nombre d'études portant sur le régime *catastrophic* et plus encore, suggèrent son inexistence.

### 1.2.3.2. Classification phénoménologique

Précédemment, différents modes de fragmentation ont été présentés en décrivant l'évolution morphologique de la goutte et les mécanismes associés. Cependant, alors que ces modes existent depuis plus de cinquante ans, ce n'est que très récemment, entre les années 2000 et 2010, que l'implication de l'instabilité de Rayleigh-Taylor dans le processus de fragmentation, et notamment dans la formation de poche, a été mise en avant. En effet, près d'un demi-siècle après les travaux de Hinze, Theofanous *et coll.* repensent la physique de la fragmentation aérodynamique et l'envisagent, non plus comme un problème d'aérodynamique appliqué, mais comme une étude fondamentale de la dynamique des interfaces. Ils s'intéressent notamment au développement des instabilités de Rayleigh-Taylor et Kelvin-Helmholtz à l'interface liquide-gaz pour expliquer les diverses morphologies observées et définissent, à la suite d'une longue série d'études [135, 136, 134, 133, 138, 137, 81], deux régimes de fragmentation fondamentaux : le *Rayleigh-Taylor Piercing* (RTP) et le *Shear-Induced Entrainment* (SIE). Le régime RTP englobe les modes de fragmentation associés à des mécanismes aux grandes longueurs d'onde. La goutte se fragmente suivant un mécanisme de perçage lié à l'action combinée des forces aérodynamiques et du développement d'ondes instables de type Rayleigh-Taylor sur le front de goutte exposé à l'écoulement incident. Ce régime est une généralisation des modes *bag breakup* et *multimode breakup* (Fig. 1.16). Le régime de fragmentation SIE est, quant à lui, une extension du mode *sheet-thinning breakup*. Il regroupe les régimes de fragmentation liés à des mécanismes aux petites longueurs d'ondes comme les instabilités entre deux fluides parallèles. Theofanous décrit ce régime comme étant une combinaison de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz, d'un mouvement radial induit par cisaillement visqueux, et de mécanismes de fragmentation capillaire de nappes d'eau et de ligaments. Ensemble, ces mécanismes conduisent au *peeling* de la goutte (érosion aérodynamique), c'est-à-dire à l'arrache de petites gouttes filles de la goutte mère. Dans cette nouvelle classification RTP-SIE des régimes de fragmentation, le SIE est un mode terminal. En effet, sur la base d'imagerie haute résolution, Theofanous et Li [134]

démontrent la totale inexistence du mode *catastrophic* comme décrit par Reinecke et Waldman [103] et Joseph *et coll.* [56] plusieurs années auparavant. La transition physique entre les deux régimes est donnée par  $\lambda_m/d_0 < 0.2$ , où  $\lambda_m$  est la longueur d'onde associée au mode le plus amplifié de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz et  $d_0$  est le diamètre initial de la goutte [138]. Cette transition étant continue, il existe un domaine transitoire où les mécanismes liés aux petites et aux grandes longueurs sont simultanément à l'oeuvre. Une des caractéristiques majeures de cette compétition est notamment l'amortissement des ondes de Rayleigh-Taylor par celles de Kelvin-Helmholtz au voisinage du point de stagnation avant de la goutte qui résulte en un front de goutte parfaitement lisse [81].

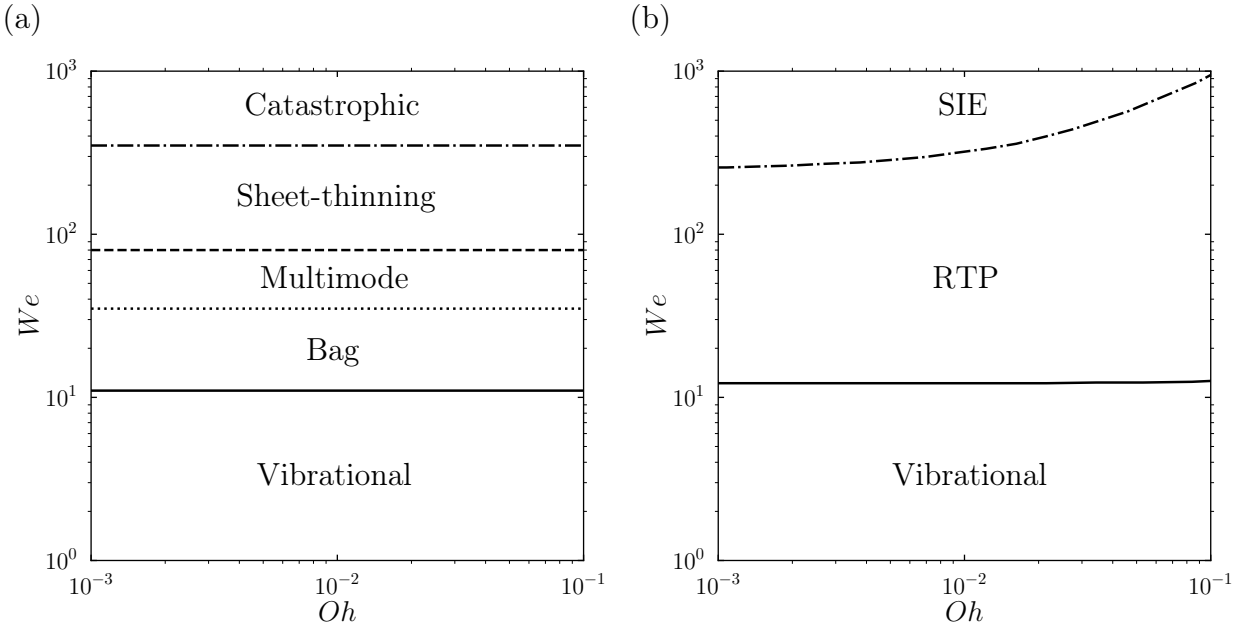


Figure 1.16: Diagramme  $We - Oh$  des modes de fragmentation de la classification morphologique (a) et de la classification phénoménologique (b) proposée par Theofanous *et coll.* [138], pour de faibles nombres d'Ohnesorge ( $Oh < 0.1$ ).

## 1.3. Caractéristiques du processus de fragmentation

### 1.3.1. Temps caractéristiques

La fragmentation aérodynamique se déroule donc en deux étapes clefs : l'étape d'initiation avec la déformation primaire de la goutte et l'étape de fragmentation incluant le processus de déformation secondaire. Il existe donc deux temps caractéristiques de la fragmentation, à savoir : le temps d'initiation  $t_{ini}$  qui correspond à la durée nécessaire pour déformer la goutte en un disque, et le temps final  $t_{tot}$  qui caractérise la durée totale du processus, de l'initiation à la fragmentation. Ces temps sont traditionnellement dimensionnés à partir du temps caractéristique de transport d'une goutte  $t_r$ , dont l'expression est donnée par relation (1.20), de sorte que  $T_{ini} = t_{ini}/t_r$  et  $T_{tot} = t_{tot}/t_r$ . Pilch et Erdman [93] définissent  $T_{ini}$  comme étant le temps auquel apparaissent les premiers signes de la déformation secondaire,



### Temps caractéristique de transport - $t_r$

Généralement, le temps caractéristique de transport d'une goutte  $t_r$ , introduit pour la première fois par Ranger et Nicholls (1969) et Simpkins et Bales (1972), est utilisé pour adimensionner le temps physique. L'équation de la quantité de mouvement adimensionnée d'une goutte sphérique de masse constante et accélérée par un écoulement gazeux axial permet d'écrire l'égalité suivante

$$\bar{x} = \frac{x}{d} = \frac{3}{8} C_d \tilde{t}^2 \quad \text{avec} \quad \tilde{t} = \frac{t}{t_r} = t \frac{|u_g - u_l|}{d_0} \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_l}}, \quad (1.20)$$

où  $\bar{x} = x/d_0$  avec  $x$  le déplacement de la goutte adimensionné et  $C_d$  son coefficient de traînée. Le temps adimensionné  $\tilde{t}$  est le rapport du temps physique  $t$  avec le temps caractéristique de transport d'une goutte  $t_r$ . Bien que très largement utilisé dans les études sur la fragmentation aérodynamique, ce temps caractéristique n'est pas toujours le plus pertinent [98]. Différentes alternatives sont proposées dans la littérature [36] comme la période d'oscillation d'une goutte [43, 122] ou encore le temps de relaxation visqueuse [27].

comme par exemple, la naissance de la poche dans le mode *bag breakup*. De nombreux efforts de recherche ont été réalisés (p. ex., [32, 93, 27]) afin de proposer une corrélation empirique décrivant la dépendance du  $T_{ini}$  au nombre de Ohnesorge et/ou de Weber (voir Table. 1.2), sans qu'aucun consensus n'ait véritablement été trouvé (en particulier pour  $Oh > 2$ ). Cependant, pour les nombres d'Ohnesorge faibles ( $Oh < 0.1$ ), à l'étude dans le cadre de ces travaux de thèse, les différentes corrélations existantes s'accordent à évaluer le temps d'initiation à  $T_{ini} \approx 1.5$ . Tandis que les trois corrélations proposées dans la Table. 1.2 sont comparables pour  $We \approx We_c$ , seules celles de Pilch et Erdman [93] et Hsiang et Faeth [46] le sont pour  $We \gg We_c$ . La relation donnée par Pilch et Erdman [93] étant dépendante du nombre de Weber, elle permet de tenir compte du changement de régime. Ce qui n'est pas le cas de la corrélation suggérée par Hsiang et Faeth [46] qui décrit une variation plus globale de  $T_{ini}$  et donc a fortiori, moins précise.

	Corrélation	Conditions
Gel'Fand <i>et coll.</i> (1973)	$T_{ini} = 1.4/(1 + 1.5Oh^{0.74})$	$We \approx We_c$ $Oh < 4.0$
Pilch et Erdman (1987)	$T_{ini} = 1.9(We - We_c)^{-0.25}(1 + 2.2Oh^{1.6})$	$We < 10^4$ $Oh < 1.5$
Hsiang et Faeth (1992)	$T_{ini} = 1.6/(1 - Oh/7)$	$We < 10^3$ $Oh < 3.5$

Table 1.2: Estimation du temps d'initiation  $T_{ini}$  et dépendance aux nombres d'Ohnesorge et de Weber.

Pilch et Erdman (1987) estiment que le processus de fragmentation est terminé lorsque les masses liquides ne se divisent plus et que leurs dimensions sont stables. C'est à partir de ce critère qu'ils établissent, pour des  $Oh < 0.1$ , une série de corrélations entre le temps final  $T_{tot}$  de fragmentation et le nombre de Weber, pour différents intervalles de  $We$  (voir Table. 6.2). Il apparaît que les bornes

des intervalles correspondent sensiblement aux valeurs des transitions entre les différents régimes de fragmentation (suivant la classification morphologique), ce qui conforte l’hypothèse d’une physique propre (et distincte) à chacun des modes et encourage la catégorisation des régimes de fragmentation suivant la classification morphologique, originellement proposée. On retiendra également que le temps final de fragmentation, pour les gouttes faiblement visqueuses, est d’environ 5.5. Dans le cas de gouttes visqueuses et pour  $We < 10^3$  et  $Oh < 3.5$ , Hsiang et Faeth [46] caractérisent la dépendance de  $T_{tot}$  au nombre d’Ohnesorge et déterminent la relation suivante,  $T_{tot} = 5/(1 - Oh/7)^{-1/4}$ . Il est à noter que la définition du temps final de fragmentation n’est pas universelle. Elle s’adapte notamment à la physique étudiée. Typiquement, en abordant la fragmentation comme un problème fondamental de la dynamique des interfaces et en se concentrant principalement sur l’étude des instabilités, Theofanous *et coll.* [138] proposent une toute autre définition de  $T_{tot}$ . Pour le mode RTP, le temps final de fragmentation est caractérisé par la perte totale de cohérence de la goutte, c’est-à-dire, une fois le mécanisme de perçage terminé. Pour le mode SIE,  $T_{tot}$  correspond à l’instant où la totalité du corps de la goutte est atomisée par le processus d’entraînement. Dans les deux cas, le temps  $T_{tot}$  défini par Theofanous *et coll.* [138] est naturellement plus court que ceux précédemment discutés puisqu’il ne tient pas compte de la fragmentation des gouttes filles produites.

Corrélation	Conditions
$T_{tot} = 6(We - 12)^{-1/4}$	$12 < We < 18$
$T_{tot} = 2.45(We - 12)^{-1/4}$	$18 < We < 45$
$T_{tot} = 14.1(We - 12)^{-1/4}$	$45 < We < 351$
$T_{tot} = 0.766(We - 12)^{-1/4}$	$351 < We < 2670$
$T_{tot} = 5.5$	$2670 < We < 10^5$

Table 1.3: Dépendance du temps final  $T_{tot}$  au nombre de Weber ( $Oh < 0.1$ ) [93].

### 1.3.2. Distribution des tailles de fragments

La détermination de la distribution des tailles des gouttes filles, produites lors du processus de fragmentation, est l’une des informations les plus convoitées (car, dans l’industrie aéronautique par exemple, elle conditionne la performance des moteurs d’avion) mais aussi des plus compliquées à obtenir. En effet, parmi les diagnostics les plus couramment employés pour mesurer cette distribution, on retrouve l’holographie et l’anémométrie à phase doppler (PDA). La première méthode, complexe dans sa mise en oeuvre, est limitée en termes de précision de mesure. De plus, l’analyse des résultats obtenus est particulièrement compliquée. La seconde méthode, la PDA, est plus confortable et plus juste, mais difficile à appliquer dans le cadre d’essais sur tube à choc du fait des faibles volumes de mesure qu’offre une telle installation [36]. Comme pour la caractérisation de nombreux processus de transfert de masse et d’écoulement [69], il est plus pratique d’analyser la taille des gouttes filles par l’intermédiaire des

diamètres moyens plutôt qu'à partir de la distribution complète de la taille des gouttes. La notion de diamètre moyen, généralisée et standardisée par Mugele et Evans (1951), est définie par l'expression

$$\mathcal{D}_{ab} = \left( \frac{\int_0^{+\infty} D^a f_n(D) dD}{\int_0^{+\infty} D^b f_n(D) dD} \right)^{\frac{1}{a-b}}, \quad (1.21)$$

où  $a$  et  $b$  sont des entiers positifs et  $f_n(D) = dN/dD$  est une fonction de distribution indiquant le nombre  $N$  de goutte pour un diamètre  $D$  donné. Parmi les diamètres moyens populaires, on retrouve le diamètre moyen arithmétique  $\mathcal{D}_{10}$ , le diamètre moyen volumique  $\mathcal{D}_{30}$  et le diamètre moyen de Sauter  $\mathcal{D}_{32}$ . Sur la base des travaux de [124, 125] concentrés sur l'atomisation secondaire d'un spray, Hsiang et Faeth [46, 45] montrent par holographie que la distribution en tailles de gouttes filles, pour les régimes *bag breakup* et le *multimode breakup* ( $Oh < 0.1$ ), peut être corrélée à une loi normale avec

$$\text{MMD}/\mathcal{D}_{32} \approx 1.2 \quad \text{pour} \quad Oh < 0.1, \quad (1.22)$$

où MMD est le diamètre massique médian, c'est-à-dire, le diamètre pour lequel 50% de la masse totale liquide est contenue dans des gouttes de diamètres plus petits. Grâce à une analyse phénoménologique censée étendre leurs travaux aux régimes de fragmentation dominés par le cisaillement (p. ex., *sheet-thinning breakup*), ils déterminent une relation permettant d'estimer le diamètre moyen  $\mathcal{D}_{32}$  nécessaire à l'équation (1.22)

$$\text{We}_{\mathcal{D}_{32}} = \frac{\rho_g (u_g - u_l)^2 \mathcal{D}_{32}}{\gamma} = 6.2 \left( \frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{1/4} Oh^{1/2} We^{3/4} \quad \text{pour} \quad Oh < 0.1, \quad We < 1000. \quad (1.23)$$

Néanmoins, cette relation étant dérivée de la physique de la fragmentation par cisaillement, elle est peu appropriée quant à la détermination de  $\mathcal{D}_{32}$  pour les régimes précédents le *sheet-thinning breakup*. Ainsi, peu après Hsiang et Faeth et suivant la même approche, Wert [149] propose une expression de  $\mathcal{D}_{32}$  adaptée au régime *bag breakup*. Il montre notamment que ce diamètre moyen est conditionné par le développement d'instabilités capillaires sur l'anneau torique constituant la goutte déformée où se trouve la majorité de la masse liquide. Il propose alors l'expression

$$\text{We}_{\mathcal{D}_{32}} = 0.32 [\text{We}(T_{\text{tot}} - T_{\text{ini}})]^{2/3} \quad \text{pour} \quad Oh < 0.1, \quad We < 80. \quad (1.24)$$

Finalement, on retiendra que la distribution des diamètres des gouttes filles produites à l'issue du processus de fragmentation aérodynamique suit une loi normale conditionnée par (1.22) où la définition du diamètre moyen  $\mathcal{D}_{32}$  est donnée par (1.24) pour les régimes dominés par l'instabilité de Rayleigh-Taylor, et (1.23) pour ceux pilotés par des mécanismes de cisaillement comme l'instabilité de Kelvin-Helmholtz.

## 1.4. Contribution et structure du manuscrit

Nous venons de le voir, la phénoménologie de la fragmentation en régime RTP est, aujourd’hui, relativement bien comprise. Même si des efforts de recherche sont encore nécessaires pour mettre en lumière l’ensemble des processus à l’oeuvre dans le régime SIE, les mécanismes phares ne sont plus inconnus. Si, individuellement, le RTP et le SIE ont fait l’objet de beaucoup d’attention, il n’en est pas de même pour la transition entre ces deux modes sur laquelle il est pourtant légitime de s’interroger. La fragmentation évolue progressivement du régime RTP vers le régime SIE. La littérature s’accorde à dire que la transition s’initie vers  $We \sim 10^2$  et s’achève aux alentours de  $We \sim 10^3$  [134]. La transition RTP-SIE est décrite comme un régime transitoire où les ondes non linéaires de Rayleigh-Taylor qui tendent à percer le corps de la goutte sont en compétition avec le mouvement convectif, induit par les effets de cisaillement, qui entraîne le liquide du point de stagnation avant vers l’équateur [135, 134, 133]. Cette description, évasive, est peu instructive quant à la dynamique de la goutte. Elle ne répond pas aux questions que nous pouvons légitimement nous poser concernant la déformation primaire et secondaire de la goutte ou, encore, au-x mécanisme-s à l’origine de la rupture finale du corps de la goutte. C’est ici tout l’objectif de ce travail de thèse.

Nous l’avons compris, cette thèse a donc pour ambition de contribuer à la compréhension et à la description phénoménologique de la fragmentation aérodynamique d’une goutte à la transition entre les régimes RTP et SIE, de la déformation primaire à la perte de l’intégrité structurelle du corps de la goutte. Dans un premier temps, il s’agit de mettre en place des outils permettant de caractériser les mécanismes de fragmentation. Pour cela, nous intéressant en particulier à la fragmentation induite par une onde de choc, un dispositif générateur de choc a été développé. Une campagne de caractérisation de l’onde de choc générée et de l’écoulement gazeux induit a permis la qualification opérationnelle du banc. Deux diagnostics optiques ont également été mis en place. Le premier offre une résolution spatio-temporelle, inédite dans le contexte de la fragmentation, qui permet d’apprécier les structures et mécanismes tridimensionnels comme un ligament ou une déstabilisation 3-D par exemple, tandis que le second est plus particulièrement dédié à la caractérisation de la structure du corps de la goutte. L’un comme l’autre, ces systèmes d’imagerie requièrent une étude préliminaire approfondie de leurs limites et de leurs domaines d’exploitation. Sans quoi, nous ne serions pas à l’abri de l’interprétation malheureuse des images expérimentales. En ce sens, un effort de développement important a été produit durant cette thèse. Le chapitre 2 de ce manuscrit lui est entièrement consacré. Au cours de la lecture, nous verrons également qu’un code numérique open-source dédié aux écoulements multiphasiques compressibles a été exploité en complément des résultats expérimentaux. Le modèle, disponible dans la littérature, est brièvement décrit à la fin du chapitre 2.

Dans le cadre de la fragmentation d’une goutte d’eau, la gamme de Weber [ $10^2, 10^3$ ] correspondant à la transition RTP-SIE qui nous intéresse est expérimentalement accessible en faisant varier, soit la vitesse de l’écoulement, soit le diamètre initial de la goutte. En l’occurrence, l’écoulement moteur de la fragmentation est initié par une onde de choc. Ainsi, la variation de la vitesse de l’écoulement implique une variation des propriétés du choc. Ne sachant pas quels sont les effets de l’onde de choc

sur la goutte, une première étude a donc été conduite à ce sujet. À partir là, nous avons pu estimer les effets de l'onde de choc sur la goutte et choisir l'une des deux approches pour la suite du travail. L'étude sur l'influence de l'onde de choc sur la goutte constitue le chapitre 3 de ce manuscrit.

Enfin, la description phénoménologique de la fragmentation à la transition RTP-SIE, de la déformation primaire à la rupture du corps de la goutte est proposée dans le dernier chapitre de ce manuscrit. Nous verrons que cette description originale des processus de fragmentation complète considérablement la vision proposée dans la littérature scientifique, un peu minimaliste, des mécanismes mis en jeu à la transition RTP-SIE.

# Méthodes

---

## Sommaire

<b>2.1</b>	<b>Tube à choc . . . . .</b>	<b>32</b>
2.1.1	De la théorie des chocs à la pratique : état de l'art . . . . .	32
2.1.2	Principe de fonctionnement d'un tube à choc . . . . .	33
2.1.3	Tube à choc DM52 : interaction goutte – onde de choc . . . . .	35
<b>2.2</b>	<b>Ombroscopie rapide à fort grossissement . . . . .</b>	<b>42</b>
2.2.1	Microscope longue distance : QM1 Questar . . . . .	44
2.2.2	Source d'illumination . . . . .	47
<b>2.3</b>	<b>Fluorescence induite par plan laser (PLIF) . . . . .</b>	<b>50</b>
2.3.1	Principe de la fluorescence . . . . .	53
2.3.2	Fluorescence induite par laser (LIF) . . . . .	56
2.3.3	Choix et caractérisation du traceur fluorescent . . . . .	58
2.3.4	Montage combiné PLIF–ombroscopie . . . . .	70
<b>2.4</b>	<b>Modèle numérique : ECOGEN . . . . .</b>	<b>72</b>

DANS ce chapitre, l'ensemble des outils exploités pour analyser et discuter de la physique de la fragmentation sont présentés. Nous commencerons par une description des méthodes expérimentales qui incluent un dispositif générateur de chocs ainsi que deux diagnostics d'imagerie rapides exploitant la technique d'ombroscopie et la fluorescence. Les moyens expérimentaux ont entièrement été développés et mis en place durant la thèse. À ces outils s'adjoint un code de simulation numérique open-source dédié aux écoulements multiphasiques compressibles. Ce code, développé indépendamment de ce travail de thèse, a été exploité en complément des travaux expérimentaux.

## 2.1. Tube à choc

Les études expérimentales portant sur la fragmentation aérodynamique d'une goutte liquide nécessitent, entre autres, de générer un écoulement axial entretenu. Dans le cadre des travaux expérimentaux présentés dans ce manuscrit, l'écoulement est généré par l'intermédiaire d'un dispositif générateur de choc : le tube à choc DM52. Après une présentation des origines et du principe de fonctionnement d'un tube à choc, une description de l'installation DM52 exploitée, incluant la caractérisation de l'onde de choc et de l'écoulement post-choc généré, est proposée.

### 2.1.1. De la théorie des chocs à la pratique : état de l'art

Dans son mémoire sur la théorie du son de 1808, Siméon Denis Poisson démontre pour la première fois la possible existence d'ondes acoustiques d'amplitude finie en résolvant les équations d'Euler et en trouvant une solution exacte et discontinue vérifiant les conservations de la masse et de la quantité de mouvement. Sur la base de ces travaux, Bernhard Riemann propose en 1860 une étude analytique sur la propagation des ondes compressives et montre que la discontinuité de pression au travers d'une interface est à l'origine de deux ondes, fondamentalement opposées : une onde de choc qui comprime le gaz, et une onde de détente qui, par définition, le détend. Il pousse ses travaux théoriques jusqu'à l'étude des sauts de vitesse et de masse volumique, de part et d'autre de la discontinuité, en considérant un écoulement isentropique. Ceci le mène à établir l'intervalle de vitesse d'une onde de choc [113] et à définir ce que nous connaissons aujourd'hui comme le *problème de Riemann*, c'est-à-dire un problème reposant sur des conditions initiales constantes par morceaux séparées par une unique discontinuité. Cependant, l'hypothèse d'isentropie erronée, formulée par Bernhard Riemann, ne permet pas d'aboutir à une modélisation fidèle des expressions de saut des grandeurs thermodynamiques au travers d'une onde choc. En effet, du fait du caractère réversible de l'onde de choc, l'entropie croît. Et c'est en tenant compte de cette réversibilité que William Rankine en 1870, et Pierre-Henri Hugoniot en 1887, déterminent indépendamment les expressions de saut (voir 2.1.2) qui portent aujourd'hui le nom de *relations de Rankine-Hugoniot*. Entre-temps, Ernst Mach se propose d'apporter des preuves expérimentales de l'existence des ondes de choc jusqu'alors purement théoriques. En 1876, il prend alors la première photographie d'une onde de choc produite par la balle d'un fusil. Ses études donnent notamment naissance au célèbre *nombre de Mach* ou encore *cône de Mach* qui est une description imagée de la dynamique des perturbations induites par un projectile supersonique. Malgré cette première avancée considérable en physique expérimentale des chocs, il faudra attendre 1899 et Paul Vieille pour que le premier tube à choc soit pensé et construit, permettant ainsi de reproduire avec répétabilité des ondes de choc en laboratoire et d'étudier, notamment, le processus d'égalisation des pressions à l'œuvre. Grâce à ce nouveau dispositif générateur de chocs, Paul Vieille enregistre pour la première fois les ondes de détente et l'onde de choc se propageant dans le tube à choc. Sur le principe, un tube à choc est un dispositif expérimental assez simple. Dans sa forme la plus classique, comme celle pensée par Paul Vieille, il s'agit de deux tubes distincts, le *tube moteur* et le *tube de travail*, assemblés et cloisonnés avec une membrane (aussi appelées *diaphragme*), et dont les extrémités libres sont bridées. Un différentiel de pression est créé en comprimant le gaz moteur à un taux plus élevé

que celui imposé au gaz dans le tube de travail. Lorsque ce différentiel de pression atteint sa valeur critique, c'est-à-dire la pression de rupture de la membrane, celle-ci éclate brutalement en initiant un processus d'égalisation des pressions. Le gaz moteur se détend et s'écoule alors dans le tube de travail contenant un gaz de plus faible pression, ce qui a pour conséquence la formation d'une onde de choc. La création du tube à choc aura notamment permis à Paul Vieille de démontrer qu'une onde de choc n'est pas nécessairement d'origine explosive. Après avoir été limitée pendant de nombreuses années à l'étude de la diffraction, de la réflexion et de la réfraction des ondes de choc [54], l'utilisation des tubes à chocs se répand à partir des années 1950 lorsqu'on découvre qu'un tube à choc peut être utilisé comme soufflerie sub-, trans- et supersonique, et que l'ajout d'une tuyère peut le transformer en soufflerie hypersonique. Dès lors, le champ d'exploitation des tubes à choc s'élargit massivement et offre de nouvelles perspectives d'étude comme en aérodynamique [34], en médecine [104], en géologie [17] ou encore en cinétique chimique [13].

### 2.1.2. Principe de fonctionnement d'un tube à choc

Discutons d'abord le cas du tube à choc classique, c'est-à-dire celui d'un tube à section constante mono-membrane. En supposant que la rupture de la membrane est instantanée et totale, et qu'il n'existe pas de processus de transport moléculaires et turbulents [54], la dynamique des ondes à l'œuvre peut être décrite suivant un diagramme espace-temps  $(x,t)$  dont l'origine matérialise la rupture de la membrane [Figure 2.1(a)]. À la suite de cette rupture, une succession d'ondes de compression initiée en  $(0,0)$  se propage dans le gaz de travail  $(x>0)$  en le comprimant. Chacune des ondes se propageant a pour conséquence d'augmenter les propriétés physiques du milieu dans lequel elles évoluent et, notamment, d'augmenter la vitesse du gaz et du son. Ainsi, une onde se propage nécessairement plus vite que celle qui la précède. Par conséquent, une succession d'onde de compression résulte en une onde de choc singulière, par phénomène de coalescence, dont la vitesse est supérieure à celle du son. Une distance de propagation de l'ordre de 10 fois la section du tube [15] est nécessaire pour que l'onde de choc soit pleinement établie. L'onde de choc incidente se propage naturellement dans le gaz de travail dont la pression évolue alors de son état initial (1) à l'état choqué (2). Les deux états sont séparés par une discontinuité de contact. Simultanément à l'initiation de l'onde de choc incidente, une succession d'ondes de détente est générée et se propage dans le sens opposé au choc. L'ensemble de ces ondes de détente constitue un faisceau de détente prenant naissance en  $(0,0)$ . Ce faisceau a pour effet de détendre le gaz moteur qui transite de son état initial (4) à l'état détendu (3). Contrairement aux ondes de compression, les ondes de détente diminuent les propriétés physiques du milieu dans lequel elles se propagent. Par conséquent, une onde de détente se déplace moins vite que celle qui la précède. Ceci a pour effet d'épaissir le faisceau de détente au cours de sa propagation. Les états (2) et (3) respectivement délimités par la surface de discontinuité et l'onde de choc, et par l'extrémité du faisceau de détente et la surface de discontinuité, sont constants. Les pressions et les vitesses d'écoulement sont égales. L'état (2), qu'on appellera *état post-choc*, est l'état d'étude recherché dans le cadre de ces travaux de thèse. Cet état n'est plus exploitable dès lors qu'il est perturbé par l'arrivée, soit des ondes de détente réfléchies par l'extrémité amont du tube, soit de l'onde de choc réfléchie par l'extrémité aval du tube, ou soit par la surface de contact. En supposant que l'onde de choc



se propage à une vitesse constante dans un tube de section constante où les transferts d'énergie aux parois sont négligeables, il est alors possible de déterminer le saut des grandeurs thermodynamiques et cinématiques au travers d'un choc droit, c'est-à-dire entre l'état (1) et (2), grâce aux relations de Rankine-Hugoniot [Eqs. (2.1) - (2.4)] données par

$$P_2 = P_1 \left[ 1 + \frac{2\gamma}{\gamma + 1} (M_s^2 - 1) \right], \quad (2.1)$$

$$T_2 = T_1 \frac{[2 + (\gamma - 1)M_s^2][2\gamma M_s^2 - (\gamma - 1)]}{(\gamma + 1)^2 M_s^2}, \quad (2.2)$$

$$\rho_2 = \rho_1 \frac{(\gamma + 1)P_2 + (\gamma - 1)P_1}{(\gamma + 1)P_1 + (\gamma - 1)P_2}, \quad (2.3)$$

$$u_2 = u_s \left( 1 - \frac{\rho_1}{\rho_2} \right), \quad (2.4)$$

où les grandeurs  $P_i$ ,  $T_i$ ,  $\rho_i$  et  $u_i$  sont respectivement la pression, la température, la densité et la vitesse du gaz dans l'état (i). Le coefficient adiabatique  $\gamma$  est supposé constant. Enfin, la grandeur  $M_s$  est le nombre de Mach de l'onde de choc incidente défini comme le rapport de la vitesse du choc  $u_s$  et de la célérité du son  $c$  dans le milieu (1). Les relations [Eqs. (2.1) - (2.4)] sont développées à partir de l'équation d'état des gaz parfaits et ne sont donc valables que dans l'hypothèse des gaz parfaits. Dans le cadre de l'étude de la fragmentation aérodynamique d'une goutte liquide, où les régimes d'atomisation sont notamment caractérisés par le nombre de Weber, la connaissance des propriétés du milieu environnant de la goutte, c'est-à-dire celles du gaz à l'état post-choc (2), est indispensable. Dans cette thèse, la totalité des expériences sur tube à choc est réalisée avec de l'air que l'on suppose parfait. Les propriétés de l'écoulement post-choc généré sont donc toujours calculées à partir des relations de saut [Eqs. (2.1) - (2.4)].

Il est courant de trouver en laboratoire des tubes à choc à double membranes, également appelés *tubes en tandem*. L'idée d'une telle disposition est d'ajouter une section étage, séparée par deux membranes, entre le tube moteur et le tube de travail. Cette configuration permet d'atteindre des conditions post-choc plus élevées et donc d'élargir l'exploitation de la technique du tube à choc à davantage d'applications. La membrane séparant le tube moteur de la section étage est appelée *membrane primaire* et celle séparant cette même section du tube de travail est appelée *membrane secondaire*. En fonction de la rigidité de la membrane secondaire, les effets du tandem peuvent être limitants. Notamment, dans le cas d'une membrane relativement rigide, de fortes perturbations dues aux débris de membrane sont à prévoir [54]. Dans l'hypothèse d'une membrane faiblement rigide et en détendant le gaz de la section étage, la membrane primaire éclate en initiant une dynamique d'ondes identique au cas du tube à choc monomembrane précédemment discuté. La rupture de la membrane secondaire, totale et instantanée, se produit lors de son interaction avec l'onde de choc. L'onde de choc continue alors sa propagation dans le gaz de travail en le comprimant [Figure 2.1(b)]. Le gaz transite alors de son état de repos (1) à l'état choqué (2). Le gaz dans la section étage est détendu en évoluant de l'état (4) à l'état (3). Les états (2) et (3) séparés par la seconde surface de discontinuité sont à pression et

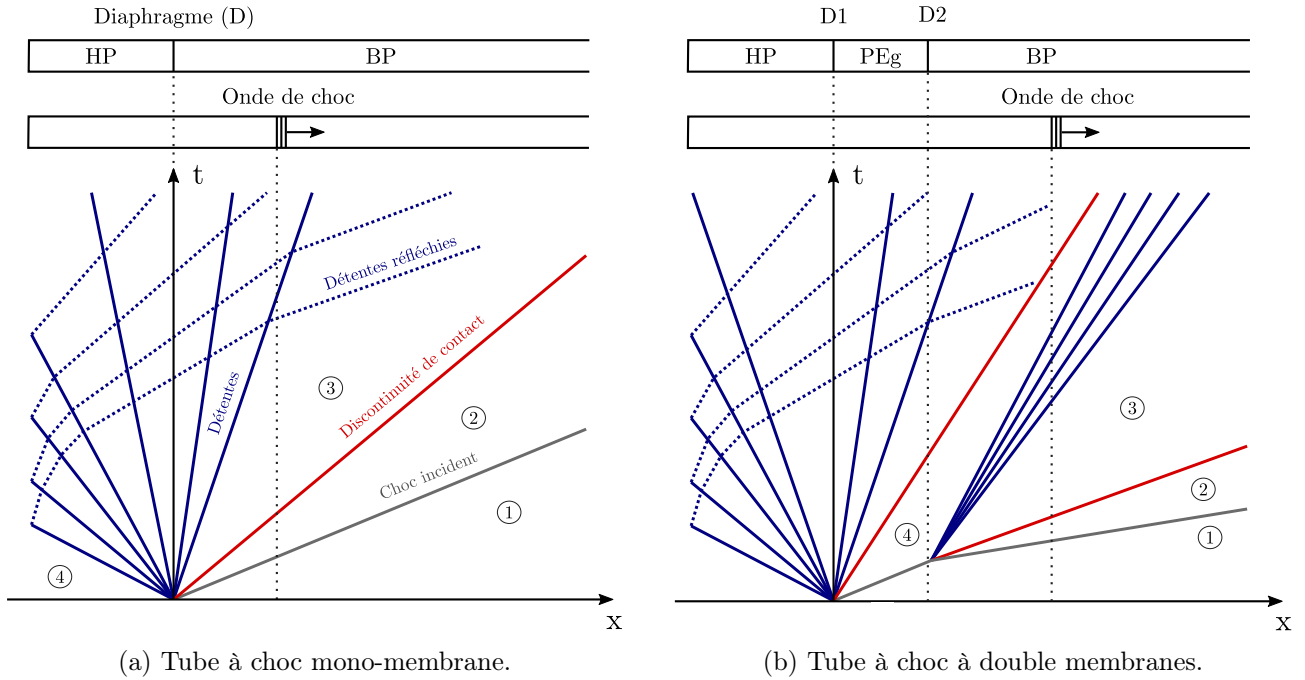


Figure 2.1: Diagramme  $(x,t)$  des ondes se propageant dans un tube à choc. L'origine  $(0,0)$  du diagramme matérialise la rupture totale et instantanée de la membrane primaire.

vitesse égales. Les expériences de tube à choc conduites dans le cadre de ces travaux de thèse ont été réalisées sur un tube à choc à double membranes de faible rigidité.

### 2.1.3. Tube à choc DM52 : interaction goutte – onde de choc

#### 2.1.3.1. Principe de fonctionnement et conception

Le tube à choc à double membranes utilisé dans ce travail de thèse est constitué de plusieurs tubes de section circulaire en acier inoxydable, montés en série par l'intermédiaire de brides soudées à leurs extrémités (Figure 2.2). Les tubes ont un diamètre intérieur de 52 mm pour une épaisseur de 5 mm. Le tube à choc, d'une longueur totale de 5.5 m se compose de trois sections, à savoir : la section haute pression (HP), la section étage (PEg) et la section basse pression (BP) qui inclut une chambre d'essais. Les sections sont isolées les unes des autres par des membranes en Mylar® d'une épaisseur contrôlée de 50  $\mu\text{m}$  et d'une pression à rupture de 3 bar. La chambre d'essai possède une section intérieure rectangulaire de côté 46 mm  $\times$  46 mm et est montée sur la section BP par l'intermédiaire de transitions rond-carré en amont, et carré-rond en aval. Les transitions ont été réalisées par électro-érosion filaire en respectant une inclinaison de 1.6° afin de minimiser les turbulences causées par le décollement de la couche limite lorsque l'écoulement incident transite de la section circulaire vers la cellule d'essai de section rectangulaire. L'aire de la section circulaire des tubes et celle de la section rectangulaire de la chambre sont égales. La distance entre la transition rond-carré en amont et la chambre d'essai est de 1000 mm, soit environ 20 fois la section du tube (laissant ainsi suffisamment de

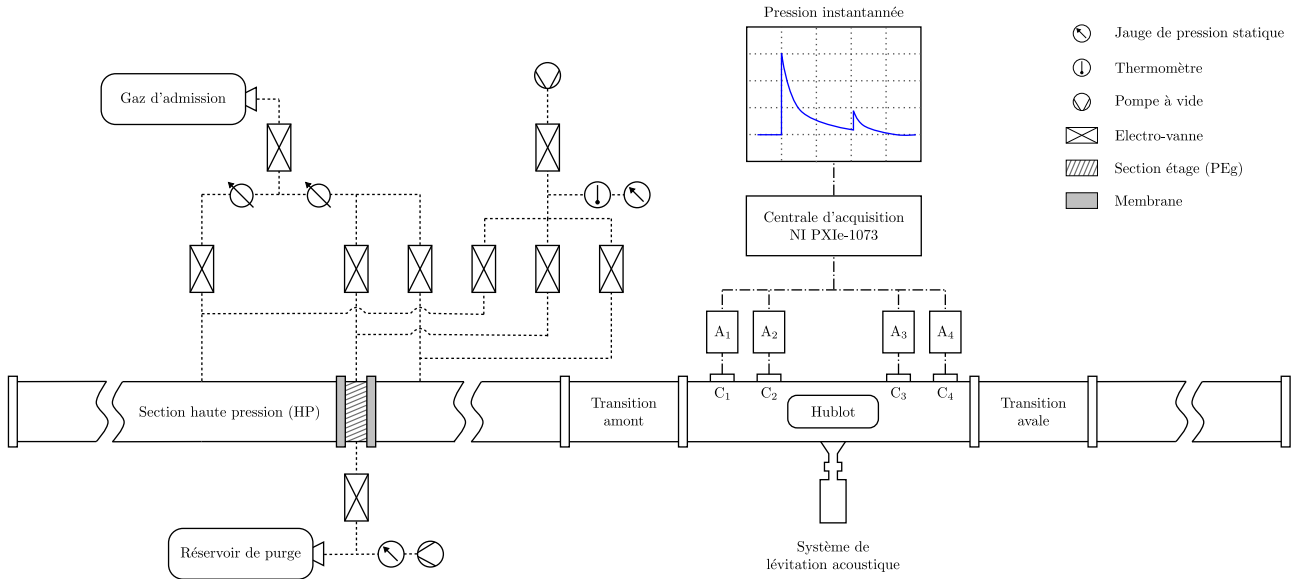


Figure 2.2: Vue 2D du tube à choc à double membrane avec ses équipements.

temps à l'onde pour s'établir correctement avant son interaction avec la goutte). La chambre d'essai se compose de deux accès optiques oblongs traversants montés en vis-à-vis sur ses faces latérales et permettant le rétroéclairage de la goutte pour une imagerie par ombroscopie notamment. Ces hublots offrent un champ de visualisation de 150 mm × 46 mm. Elle est également équipée d'un hublot oblong de 130 mm × 10 mm monté sur sa face supérieure et proposant un accès optique additionnel pour une nappe laser. Les hublots sont en N-BK7 à faces polies. Enfin, la face inférieure de la chambre est conçue pour accueillir un système de lévitation acoustique. En effet, avant son interaction avec l'onde de choc, la goutte est maintenue dans un équilibre stable par la pression du rayonnement acoustique d'une onde ultrasonique stationnaire générée par un transducteur acoustique simple-axe. Ce système de lévitation comprend un transducteur de type Langevin couplé à un amplificateur mécanique doté d'une surface rayonnante d'un diamètre de 35 mm. La surface rayonnante est positionnée tangente à la paroi intérieure de la face inférieure de la chambre. Les ondes acoustiques générées sont réfléchies par la paroi opposée de la chambre d'essai permettant ainsi d'établir l'onde ultrasonique stationnaire. Le transducteur est piloté par une alimentation ultrasonique de 1.5 kHz pour une fréquence de résonance de 20 kHz. Les gouttes sont positionnées manuellement sur les noeuds de pression de l'onde stationnaire à l'aide d'une microseringue. Afin de ne pas perturber le processus de fragmentation de la goutte avec la pression du rayonnement acoustique, le système de lévitation est désactivé en réponse à une tension de consigne mesurée par un capteur de pression dynamique piézoélectrique au passage de l'onde de choc.

La pression instantanée dans la chambre d'essais est mesurée par l'intermédiaire de quatre capteurs de pression dynamique piézoélectriques avec compensation de l'accélération (Kistler 603B). Ces capteurs permettent de mesurer des fluctuations de pression allant de 0 à 200 bar avec un temps de réponse de 1  $\mu$ s. Chaque capteur est couplé à un amplificateur de charge (Kistler 5018A) doté d'une bande passante de 200 kHz qui permet de convertir la charge mécanique en signal électrique (0-10 V).

Le signal électrique est enregistré par une centrale d'acquisition NI PXIe-1073 avec une fréquence d'échantillonnage de 60 Msample/s. Les capteurs sont montés dans des supports en POM-C® permettant de positionner leurs surfaces actives, d'un diamètre de 5 mm, tangentes à la paroi interne de la face supérieure de la chambre (de part et d'autre du hublot).

Pour générer une onde de choc à Mach 1.3<sup>1</sup>, la section haute pression et la section étage sont respectivement pressurisées à 160% et 90% de la pression à rupture des membranes, tandis que la section basse pression, chargée en air, est maintenue à pression ambiante (c.-à-d., 1 atm). La génération d'une onde de choc s'effectue en relâchant brutalement la pression de la section étage dans son réservoir de purge. Lorsque la pression devient inférieure à 60% de la pression à rupture, la membrane entre la section HP et la section PEg lâche brutalement en générant une onde de choc.

L'alimentation en gaz du tube à choc, comme la mise au vide et le dispositif de purge de la section étage, est entièrement gérée par un réseau d'électrovannes connectées à une carte Arduino et pilotées par un programme LabView. Ce système d'alimentation autonome, développé pour les besoins de la thèse, assure la très bonne reproductibilité des conditions initiales et donc celle des propriétés de l'écoulement post-choc, moteur de la fragmentation aérodynamique d'une goutte.

Afin de valider l'installation DM52 et son aptitude à générer un écoulement stationnaire et homogène, adéquat à la dynamique spatio-temporelle d'une expérience de fragmentation, une campagne de caractérisation, présentée et discutée dans les sections 2.1.3.2 et 2.1.3.3 suivantes, a été conduite.

### 2.1.3.2. Caractérisation de l'onde de choc

La caractérisation de l'onde de choc est réalisée à partir des capteurs de pression dynamique et d'une imagerie ultrarapide par ombroscopie (1 MHz). Comme nous le verrons avec les chapitres 3 et 4, seules des expériences de fragmentation impliquant des ondes de choc à  $M_s = 1.3$  sont présentées dans ce manuscrit. Par conséquent, nous limiterons notre discussion sur la caractérisation de l'onde de choc au cas  $M_s = 1.3$ .

La figure 2.3(a) montre la superposition de dix signaux de pression mesurés dans la chambre de visualisation et correspondant à dix essais différents. Un de ces signaux est illustré en noir à titre d'exemple. La pression initiale dans la chambre d'essai est  $P_1 = 1$  atm. À  $t = 0$ , l'onde de choc est caractérisée par une augmentation brutale et instantanée de la pression (saut de pression). La pression  $P_2$  derrière le choc est maintenue à plus de 1.8 atm pendant 1 ms. L'intervalle de temps entre les sauts de pression, mesurés par deux capteurs successifs, permet de déterminer la vitesse du choc  $u_s$  et le nombre de Mach associé.

Typiquement, l'onde de choc à l'origine du signal de pression en noir sur la figure 2.3(a) se propage à un nombre de Mach de 1.29. Les relations de saut de Rankine-Hugoniot [Eqs. (2.1) - (2.4)] prédisent alors une pression post-choc de 1.83 bar, ce qui est en bon accord avec le profil de pression présenté. La comparaison des dix signaux de pression, le maintien de  $P_2$  derrière le choc et la concordance des mesures avec l'estimation théorique indiquent une onde de choc établie et répétable.

---

<sup>1</sup>Nous verrons, plus tard, que seule des ondes de choc à  $M_s = 1.3$  sont traitées dans cette thèse.

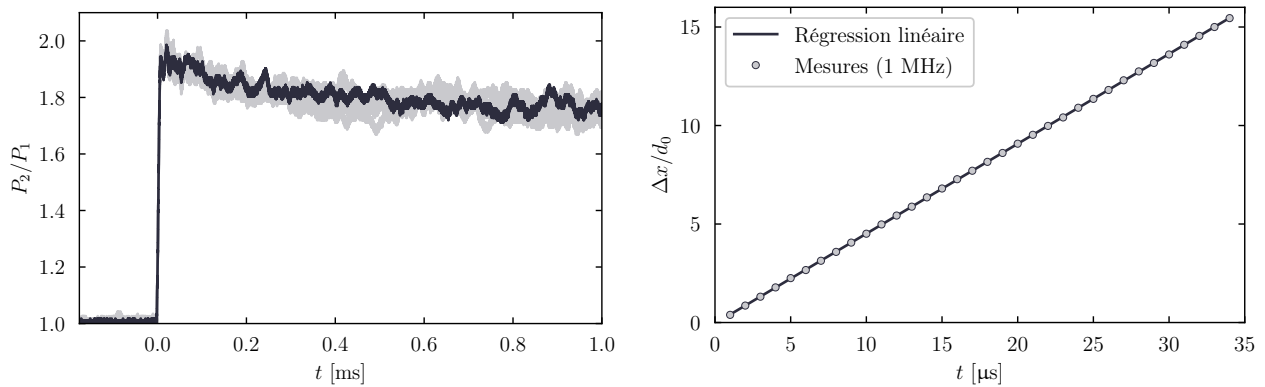


Figure 2.3: (a) Superposition de dix signaux de pression dynamique pour des conditions initiales identiques ( $M_s = 1.3$ ). (b) Mesure de la vitesse de déplacement de l'onde de choc par strioscopie ultra-rapide (1 MHz).

La vitesse  $u_s$  que nous venons de déterminer par l'intermédiaire des capteurs de pression peut également être évaluée par ombroscopie ultrarapide. Cette technique d'imagerie permet de visualiser les gradients de densité et donc les ondes de choc (voir figure 2.4). L'observation de la propagation du choc permet, par détermination de sa position en fonction du temps, de mesurer sa vitesse. La détermination de la position de l'onde est effectuée par une analyse des niveaux de gris des images enregistrées. Le long d'un profil, le minimum et le maximum du gradient d'intensité marquent, respectivement, le front arrière et avant de l'onde. La position  $\Delta x$  de l'onde de choc est définie comme étant la position moyenne de ces extrema. Cette procédure est répétée et moyennée sur toute la hauteur des images. Comme le montre la figure 2.3(b), une dépendance linéaire lie le déplacement de l'onde de choc au temps. Une régression des points de mesure permet alors de déterminer la vitesse du choc.

L'avantage de l'utilisation d'une technique d'imagerie pour déterminer la vitesse du choc, par rapport à l'emploi des capteurs de pression, est la nature dynamique de la mesure. Les capteurs de pression, ici au nombre de quatre, permettent seulement l'acquisition de trois points de mesure de la vitesse, là où l'ombroscopie en offre plusieurs dizaines (en fonction de la fréquence d'acquisition). En dévoilant une vitesse constante, la figure 2.3(b) montre également que l'onde de choc semble parfaitement établie. De plus, l'ombroscopie permet d'apprécier la géométrie de l'onde de choc et, plus particulièrement, son épaisseur, sa planéité et son inclinaison. La figure 2.4(a) est une superposition de quatre images d'ombroscopie, issues d'un même essai, où l'onde de choc est observée sur quatre instants différents. Sur le principe, les figures 2.4(b)-(c) sont les mêmes, mais réalisées à partir de deux autres essais aux conditions initiales identiques. La figure 2.4(d) est une superposition des figures (a), (b) et (c). Individuellement, les trois premières figures montrent une onde de choc plane, relativement fine et se propageant dans la chambre d'essais avec un angle d'incidence nul. Le recouvrement des trois essais illustré sur la figure (d) atteste, quant à lui, de l'excellente reproductibilité de l'onde de choc.

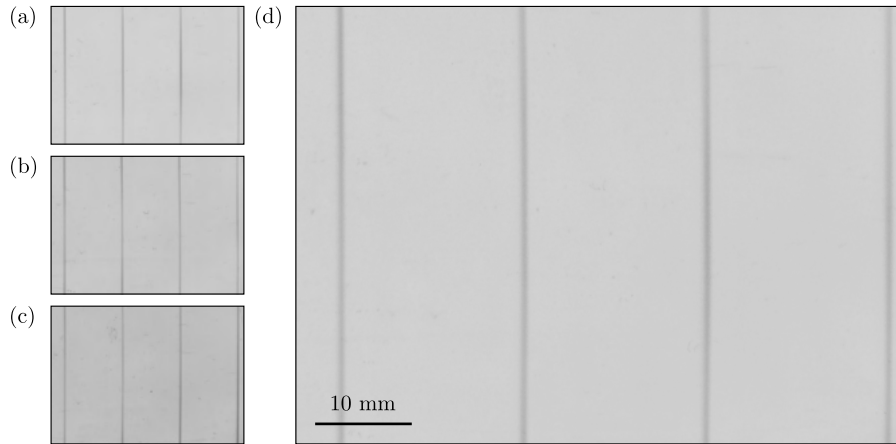


Figure 2.4: (a)-(c) Visualisation de l'onde de choc, à quatre instants différents superposés, par ombroscopie et pour trois essais différents. (d) Superposition des trois essais.

### 2.1.3.3. Caractérisation de l'écoulement post-choc

Comme nous l'avons déjà mentionné, la connaissance des propriétés de l'écoulement gazeux post-choc est primordiale dans le cadre des études sur la fragmentation aérodynamique d'une goutte liquide. Celles-ci peuvent toutes être déterminées à partir des relations de Rankine-Hugoniot [Eqs. (2.1) - (2.4)] et de la seule connaissance des conditions initiales dans l'état (1) et de la vitesse de propagation du choc. Néanmoins, la mesure de  $u_s$  ne nous renseigne pas quant à la topologie de l'écoulement sur la durée d'une expérience de fragmentation (c.-à-d., 500  $\mu$ s à 1 ms). Une méthode directe pour caractériser l'écoulement est la vélocimétrie à image de particules (PIV). Cette technique ne peut cependant pas être exploitée simultanément à une expérience de fragmentation du fait de sa nature intrusive (contrairement aux capteurs de pression). Néanmoins, dans le cadre de campagnes de caractérisation du dispositif générateur de chocs DM52, elle permet de confirmer, entre autres, le caractère stationnaire de l'écoulement, mais aussi la validité de la prédiction de sa vitesse  $u_2$  par les relations de saut de Rankine-Hugoniot. Pour rappel, la vitesse de l'écoulement intervenant au carré dans la définition du nombre de Weber, qui caractérise la propension d'une goutte à se fragmenter, l'exactitude de sa valeur doit absolument être quantifiée de sorte à ne pas biaiser l'analyse et la discussion des résultats obtenus lors des expériences de fragmentation.

La PIV est une technique d'imagerie qui repose sur le principe de diffusion de la lumière (diffusion de Mie). Elle est couramment utilisée en mécanique des fluides pour déterminer le champ vitesse 2-D dans une section d'un écoulement [120]. Cette méthode nécessite d'ensemencer l'écoulement en question avec des particules micrométriques qui, sous l'effet d'un champ laser, diffusent de la lumière. En capturant à différents instants le signal lumineux de ces particules transportées par l'écoulement, il est possible de déterminer leur position et donc leur vitesse (que l'on suppose être celle de l'écoulement). Ici, le laser utilisé est de type Nd:YAG (MESA PIV) délivrant des pulses sur 532 nm à haute cadence (plus de détails concernant ce laser sont données à la section 2.2.2.1). La nappe laser est générée au moyen d'une lentille cylindrique positionnée sur la trajectoire du faisceau en sortie du laser. La chambre d'essai et la section de basse pression du tube à choc sont ensemencées avec de la fumée d'encens dont

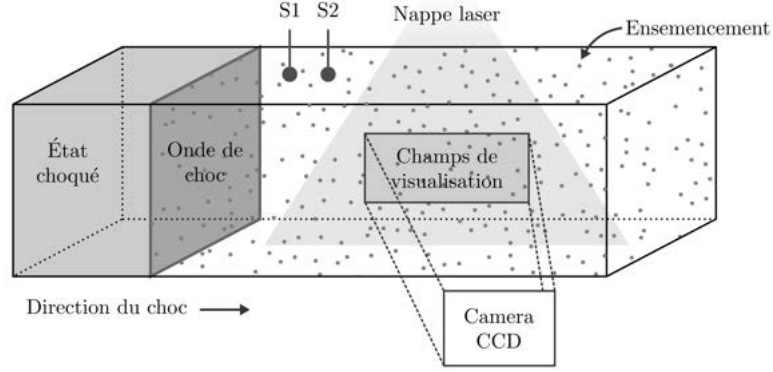


Figure 2.5: Schéma du montage expérimental de PIV.  $S_1$  et  $S_2$  sont deux capteurs de pression dynamique. La nappe laser accède à l'écoulement par le hublot oblong supérieur de la chambre.

la taille des particules ( $\delta_p$ ) est estimée à environ  $1 \mu\text{m}$  [37]. Le rapport de la longueur d'onde  $\lambda_{\text{laser}}$  d'émission du laser et de la taille des particules assure une diffusion de Mie ( $\delta_p \sim 2\lambda_{\text{laser}}$ ). Le montage de PIV est illustré sur la figure 2.5. L'enregistrement de la diffusion lumineuse, et donc de la position des particules, est assuré par une caméra rapide synchronisée avec les pulses laser via un générateur de délais numérique. Le champ de visualisation, mesurant 35 mm dans l'axe de l'écoulement (axe  $x$ ) et 25 mm dans la direction transverse (axe  $y$ ), est centré sur la position initiale de la goutte (axe de radiation du système de lévitation acoustique). La vitesse est déterminée à partir de paires d'images. L'intervalle de temps entre les deux images constituant la paire est de  $4 \mu\text{s}$  et l'intervalle entre deux paires consécutives est de  $25 \mu\text{s}$ .

La figure 2.6 montre le champ de vitesse 2-D d'un écoulement gazeux induit par une onde de choc à Mach 1.3 où les figures (a), (b) et (c) sont, respectivement, enregistrées avant le passage du choc, au passage du choc et  $700 \mu\text{s}$  après. La position initiale de la goutte, sur la figure 2.6, est localisée en  $(\tilde{x}, \tilde{y}) = (0, 0)$ . On constate que sur l'ensemble du domaine sondé l'écoulement est homogène, stationnaire et parfaitement aligné suivant l'axe de propagation de l'onde de choc. Les particules subitement accélérées sous l'impulsion du choc confirment, elle aussi, un front d'onde parfaitement plan.

Afin de valider la méthode permettant de déterminer  $u_2$  au moyen des capteurs de pression et des relations de Rankine Hugoniot, qui sera employée lors des expériences de fragmentation (car non-intrusive), des mesures simultanées de  $u_2$  par capteur de pression et PIV sont réalisées. La comparaison des résultats n'est pas triviale puisque l'une des méthodes renseigne un champ de vitesse 2-D et l'autre une valeur singulière. Cependant, en moyennant la vitesse mesurée le long d'un profil (horizontal ou vertical) du champ de vitesse 2-D acquis par PIV, on obtient une unique valeur que l'on peut confronter, dans une certaine mesure, à la vitesse estimée à partir des capteurs de pression. Cette approche est illustrée avec la figure 2.7 sur deux expériences différentes. Les grandeurs  $\bar{u}_{2,x}$  et  $\bar{u}_{2,y}$  sont respectivement la moyenne des vitesses mesurées le long d'un profil horizontal ( $\tilde{y} = 0$ ) et d'un profil vertical ( $\tilde{x} = 0$ ). Ces moyennes sont associées à des barres d'erreur dont l'étendue est respectivement donnée par  $\pm 2\sigma_{u_{2,x}}$  et  $\pm 2\sigma_{u_{2,y}}$  où  $\sigma_{u_2}$  est l'écart-type le long du profil considéré. La grandeur  $\bar{u}_{2,p}$  est la vitesse de l'écoulement déterminée à partir des capteurs de pression et la vitesse  $\bar{u}_{2,v}$  est mesurée

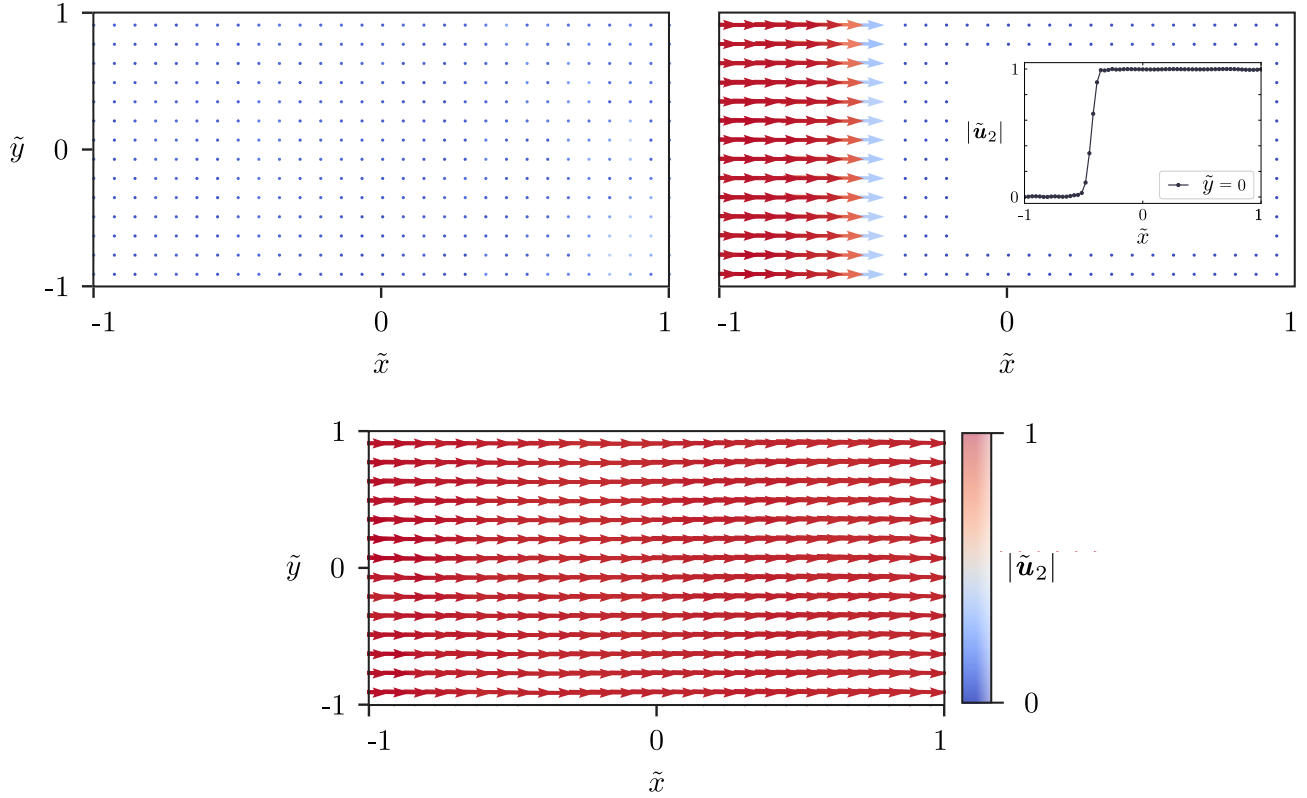


Figure 2.6: Mesures du champ de vitesse 2-D d'un écoulement gazeux induit par une onde de choc à Mach 1.3. Les figures (a), (b) et (c) sont respectivement enregistrées avant le passage du choc, au passage du choc et 700  $\mu\text{s}$  après le passage du choc. Les axes  $x$  et  $y$  sont adimensionnés par la longueur et la hauteur totale du champ de visualisation où  $(\tilde{x}, \tilde{y}) = (0, 0)$  est la position initiale de la goutte. L'inset dans la figure (b) est le profil de vitesse à mi-hauteur ( $\tilde{y} = 0$ ). L'amplitude de la vitesse est normalisée par la vitesse maximale enregistrée ( $|\tilde{\mathbf{u}}_2|$ ).

par imagerie (diffusion de Mie). Les erreurs relatives  $|\varepsilon_{r,x}|$  et  $|\varepsilon_{r,y}|$  données par

$$|\varepsilon_{r,x}| = 100 \times \frac{|\bar{u}_{2,p} - \bar{u}_{2,x}|}{\bar{u}_{2,p}} \quad \text{et} \quad |\varepsilon_{r,y}| = 100 \times \frac{|\bar{u}_{2,p} - \bar{u}_{2,y}|}{\bar{u}_{2,p}}, \quad (2.5)$$

permettent d'apprécier l'accord entre les différentes méthodes. Cette approche comparative des mesures de  $u_2$  est réalisée pour une vingtaine d'essais. Les erreurs relatives, aussi bien dans l'axe de l'écoulement que dans la direction transverse, sont relativement faibles sur les temps courts comme sur les temps plus avancés ( $\approx 1$  ms). L'erreur maximale observée est d'environ 4% tandis que la moyenne de l'ensemble des erreurs mesurées est de 2.6%. On constate également que la vitesse de l'écoulement post-choc est relativement homogène sur tout le domaine de visualisation. De ces comparaisons, nous pouvons conclure que l'estimation de la vitesse de l'écoulement post-choc sur la base de la mesure de la vitesse du choc par capteur de pression est fiable. Cette technique, non intrusive, peut donc être exploitée dans le cadre des expériences de fragmentation pour déterminer les propriétés de l'état choqué (2) nécessaires à l'analyse des résultats. Les conséquences d'une erreur moyenne de 2.6% sur la vitesse  $u_2$  se traduisent par une erreur de 5% sur le nombre de Weber.



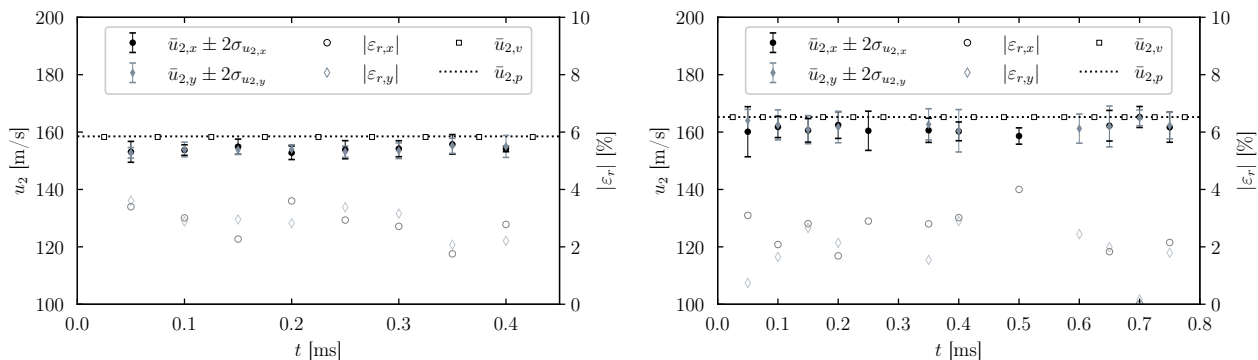


Figure 2.7: Deux exemples de comparaison des mesures de vitesse de l'écoulement post-choc entre une méthode indirecte, basée sur les relations de saut de Rankine-Hugoniot et la mesure de la vitesse du choc, et une méthode directe par PIV.

## 2.2. Ombroscopie rapide à fort grossissement

La fragmentation aérodynamique d'une goutte liquide est généralement caractérisée par ombroscopie [38, 129, 8]. Cette technique, très courante en mécanique des fluides et en énergétique, permet de visualiser les phénomènes liés à une fluctuation de masse volumique comme les ondes de choc par exemple. Elle repose sur la déviation des faisceaux lumineux sous l'effet de gradients locaux de l'indice optique de réfraction  $n$ . En effet, lorsqu'un rayon lumineux rencontre une variation locale de cet indice, du fait d'un gradient de densité par exemple, il est dévié de sa trajectoire. Une zone d'ombre et une zone de surexposition, révélatrices de l'existence d'un tel gradient, sont alors formées. En pratique, cette méthode consiste à illuminer un objet transparent, comme un fluide par exemple, avec un faisceau de lumière parallèle et d'observer sur un écran les zones d'ombres résultantes de la variation d'indice dans le fluide. C'est une expérience que nous faisons régulièrement lorsque nous observons les tourbillons au fond d'une piscine ou encore la fumée d'une bougie projetée sur un mur. La mise en application de l'ombroscopie, dans le cadre de la caractérisation des fluides, n'est pas bien plus compliquée que l'expérience régulière que nous en faisons. La source lumineuse, si elle n'est pas déjà collimatée, passe par une lentille convergente pour former un faisceau lumineux incident parallèle. Ce faisceau passe ensuite au travers du fluide étudié, où il peut être dévié, puis est collecté par une lentille convergente qui permet l'acquisition de l'image sur le capteur CCD d'une caméra (Figure 2.8). En faisant l'hypothèse d'une variation d'indice bidimensionnelle et de déviations infinitésimales, la relation entre la fluctuation d'intensité  $\Delta I$  dans le plan image et la variation de l'indice de réfraction est donnée par [76]

$$\frac{\Delta I}{I} = (z_3 - z_2) \int_{z_1}^{z_2} \left( \frac{\partial^2 n}{\partial^2 x} + \frac{\partial^2 n}{\partial^2 y} \right) dz, \quad (2.6)$$

où  $I$  est l'intensité lumineuse. L'image projetée sur le capteur CCD de la caméra est représentative de la distribution d'intensité  $\Delta I/I$ . L'ombroscopie a toutefois ses limites. Elle n'est sensible qu'à la dérivée seconde de l'indice de réfraction et donc qu'aux grandes variations de densité. Lorsque

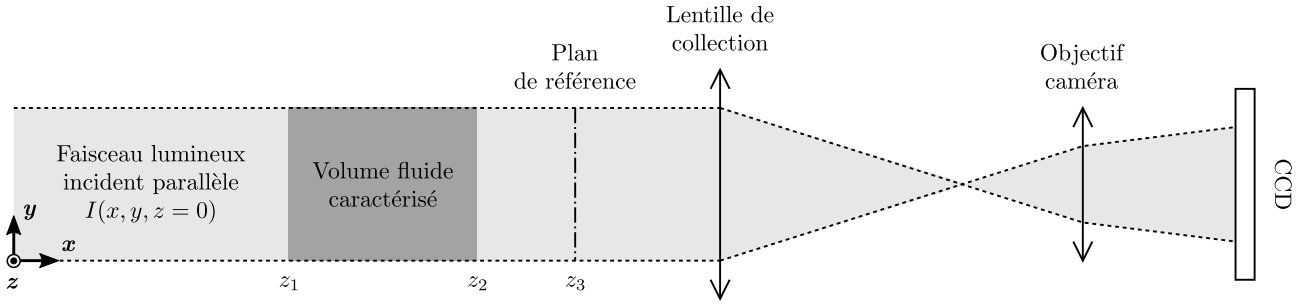


Figure 2.8: Schéma de principe de la technique d'ombroscopie.

ces gradients sont faibles, la méthode n'est plus adaptée, et il faut avoir recours à la technique de strioscopie sensible à la dérivée première. Dans le cas de l'interaction d'un écoulement gazeux avec une goutte d'eau, trois ordres de grandeur séparent les densités des deux fluides. En ce sens, la technique d'ombroscopie est tout à fait appropriée à la caractérisation de la fragmentation aérodynamique. Elle a d'ailleurs déjà très largement fait ses preuves en permettant, notamment, d'établir la grande majorité de la classification morphologique et, en partie, la classification phénoménologique de Theofanous et coll. La plupart des résultats expérimentaux concernant la fragmentation aérodynamique d'une goutte, qu'ils soient de nature aérodynamique ou hydrodynamique, ont été obtenus par ombroscopie.

Malgré tout, l'ombroscopie traditionnelle comme nous la connaissons souffre sévèrement d'une dynamique spatio-temporelle pauvre, c'est-à-dire, qu'elle ne peut pas résoudre finement et simultanément en temps et en espace. Il faut donc choisir entre : produire des images à haute fréquence, mais faiblement résolues ou réaliser des images à fort grossissement, mais à basse fréquence d'acquisition. La première solution est relativement bien adaptée aux faibles régimes de fragmentation, c'est-à-dire, jusqu'au régime *multimode*. Pour ces régimes, le corps de la goutte est clairement visible et les structures formées (p. ex., poches de Rayleigh-Taylor) de l'ordre de plusieurs dizaines de micromètres peuvent être résolues sans avoir recours à un système de fort grossissement. Au-delà, pour les régimes *sheet-thinning* et *catastrophic*, un fin et dense brouillard enveloppant le corps de la goutte obstrue la visibilité. Une imagerie à fort grossissement, capable de résoudre les particules constituant ce brouillard, est donc nécessaire pour dissocier les différentes structures produites par le processus de fragmentation et proposer une description fidèle des mécanismes impliqués. L'ombroscopie à fort grossissement requiert une source d'illumination intense sur de faibles temps d'exposition (pour éviter un flou notamment). C'est pourquoi, en général, elle est réalisée à partir d'une source laser pulsée Nd:YAG qui délivre des pulses de plusieurs dizaines de MW de puissance pour des temps d'exposition d'environ 5 ns [138]. Le problème avec ce type de laser est sa fréquence d'émission très limitée (généralement 10 Hz) permettant d'enregistrer qu'une seule image par essai et nécessitant, donc, de reconstituer une séquence d'images à partir de plusieurs expériences aux mêmes conditions initiales. Cette dernière approche part du postulat qu'une expérience de fragmentation en régime *sheet-thinning* ou *catastrophic* est reproductible, ce qui n'est pas le cas compte tenu de l'implication de processus micrométriques comme les instabilités hydrodynamiques. Une question nous vient alors : pourquoi se limiter à un laser d'une fréquence de 10 Hz ? Malgré l'intensité et la courte durée de leur impulsion, les lasers présentent une

forte cohérence spatiale à l'origine d'artefacts (p. ex., speckle) qui dégradent la qualité des images. Il est donc nécessaire de "casser" leur cohérence en utilisant un diffuseur. Généralement, il s'agit d'une cellule contenant des particules fluorescentes qui, une fois excitées par le faisceau laser, émettent une lumière non cohérente. Cette lumière est utilisée comme rétroéclairage pour l'ombroscopie. Cependant, les particules fluorescentes contenues dans le diffuseur perdent temporairement leur faculté à fluorescer après chaque pulse. C'est ce phénomène de dégradation photochimique des molécules fluorescentes, connu sous le nom de *photoblanchiment* (voir section 2.3), qui empêche l'enregistrement d'images à haute cadence (le temps de relaxation des particules fluorescentes étant supérieur à plusieurs millisecondes). D'autres solutions techniques que les sources lasers existent, comme les lampes flash ou les LED pulsées, mais ni leur temps d'exposition, ni leur ratio signal sur bruit n'est adapté à l'étude du processus de fragmentation en régime *sheet-thinning* ou *catastrophic*. En parcourant la littérature, les conséquences de cette dynamique spatio-temporelle pauvre se font nettement ressentir. En effet, alors que les régimes *bag*, *bag-and-stamen* et *multimode* sont relativement bien compris, notre compréhension et nos descriptions des régimes *sheet-thinning* et *catastrophic* reste très évasives. Notamment, et à notre connaissance, aucune description avancée du régime *catastrophic* n'existe. Les derniers travaux de Theofanous *et coll.*, indiquent bien le développement d'instabilités de type Kelvin-Helmholtz à la surface de la goutte ainsi que l'existence d'un processus d'entraînement (en régime SIE), mais toute la dynamique liée à la perte de l'intégrité structurelle de la goutte reste encore mal connue.

Un des objectifs de ce travail de thèse est de proposer une description phénoménologique du processus de fragmentation aérodynamique à la transition entre les régimes *sheet-thinning* et *catastrophic* (ou encore à la transition entre le RTP et le SIE) qui, comme nous l'avons exprimé, requiert encore d'importants efforts de recherche. Pour ce faire, un diagnostic d'ombroscopie rapide à fort grossissement et haute cadence, capable de fournir des images résolues en temps et en espace, a été mis en place. Cette section est dédiée à sa description technique.

Le diagnostic d'ombroscopie rapide à fort grossissement inclut (Fig. 2.9) : une double cavité laser (MESA PIV, Continuum), une cellule de fluorescence couplée à un système de circulation, une lentille divergente et un filtre passe-haut, un microscope longue distance QM1 Questar et une caméra rapide (Fastcam Photron SA-Z).

### 2.2.1. Microscope longue distance : QM1 Questar

Pour résoudre les structures de quelques micromètres, comme les particules constituant le brouillard en régime *sheet-thinning* et *catastrophic* ou encore les perturbations se développant à la surface de la goutte, les objectifs traditionnellement utilisés en mécanique des fluides permettant d'obtenir des résolutions de quelques dizaines de micromètres par pixel ne suffisent pas. Il est nécessaire d'avoir recours à un microscope optique longue distance capable d'atteindre des résolutions inférieures à 10  $\mu\text{m}/\text{px}$ . En l'occurrence, nous avons utilisé un télescope catadioptrique de type Maksutov-Cassegrain (QM1 Questar). Le microscope est directement monté sur la caméra rapide SA-Z. Un filtre optique passe-haut d'une longueur de coupure de 550 nm est monté entre le microscope et la caméra pour filtrer la

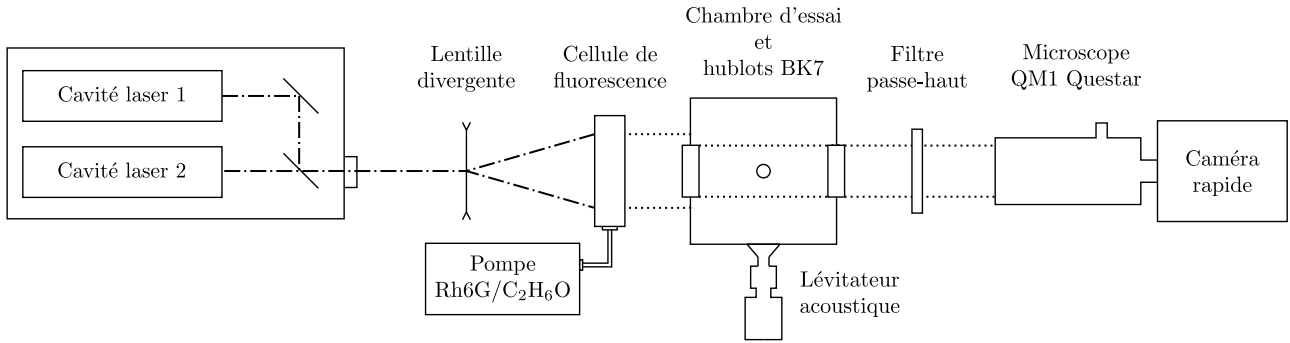


Figure 2.9: Schéma du montage expérimental de l'ombroscopie rapide à fort grossissement.

diffusion laser (à 532 nm) transmise au travers de la cellule de fluorescence (voir section 2.2.2.1).

#### 2.2.1.1. *Télescope catadioptrique de type Maksutov-Cassegrain*

Un télescope de Cassegrain, dans sa forme la plus classique, est constitué d'un miroir primaire parabolique ( $M_p$ ) et d'un miroir secondaire hyperbolique ( $M_h$ ) [108]. Le miroir secondaire, plus petit que le miroir  $M_p$ , se situe entre ce dernier et son foyer (figure 2.10). Il permet de rediriger la lumière réfléchi par le miroir primaire vers son point focal, au-delà du miroir primaire, en passant par une ouverture située au centre de  $M_p$  (le miroir primaire est, en fait, annulaire). Lorsqu'en plus des miroirs, un système de lentilles est utilisé pour former l'image, on qualifie le télescope de *catadioptrique*. Du fait de l'utilisation d'un miroir primaire sphérique, de multiples aberrations géométriques [150] se manifestent. Ces aberrations peuvent être inhibées en plaçant une lentille correctrice au centre de courbure du miroir primaire. Deux types de lentilles correctrices existent : la lame de Schmidt et le correcteur de Maksutov. La lame de Schmidt est une lentille asphérique, c'est-à-dire, une lentille axisymétrique dont le rayon de courbure varie avec l'excentricité. Cette géométrie particulière est compliquée à fabriquer. C'est pourquoi Dmitri Maksutov s'est évertué à trouver une solution plus confortable pour supprimer les aberrations sphériques [145]. Il montre qu'une lentille fortement divergente, présentant des aberrations sphériques aux effets inverses de ceux causés par les aberrations du miroir primaire, permet de compenser et d'annuler les aberrations géométriques dont souffre le télescope de Cassegrain. Un télescope catadioptrique de type Maksutov-Cassegrain est donc le couplage d'un télescope de Cassegrain classique avec un correcteur de Maksutov (figure 2.10). Lorsque la lame de Schmidt est utilisée, le télescope est de type Schmidt-Cassegrain.

#### 2.2.1.2. *Propriétés optiques du QM1 Questar*

Le microscope longue distance QM1 Questar atteint le maximum de ses performances à sa distance de travail minimale de 560 mm pour laquelle il offre une résolution de  $1.6 \mu\text{m}/\text{px}$  et un grossissement de 125:1. Dans le cadre de ce travail de thèse, le grossissement maximal n'est pas le plus adapté, car il offre un champ de visualisation très faible qui ne permet, ni la visualisation complète de la goutte ni l'observation des processus de fragmentation sur des temps avancés. Pour l'ensemble des images

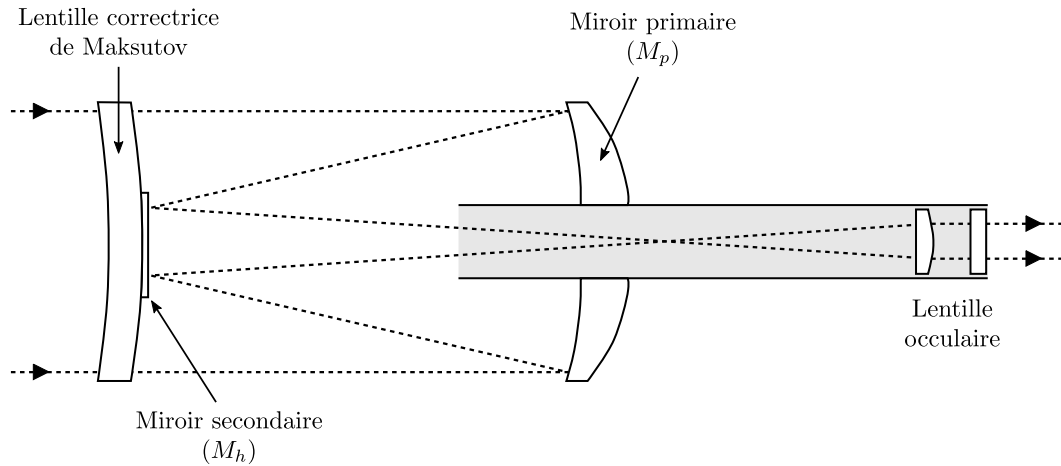
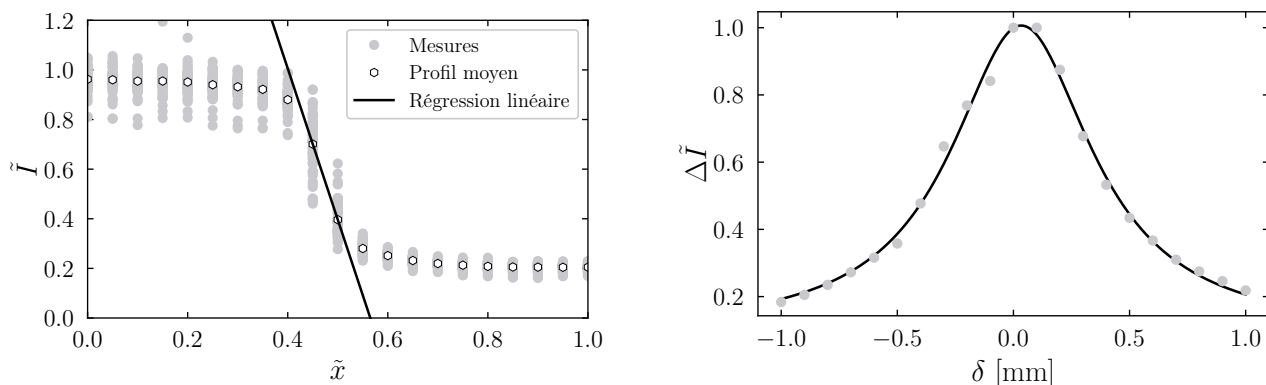


Figure 2.10: Télescope catadioptrique de type Maksutov-Cassegrain.

obtenues par ombroscopie rapide à fort grossissement et présentées dans ce manuscrit, la distance de travail du microscope a été adaptée de façon à observer la goutte jusque  $\tilde{t} \approx 2 - 3$  et sur une hauteur d'un peu plus de trois fois le diamètre initial. La résolution obtenue à cette distance est de  $6.8 \mu\text{m}/\text{px}$ . La profondeur de champ est le point faible principal du microscope QM1 Questar. Pour obtenir une image parfaitement nette d'un objet, il doit se situer sur le plan focal du microscope, c'est-à-dire sur le plan de mise au point. En-deçà ou au-delà de ce plan de netteté optimale, les objets apparaissent flous. Il existe cependant un domaine de l'espace où le niveau de flou, et donc le niveau de netteté, est admissible. Ce domaine, centré sur le plan focal et légèrement étendu de part et d'autre, est appelé *profondeur de champ*. La détermination de la profondeur de champ passe par l'évaluation de la quantité de flou estimée admissible. Concrètement, le flou se traduit par l'existence d'un gradient de niveaux de gris (gradient d'intensité) dans la région des contours de l'objet. Le gradient est d'autant plus faible que l'image est floue. Dans le cadre de notre montage d'ombroscopie rapide à fort grossissement, la profondeur de champ a été estimée avec une mire de résolution (type USAF 1951), éloignée progressivement (par pas de  $200 \mu\text{m}$ ) du plan focal au moyen d'une platine de positionnement linéaire micrométrique. L'opération a été effectuée deux fois : une première fois dans la direction du microscope et une seconde fois en s'en éloignant. Pour chaque pas et pour un élément de la mire, plusieurs profils d'intensité sont tracés sur différentes hauteurs de l'image, puis moyennés [Figure 2.11(a)]. Le gradient d'intensité est donné par le coefficient directeur d'une régression linéaire au bord de l'élément. L'évolution du gradient d'intensité en fonction de la distance  $\delta$  entre la mire et le plan focal est illustrée sur la figure 2.11(b). La profondeur de champ est donnée par la largeur à mi-hauteur du profil de  $\Delta\tilde{I}$  en fonction de  $\delta$ , soit environ  $0.6 \text{ mm}$ . Nous verrons, au chapitre 4 portant sur la dynamique interfaciale et ligamentaire de la goutte, que cette faible profondeur de champ est handicapante quant à la visualisation des structures se développant au-delà de  $\pm 0.3 \text{ mm}$  du plan de mise au point. Pour caractériser la matière liquide évoluant en dehors de la profondeur de champ au cours d'une expérience de fragmentation, il est nécessaire de décaler le plan de mise au point en avant, ou en arrière, du grand diamètre de la goutte avant le début de l'expérience. Au vu de cette faible



(a) Profil d'intensité  $\tilde{I} = I/\max(I)$  au bord de l'élément de la myre considéré. Le bord se situe entre  $\tilde{x} = 0.4$  et  $\tilde{x} = 0.6$ .

(b) Variation du gradient d'intensité  $\Delta\tilde{I} = \Delta I/\max(\Delta I)$  en fonction de la distance  $\delta$ . La ligne continue est une régression.

Figure 2.11: Détermination de la profondeur de champ du microscope QM1 Questar.

profondeur de champ, il est évident que, quelle que soit la position du plan de mise au point, une grande partie de l'image sera floue.

## 2.2.2. Source d'illumination

### 2.2.2.1. Dispositif de rétroéclairage

La source d'illumination pour le rétroéclairage, nécessaire à la technique d'ombroscopie, est composée d'une source primaire d'une source secondaire. La source primaire est un laser Nd:YAG pompé à diodes de type oscillateur double dans une tête unique (MESA PIV, Continuum) opérant sur 532 nm. Chaque oscillateur peut émettre, individuellement, des pulses d'une durée de 120 à 180 ns pour une fréquence maximale de 40 kHz et une puissance de sortie moyenne de 60 W. La combinaison des deux oscillateurs permet de générer une paire de pulses dont l'intervalle de temps, entre les deux pulses, peut descendre jusque 2  $\mu$ s. Une lentille sphérique concave assure la dilatation d'un faisceau laser en sortie de tête, permettant ainsi d'éclairer toute la surface d'une cellule de fluorescence (source secondaire). Cette cellule est remplie d'une solution fluorescente obtenue par dissolution de Rhodamine 6G (Rh6G) dans de l'alcool éthylique absolu ( $C_2H_6O$ ). La concentration en Rh6G est de  $4.2 \times 10^{-5}$  mol/L. Pour prévenir du processus de photodégradation chimique discuté précédemment (photoblanchiment), la solution alcoolique contenant les molécules fluorescentes de Rh6G est continuellement renouvelée grâce à un circuit de recirculation fermé. Ce circuit est piloté par une pompe afin de pouvoir renouveler rapidement les molécules fluorescentes entre deux pulses laser. La fluorescence produit un signal lumineux incohérent et décalé sur 550-650 nm. La lumière émise en sortie de la cellule de fluorescence est utilisée comme rétroéclairage pour la technique d'ombroscopie. L'intensité de la fluorescence, en sortie de cellule, suit un profil gaussien. L'alignement du faisceau laser, de la cellule de fluorescence et du champ de visualisation de la caméra doit donc être assuré afin que le fond des images enregistrées soit le plus homogène possible.

### 2.2.2.2. Synchronisation

Le laser à double cavité et la caméra rapide sont synchronisés au moyen d'un générateur de délai numérique (DG) suivant le diagramme de temps illustré sur la figure 2.12. Le signal de déclenche

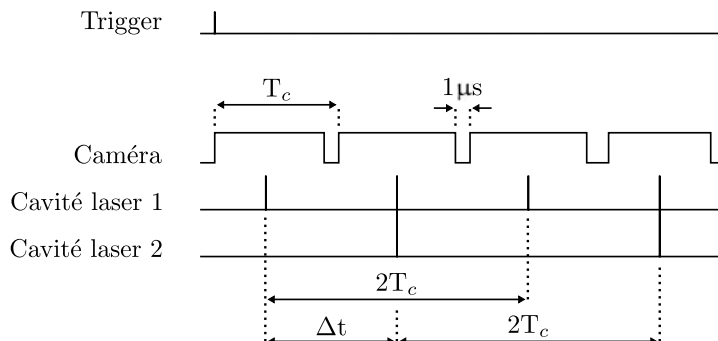


Figure 2.12: Schéma de synchronisation des cavités laser et de la caméra rapide pour l'ombroscopie rapide à fort grossissement.

(trigger) est délivré au DG suivant une tension de consigne mesurée par l'un des capteurs de pression dynamique au passage de l'onde de choc. Le DG envoie un signal à la caméra qui commence l'acquisition des images à la fréquence de  $1/T_c$ . Le temps entre deux images est fixé à  $1 \mu\text{s}$ . Une fois l'obturateur de la caméra ouvert, l'émission laser est autorisée par le DG. Le système de double cavité émet alors deux trains de pulses à une fréquence de  $1/2T_c$ . Les pulses émis par la cavité laser 1 et 2 sont espacés d'un intervalle de temps  $\Delta t$ . Une image sur deux est donc produite à partir de la cavité 1, les autres étant obtenues avec la seconde cavité laser. Chaque cavité laser pouvant émettre jusqu'à 40 kHz, une fréquence d'émission maximale de 80 kHz est possible lorsque la fréquence d'acquisition de la caméra  $f_c = 1/T_c = 80 \text{ kHz}$  et que  $\Delta t = T_c$ . Cependant, le diffuseur fluorescent reste un paramètre limitant malgré le renouvellement continu de la solution excitée. À 80 kHz, les molécules fluorescentes n'ont pas pleinement le temps de retrouver leur capacité à fluorescer. Une fréquence d'excitation deux fois moindre, en revanche, offre une intensité de fluorescence optimale à chaque pulse. Ainsi, dans le cadre de cette thèse, la fréquence d'acquisition maximale exploitée est de 40 kHz.

### 2.2.2.3. Inhomogénéités inhérentes au système laser

Malgré une fluorescence optimale à 40 kHz, l'intensité du rétroéclairage entre la première et la seconde cavité n'est pas identique, et ce, pour deux raisons. D'abord, parce qu'un laser de type oscillateur double présente une légère disparité d'énergie d'une cavité à l'autre. Ainsi, malgré la consigne de puissance imposée à l'alimentation du système laser, l'un des pulses est toujours plus intense que l'autre. La seconde raison est liée au centrage des faisceaux. Les lasers à double cavité sont plus appropriés pour les études en champ lointain. En effet, ils présentent un défaut de concours spatial des deux faisceaux. C'est-à-dire que l'intersection du faisceau laser de la cavité 1 et 2 se fait à une distance éloignée de la tête. Dans le cas d'un MESA PIV, cette distance est d'environ 1 m. La cellule de fluorescence étant directement montée sur la tête du laser via un système de tubulure (qui protège

l'environnement extérieur et les opérateurs de l'émission laser), les pulses laser n'impactent donc pas la cellule de fluorescence en un même point. Naturellement, il vient que l'un des deux impacts ne peut pas être centré sur la cellule de fluorescence. Par conséquent, le profil d'intensité en sortie du laser étant gaussien, une image sur deux présente une intensité moyenne plus faible (voir figure 2.13) et un fond un peu moins homogène. Néanmoins, cette différence d'une image à l'autre n'est pas un obstacle à leur exploitation, le contraste sur les images de plus faible intensité étant tout à fait acceptable. Ces fluctuations d'intensité d'une image à l'autre sont par exemple visibles sur la figure 2.15.

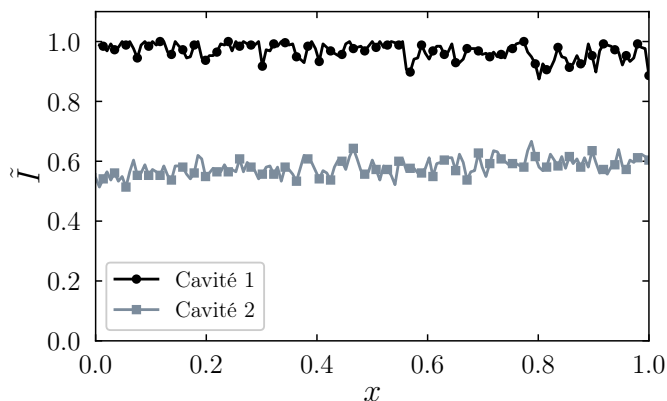


Figure 2.13: Variation d'intensité du signal de fluorescence, le long du profil de mesure d'une longueur totale d'environ 1 mm, entre deux pulses successifs. La variation d'intensité est donnée par  $\tilde{I} = I/\max(I)$  où  $\max(I)$  est le maximum d'intensité obtenu avec la cavité 1.

#### 2.2.2.4. Temps d'exposition

Le temps d'exposition est un des paramètres clés dans l'imagerie à grande vitesse. Il s'agit de la durée de collection des photons qu'émet la source lumineuse par le capteur CCD de la caméra. Ce temps est choisi en fonction du phénomène physique caractérisé et notamment de sa dynamique. Plus la vitesse des objets observés est importante et plus le temps d'exposition doit être faible. Un temps d'exposition trop long entraîne inévitablement un flou (indépendamment de la distance au plan de netteté optimale). Ce flou est lié à la résolution de l'image et se manifeste dès que le temps d'exposition est plus long que le temps mis par la matière pour traverser un pixel du capteur CCD. Admettons une résolution de  $10 \mu\text{m}/\text{px}$  et une vitesse de déplacement de  $100 \text{ m/s}$ . La matière met donc  $10 \text{ ns}$  pour traverser la totalité d'un pixel. Un temps d'exposition inférieur à  $10 \text{ ns}$  est donc nécessaire pour éviter le flou. Toutes les sources lumineuses ne permettant pas d'atteindre des temps d'exposition de l'ordre de quelques nanosecondes, des compromis sont parfois nécessaires. Dans cette thèse, les expériences de fragmentation effectuées ont toutes été conduites pour des ondes de choc se propageant à un nombre de Mach de 1.3. Ainsi, on peut estimer la vitesse de l'écoulement post-choc généré à environ  $150 \text{ m/s}$ . Les plus petites particules liquides issues du processus de fragmentation se déplacent donc, au maximum, à la vitesse de l'écoulement. Le microscope catadioptrique décrit précédemment permet d'atteindre



une résolution de  $6.8 \mu\text{m}/\text{px}$ . Le temps d'exposition optimal est donc de 45 ns. Dans le cadre d'une imagerie à fort grossissement et à 40 kHz, un tel temps d'exposition est inaccessible. En l'occurrence, le laser MESA PIV propose, au mieux, un temps d'exposition de 120 ns auquel s'ajoute le temps de décroissance du signal de fluorescence. Au final, pour toutes les images présentées dans ce manuscrit, le temps d'exposition total exploité est de 174 ns. Ainsi, seule la matière se déplaçant à moins de 40 m/s est épargnée du flou, ce qui inclut les perturbations de surface, les structures attachées au corps de la goutte et certaines des gouttes filles entraînées par l'écoulement.

### 2.2.2.5. Essais préliminaires et faisabilité

La figure 2.14 permet d'évaluer la nature des images obtenues avec l'ombroscopie à fort grossissement. Il s'agit d'une expérience à  $We=1350$ . Comme attendu, on constate qu'une grande partie de l'image est floue du fait de la faible profondeur de champ mais on note, cependant, la résolution spatiale très appréciable qui offre une visualisation sans précédent des structures ligamentaires et des gouttes filles situées dans le plan de mise au point. Le niveau de détail proposé permet de mettre en évidence des mécanismes soupçonnés, mais jusqu'alors non observés comme, par exemple, avec les zooms A et B des figures 2.14 (d) et (e) qui révèlent sur deux images successives le détachement d'une goutte à l'extrémité d'un ligament. L'imagerie montre un processus de détachement, semble-t-il par pincement, dont la morphologie rappelle celle observée dans le mécanisme de *end-pinchng* où une protubérance est observée à l'extrémité d'un ligament fini.

## 2.3. Fluorescence induite par plan laser (PLIF)

Nous venons de voir que l'ombroscopie est l'une des techniques d'imagerie les plus utilisées dans les études sur la fragmentation d'une goutte. Cependant, comme l'ensemble des méthodes exploitant un système de rétro-illumination, l'ombroscopie présente un inconvénient considérable : l'intégration le long du chemin optique. Cette intégration est à l'origine de nombreux artefacts et peut conduire à des interprétations malencontreuses. Le cas du cylindre en est un parfait exemple. L'ombre portée d'un cylindre, lorsque son axe est perpendiculaire aux rayons lumineux, est un rectangle. Tournons à présent le cylindre dans l'axe de la lumière : l'ombre portée devient un cercle. Nous comprenons ainsi que la caractérisation d'un objet 3-D ne peut être pleinement réalisée par le simple emploi d'une technique telle que l'ombroscopie. Dans le contexte de la fragmentation d'une goutte d'eau, ce problème d'intégration, à l'origine d'artefacts et d'interprétations malheureuses, est bien connu. Entre autres, Joseph *et coll.* [56] en ont fait l'expérience en associant, à tort, des perturbations "factices" à l'instabilité de Rayleigh-Taylor. En 2008, Theofanous et Li [134] proposent une technique d'imagerie basée sur la fluorescence induite par laser (LIF) pour passer outre ce phénomène d'intégration. La méthode consiste à charger la goutte d'eau en particules fluorescentes et d'illuminer une section de la goutte avec une nappe laser, parallèle à la direction de l'écoulement. Ainsi, seules les particules situées dans le plan laser et émettant de la lumière par fluorescence sont enregistrées par la caméra. Le phénomène d'intégration est d'autant plus faible que la nappe laser est mince. Dans leurs expériences de fragmentation, Theofanous et Li [134] travaillent avec une épaisseur de nappe de l'ordre de 30% du

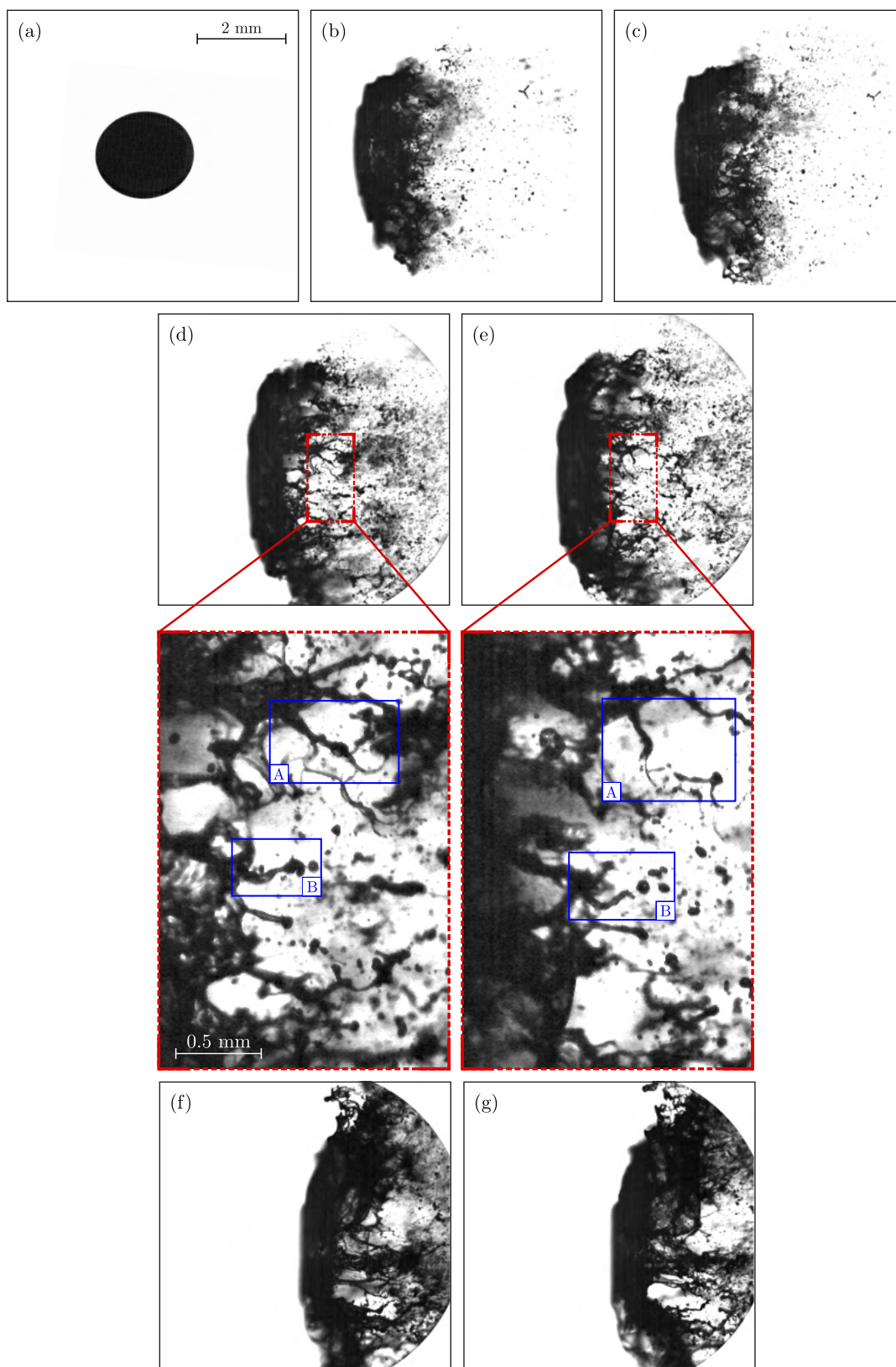


Figure 2.14: Expérience de fragmentation à  $We=1350$ . Les temps adimensionnés  $\tilde{t}$  sont (a) 0.04, (b) 1.18, (c) 1.24, (d) 1.42, (e) 1.48, (f) 1.66, (g) 1.72.

diamètre initial de la goutte étudiée (soit environ 1 mm). Ceci leur permet difficilement de discuter avec rigueur des phénomènes submillimétriques, mais présente toutefois l'avantage de pouvoir dissocier le brouillard (formant une enveloppe autour de la goutte) du noyau liquide. Ainsi, les perturbations se développant à la surface de la goutte sont observables.

Dans la section précédente, un diagnostic d'ombroscopie à fort grossissement a été présenté. Les essais préliminaires à  $We \approx 1000$  de cette technique ont mis en évidence, à des temps avancés de la fragmentation, le développement d'une lèvre (Figure 2.15) sur le front avant de la goutte. La structure de cette lèvre, jusqu'ici jamais rapportée dans la littérature, est insaisissable par le simple emploi de l'ombroscopie. Seuls les niveaux de gris nous informent quant à sa faible épaisseur (effet de transparence). Nous le verrons, alors que l'ombroscopie à fort grossissement permet de décrire la majorité

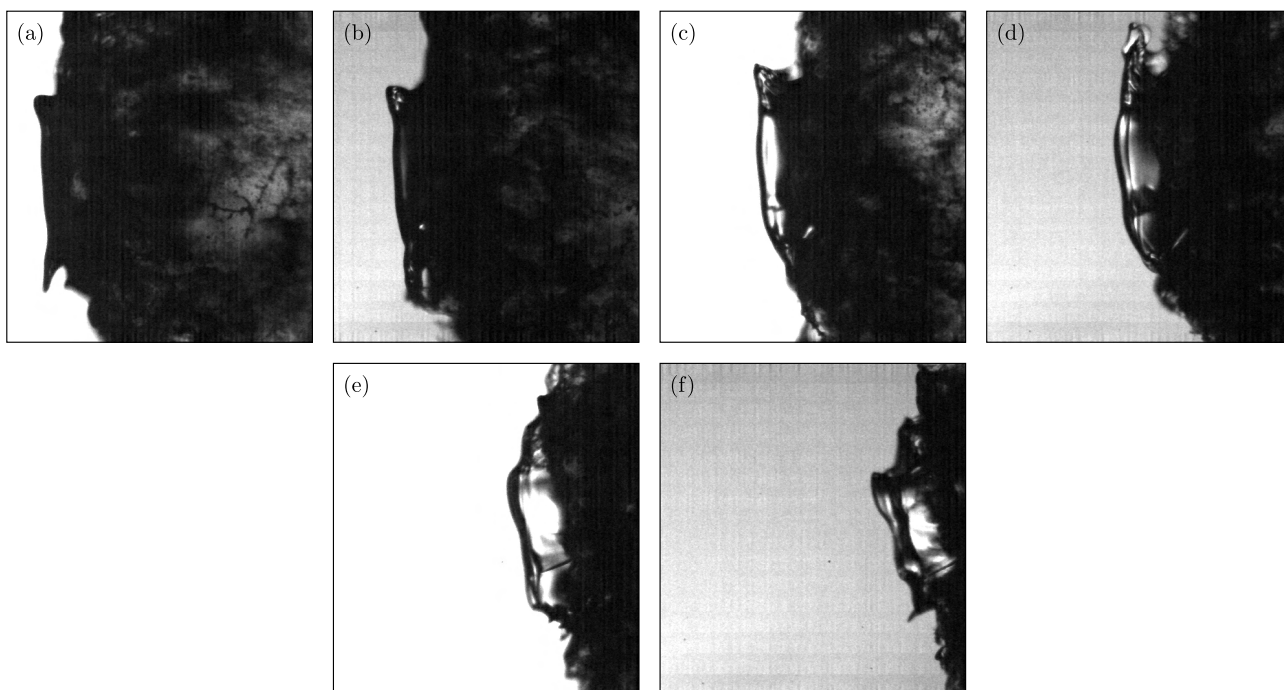


Figure 2.15: Développement d'une lèvre sur le front avant de la goutte à  $We=1350$ . Les temps adimensionnés  $\tilde{t}$  sont (a) 1.78, (b) 1.84, (c) 1.90, (d) 1.96, (e) 2.14, (f) 2.2

des processus se manifestant lors d'une expérience de fragmentation, elle ne permet pas de proposer une description avancée de la perte de l'intégrité du corps résiduel de la goutte. Elle nous informe, en revanche, que cela se produit rapidement après le développement de cette lèvre. Un diagnostic alternatif est donc nécessaire pour discuter cette structure, encore inconnue, et son lien avec la rupture finale du corps de la goutte. En l'occurrence, la fluorescence induite par plan laser (PLIF) est une technique parfaitement appropriée.

La mise en place de cette technique de visualisation n'est pas particulièrement complexe. En revanche, pour être réalisée avec rigueur, elle nécessite d'importants efforts préliminaires de caractérisation. L'eau ne possédant pas de traceur fluorescent intrinsèque, il est nécessaire de la charger en molécules fluo-

rescentes. Le choix des molécules et de leur concentration est dicté par plusieurs conditions. D’abord, les molécules ajoutées ne doivent pas modifier les propriétés physiques de l’eau, notamment sa tension de surface et sa viscosité, pour ne pas altérer le processus de fragmentation. Ensuite, les propriétés fluorescentes des molécules doivent être adaptées à la dynamique spatio-temporelle de la fragmentation aérodynamique d’une goutte. Entre autres, les particules doivent pouvoir émettre un signal de fluorescence sur une durée équivalente à celle de l’expérience de fragmentation et sur l’ensemble du domaine de visualisation. De plus, le traceur fluorescent doit permettre une distinction nette de la phase liquide et de la phase gazeuse. Typiquement, si la distinction n’est pas possible, une structure annulaire plongée dans un brouillard peut difficilement être visualisée. Enfin, le traceur fluorescent doit respecter certaines normes sanitaires. Les expériences sur tube à choc étant à l’origine de la dissémination du liquide dans l’air, les molécules fluorescentes ne pas doivent présenter une quelconque toxicité.

Après une présentation du phénomène de fluorescence, cette section propose une discussion sur le choix du traceur et la caractérisation de ses propriétés physiques et optiques. Enfin, nous terminerons par une présentation du diagnostic de PLIF mis en place et exploité dans le cadre de ce travail de thèse.

### 2.3.1. Principe de la fluorescence

Le phénomène de fluorescence repose sur trois processus fondamentaux (Figure 2.16) [67] : l’excitation de la molécule par l’absorption d’un photon permettant sa transition énergétique de son état fondamental vers un état excité, la relaxation vibrationnelle d’un électron d’un état excité vers un niveau de plus faible énergie (non-radiatif) et l’émission lumineuse spontanée ramenant la molécule à son état fondamental (radiatif). Ces trois phases se produisent sur des échelles de temps très disparates, l’excitation de la molécule (quasi-instantanée) étant la plus courte ( $10^{-15}$  s) et l’émission lumineuse la plus longue ( $10^{-9}$  s). L’ordre de grandeur du temps de la relaxation vibrationnelle est, quant à lui, de quelques picosecondes. La fluorescence est donc liée aux transitions électroniques que subissent les électrons d’une molécule, excitée par une source radiative lumineuse, en évoluant d’une orbite atomique à une autre.

#### 2.3.1.1. État électronique singulet et triplet

En fonction de l’énergie totale de l’électron et de la symétrie des différents états de spin, une molécule peut apparaître sous différents états électroniques : l’état fondamental  $S_0$  et les états excités premier  $S_1$  et second  $S_2$ . Chaque état  $S_i$  (où  $i = 0, 1, 2$ ) est associé à un niveau d’énergie  $E_{S_i}$  tel que  $E_{S_0} < E_{S_1} < E_{S_2}$ . Les électrons, dans un état électronique, sont caractérisés par leur nombre quantique de spin (moment angulaire) et ont pour valeur  $m_s = \pm 1/2$ . Pour un état électronique donné, le nombre quantique de spin total  $s$  est donné par la somme des nombres quantique de spin individuels  $m_s$ . La multiplicité  $m$  (c.-à-d., nombre d’états quantiques possible à l’état fondamental) est alors défini par la relation  $2s + 1$ . Une représentation vectorielle de la valeur des spins permet d’explicité la dépendance de la multiplicité à la nature singulet ou triplet d’un état. Un vecteur orienté vers le haut ( $\uparrow$ ) équivaut à un nombre individuel quantique de spin de  $+1/2$ , et inversement. Ainsi, à l’état fondamental et dans le cas d’une molécule possédant deux électrons appariés ( $\uparrow\downarrow$ ) sur l’orbite moléculaire occupée de

plus haute énergie, un seul état quantique est possible, car les deux spins sont de signes opposés. Le nombre quantique de spin total est donc nul et la multiplicité vaut 1. Il s'agit de l'état singulet. Dans l'état excité, les électrons sont désormais célibataires ( $\uparrow, \downarrow$ ). Ils peuvent alors conserver une orientation opposée ou bien adopter une configuration dite parallèle, c'est-à-dire de même direction. Dans ce dernier cas,  $s = 1$  et  $m = 3$ . On parle alors d'état triplet.

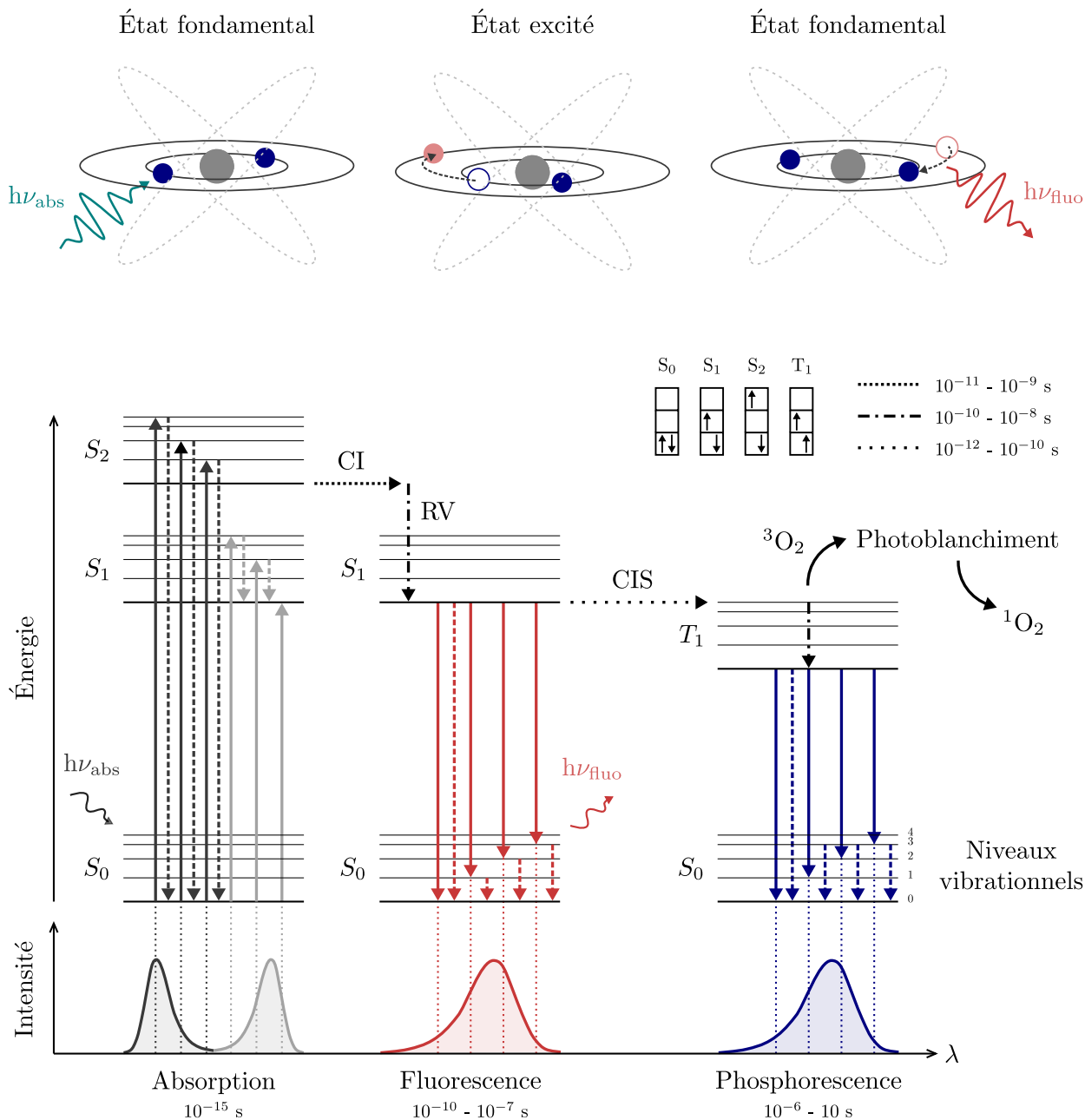


Figure 2.16: Diagramme de Jalonki.  $S_0$ , état électronique fondamental singulet;  $S_1$ , état électronique excité singulet premier;  $S_2$ , état électronique excité singulet second;  $T_1$ , état électronique excité triplet; CI, conversion interne; CIS, Croisement intersystème, RV, relaxation vibrationnelle;  $\lambda$ , longueur d'onde.

### 2.3.1.2. Absorption

L'absorption est le mécanisme prérequis de la fluorescence. Lorsqu'une molécule absorbe de l'énergie issue de la source radiative, sa propre énergie augmente. Cette augmentation, se traduisant entre autres par une excitation électronique et vibrationnelle, est égale à l'énergie du photon absorbé dont l'expression est donnée par  $E = h\nu = hc/\lambda$ , où  $h$  est la constante de Planck,  $\nu$  et  $\lambda$  sont respectivement la fréquence et la longueur de la source radiative, et  $c$  la célérité de la lumière. L'excitation électronique d'une molécule se produit pour une augmentation d'énergie  $\Delta E$  égale à la différence de l'énergie d'un des états excités ( $E_{S_1}$  ou  $E_{S_2}$ ) avec celle de l'état fondamental  $E_{S_0}$ ,  $\Delta E = E_{S_{1,2}} - E_{S_0}$ . Lorsque cette condition est acquise, un électron peut transiter de l'état fondamental vers un état électronique (vibrationnel) excité. L'absorption est proportionnelle à la concentration en molécule fluorescente le long du chemin optique de la source radiative incidente et est donnée par la loi de Beer-Lambert (voir section 2.3.2.1).

### 2.3.1.3. Relaxations non-radiatives

Il existe trois types de relaxation non radiative : la relaxation vibrationnelle (RV), la conversion interne (CI) et le croisement intersystème (CIS). La relaxation vibrationnelle correspond à la transition d'une molécule d'un niveau vibrationnel d'un état électronique excité vers un niveau vibrationnel d'énergie plus faible appartenant au même état électronique. Cette transition s'effectue par transfert d'énergie entre la molécule et son environnement. La conversion interne (CI) est un processus de relaxation durant lequel une molécule du niveau fondamental vibrationnel (niveau 0) d'un état électronique excité transite vers un niveau d'énergie vibrationnel plus élevé, mais appartenant à un état excité d'énergie plus faible et de même multiplicité. Jusqu'à l'état  $S_1$ , la conversion interne est trop rapide pour que d'autres processus de désexcitation entrent en compétition. Ce qui n'est plus le cas une fois l'état électronique excité de plus basse énergie atteint. En effet, le saut énergétique entre  $S_1$  et  $S_0$  est tel que d'autres processus de désexcitation se manifestent, comme l'émission d'un photon (fluorescence) ou les croisements intersystèmes. Ces derniers sont, sur le principe, semblables aux conversions internes à la différence que la transition de la molécule se fait pour une multiplicité différente. Une transition entre l'état singulet et l'état triplet est donc attendue.

### 2.3.1.4. Relaxations radiatives : fluorescence et phosphorescence

La relaxation radiative d'une molécule dans un état électronique excité, à l'inverse des processus précédemment discutés, implique l'émission d'un photon. Deux types de signaux lumineux peuvent alors se manifester, la fluorescence et la phosphorescence. C'est la multiplicité de spin qui différencie le premier phénomène du second. La phosphorescence se produit lorsqu'une molécule se relaxe d'un état électronique excité singulet vers un état excité triplet via des croisements intersystèmes singulet-triplet. La molécule dans l'état triplet descend au niveau vibrationnel de plus faible énergie grâce à la relaxation vibrationnelle, avant de transiter vers l'état fondamental singulet par émission de photon (phosphorescence) ou par des croisements intersystèmes triplet-singulet. La multiplicité n'est donc pas conservée lors de la phosphorescence. La fluorescence, quant à elle, se produit lorsqu'une molécule

d'un état électronique excité singulet se relaxe vers l'état fondamental singulet, sans changement de multiplicité, et en émettant un photon. Concrètement, la phosphorescence se différencie de la fluorescence par une émission de lumière relativement longue (jusque plusieurs heures), alors que l'émission spontanée de la fluorescence ne dure que quelques nanosecondes.

### 2.3.2. Fluorescence induite par laser (LIF)

Le principe de la fluorescence induite par laser repose sur l'excitation laser de particules fluorescentes, aussi appelées *traceur fluorescent*, intrinsèques au milieu excité ou initialement ajoutées. Les molécules fluorescentes absorbent une partie de l'énergie de l'excitation laser et en réémettent spontanément une partie sous forme de fluorescence. Cette technique, très répandue en dynamique des fluides expérimentale, permet la caractérisation aussi bien qualitative que quantitative de nombreux processus physiques. L'intensité locale du signal de fluorescence  $F$  est liée à l'intensité locale de l'excitation  $I$  par la relation suivante [21]

$$F \propto \frac{I}{1 + I_{laser}/I^*} C, \quad (2.7)$$

où  $C$  est la concentration locale en traceur et  $I^*$  est l'intensité laser de saturation des molécules fluorescentes. La saturation est atteinte lorsque le rapport des taux d'excitation et de désactivation du fluorophore est supérieur à 1 [89]. Dans ce cas, l'intensité du signal de fluorescence et l'intensité laser sont liées par une relation non linéaire. En revanche, si  $I \ll I^*$ , alors l'équation (2.7) se linéarise et donne

$$F \propto IC. \quad (2.8)$$

La relation (2.8) permettant d'estimer aisément la concentration locale en traceur par la simple mesure de l'intensité de la fluorescence, le régime linéaire est préconisé pour la mise en oeuvre expérimentale de la LIF. Cependant, la connaissance de l'intensité locale de l'excitation n'est pas directe. Celle-ci, initialement égale à l'intensité de l'émission laser, varie spatialement et temporellement selon la concentration locale en traceur fluorescent le long du chemin optique. Indépendamment du processus physique sondé, les fluctuations spatiales sont dues à un phénomène d'absorption du faisceau laser, tandis que la dynamique temporelle du signal de fluorescence est dépendante du processus de photoblanchiment (photo-dégradation) des molécules fluorescentes.

#### 2.3.2.1. Atténuation du faisceau laser

D'après la loi de Beer-Lambert, la variation spatiale de l'intensité d'un rayon lumineux incident, sur une distance  $dr$  parcourue dans une solution chargée en molécules fluorescentes est donnée par

$$dI/I = -\varepsilon C dr, \quad (2.9)$$

où  $\varepsilon$  est le coefficient d'extinction [146]. Ainsi, l'intensité locale d'excitation d'un rayon lumineux se propageant de  $r = r_0$  à  $r = r_1$  dans une solution de concentration variable est telle que

$$I(r_1) = I(r_0) \exp \left[ -\varepsilon \int_{r_0}^{r_1} C(r) dr \right]. \quad (2.10)$$

Pour un champ de concentration uniforme  $C(r) = C(r + dr)$ , la relation 2.10 est réduite à

$$I(r_1) = I(r_0) \exp[-\varepsilon C(r_1 - r_0)]. \quad (2.11)$$

Le rendement quantique,  $\phi$ , définit comme le rapport entre le nombre de photons absorbés et émis par une molécule fluorescente qualifie l'efficacité d'émission pour un fluorophore donné. Considérons un prisme droit infinitésimal orienté suivant l'axe du faisceau lumineux incident. Le volume du prisme est donné par  $dV = drdA$  où  $dr$  est la longueur du prisme dans la direction du rayon lumineux et  $dA$  est l'aire de la section normale au faisceau incident. Supposons que la concentration en traceur du volume  $dV$  est uniforme. Alors l'intensité du signal de fluorescence omnidirectionnel est liée à l'intensité locale d'excitation par la relation [21]

$$dF = -\phi dI dA. \quad (2.12)$$

De la combinaison des équations (2.9), (2.10) et (2.12) vient alors

$$dF = \phi \varepsilon I(r_0) C \exp\left[-\varepsilon C \int_{r_0}^{r_1} dr\right] dV. \quad (2.13)$$

Cette dernière expression permet la détermination expérimentale du coefficient d'extinction  $\varepsilon$  pour un traceur donné et est extensible, toujours dans le cas d'un champ de concentration uniforme, au cas d'une source lumineuse d'excitation plane (p. ex., plan laser) [21].

Dans le cadre de la mise en oeuvre de la fluorescence induite par laser dans les expériences de fragmentation, il apparaît alors nécessaire de caractériser le taux d'atténuation du faisceau laser. Les molécules fluorescentes devant tracer la matière liquide (c.-à-d., la goutte et ses fragments), l'absence locale du signal de fluorescence ne doit pas être confondue avec un processus d'absorption.

### 2.3.2.2. Photoblanchiment

Sous l'effet d'une excitation continue, ou répétée, la fluorescence émise par un fluorophore s'estompe. Ce phénomène, connu sous le nom de *photoblanchiment* et commun à toutes les espèces fluorescentes, se manifeste des suites d'une modification photochimique (dommage induit par les photons et modification des liaisons covalentes) des molécules fluorescentes entraînant la perte irréversible de leur faculté à fluorescer<sup>2</sup>. Le processus de photoblanchiment, encore difficilement compris, relève de mécanismes complexes. Dans leur article de synthèse dédié au photoblanchiment, Diaspro *et coll.* (2006) expliquent que l'une des causes principales de photoblanchiment est l'interaction photodynamique entre les fluorophores excités et le triplet oxygène  $^3\text{O}_2$  (état fondamental de l'oxygène moléculaire  $\text{O}_2$ ) dissout dans la solution fluorescente. Si le rendement quantique est suffisamment élevé pour que des croisements intersystèmes aient lieu, un nombre considérable de molécules fluorescentes vont évoluer d'un état excité singulet  $S$  vers l'état excité triplet  $T$  de plus longue durée de vie. Cette transition d'un état à l'autre permet aux fluorophores d'interagir avec leur environnement sur une échelle de

---

<sup>2</sup>Certaines molécules fluorescentes fonctionnent suivant des photocycles, c'est-à-dire qu'elle peuvent retrouver leur capacité à fluorescer après une perte totale de fluorescence.



temps nettement plus longue (quelques  $\mu\text{s}$  au lieu de quelques ns), laissant ainsi plus de temps aux réactions photochimiques pour se produire. Notamment, les interactions entre  $^3\text{O}_2$  et les molécules fluorescentes dans leur état excité triplet génèrent des singlets d'oxygène  $^1\text{O}_2$  (radicaux libres) suivant la réaction photochimique,  $T+^3\text{O}_2 \rightarrow S+^1\text{O}_2$ . Ce sont ces réactions photochimiques qui conduisent à l'endommagement des molécules fluorescentes et empêchent leur retour dans un état excitable. Le temps avant photoblanchiment complet d'un échantillon est donc très dépendant de l'environnement ambiant et de la nature des molécules fluorescentes impliquées. Le photoblanchiment peut être partiellement contrôlé en ajustant l'intensité de la source d'excitation et la concentration en traceur. Plus la solution sera concentrée ou l'intensité de l'excitation sera faible, et plus la durée de la fluorescence sera importante.

Dans le cadre de la mise en oeuvre de la fluorescence induite par laser dans les expériences de fragmentation, il apparaît alors nécessaire de caractériser la durée de vie du signal de fluorescence et son taux d'extinction. Une fois encore, les molécules fluorescentes devant tracer la matière liquide (c.-à-d., la goutte et ses fragments), l'absence locale ou totale du signal de fluorescence ne doit pas être confondue avec un processus de photodégradation du traceur.

### 2.3.3. Choix et caractérisation du traceur fluorescent

L'eau ne possédant pas de traceur intrinsèque, elle doit être dopée en molécules fluorescentes pour qu'une visualisation par PLIF soit possible. Plusieurs traceurs sont adaptés comme, par exemple, la pyranine [127], la fluorescéine [109] ou encore la Rhodamine [80]. Cependant, nombreux de ces traceurs présentent une toxicité avérée [110] qui ne peut être négligée dans le cadre d'essais sur tube à choc où, entre autres, le liquide chargé en traceur fluorescent est disséminé dans l'installation non confinée. Parmi les traceurs proposant un fort rendement quantique dans l'eau, l'éosine disodique (EY, pour *Eosin Yellowish*) de formule moléculaire brute  $\text{C}_{20}\text{H}_6\text{Br}_4\text{Na}_2\text{O}_5$  (dérivé tetrabromé de la fluorescéine), en est un de faible toxicité (voir la référence [19] pour une discussion détaillée sur la toxicité de l'éosine disodique). Dotée d'un rendement quantique de 0.36 [153] permettant la détection du signal de fluorescence à de faibles concentrations en traceur et proposant un décalage de Stokes suffisamment large pour filtrer le signal d'excitation de celui d'émission sans perte significative de l'intensité de fluorescence, l'éosine disodique, soluble dans l'eau, est un traceur qui lui est particulièrement adapté. Afin d'exclure totalement les risques sanitaires liés au colorant, le traceur utilisé dans le cadre de ce travail de thèse est une solution pharmaceutique d'éosine disodique aqueuse (EPAS) à application cutanée. Il s'agit d'un antiseptique asséchant, commercialisé en pharmacie, et prescrit pour le traitement des érythèmes chez les nourrissons. L'EPAS est composé (d'après le laboratoire pharmaceutique fabricant Cooper) de 2 g d'éosine disodique Y pour 100 mL d'eau purifiée avec une quantité inconnue de chlorphénésine (agent conservateur) et de pentylène glycol (agent humectant).

Le risque potentiel avec l'ajout d'un traceur fluorescent dans un liquide est la modification des propriétés physiques de ce dernier. Naturellement, cette modification est d'autant plus importante que la concentration en traceur est élevée. La fragmentation aérodynamique d'une goutte liquide étant

sensiblement dépendante de la tension de surface et de la viscosité du liquide constituant la goutte, il apparaît nécessaire de quantifier les éventuelles altérations de ces propriétés lors de la dissolution de l'EPAS dans l'eau et d'identifier une concentration seuil à partir de laquelle les effets du traceur sur l'eau sont négligeables. Ce seuil est ensuite réévalué en fonction des propriétés optiques de la solution fluorescente eau-EPAS. En effet, plus cette concentration en traceur est faible et plus le taux de photoblanchiment est élevé. Ainsi, il existe une concentration en-dessous de laquelle la durée du signal de fluorescence est plus faible que la durée du processus de fragmentation. Si une configuration idéale n'est pas identifiée, un compromis doit donc être trouvé entre l'altération des propriétés physiques et le taux de photoblanchiment. Ce compromis doit également tenir compte de l'atténuation du faisceau laser dans la phase liquide. Si la concentration est trop élevée, la fluorescence sera soit inhomogène sur la hauteur de la masse liquide, soit localement non détectable. Enfin, nous proposerons également une évaluation du pH des solutions eau-EPAS duquel dépend l'intensité de la fluorescence.

Les sections 2.3.3.1 à 2.3.3.4 présentent la caractérisation des propriétés physiques et optiques de l'eau chargée en EPAS. La caractérisation est effectuée pour différentes concentrations en traceur. Les échantillons testés ont été préparés en diluant différentes quantités d'EPAS dans 100 mL d'eau distillée. Pour une maîtrise précise de la concentration, l'EPAS est ajoutée goutte à goutte à l'eau au moyen d'une seringue micrométrique. La préparation est mélangée en continu par un agitateur magnétique. Pour prévenir d'une photodégradation prématurée des molécules fluorescentes, les solutions sont conservées à l'abri de la lumière jusqu'à l'analyse. L'ensemble des concentrations indiquées dans les sections 2.3.3.1 à 2.3.3.4 sont des concentrations massiques en éosine disodique Y (notée  $C_{EY}$ ) et non en EPAS (c.-à-d., masse d'EY par volume d'eau). En effet, nous nous intéressons seulement à la concentration en molécules fluorescentes, et ce, indépendamment des espèces non-fluorescentes contenues dans les solutions d'EPAS (c.-à-d., chlorphénésine et pentylène glycol).

### 2.3.3.1. Tension de surface

De nombreuses techniques permettent de mesurer la tension de surface d'un liquide, comme par exemple, les méthodes de la goutte sessile et pendante, ou encore les techniques de la plaque de Wilhelmy et de l'anneau de Du Noüy [28, 25]. Ici, c'est la méthode de la goutte pendante qui a été mise en oeuvre pour déterminer les effets de l'ajout d'EPAS sur la tension superficielle de l'eau. Les mesures ont été réalisées avec un *Drop Shape Analyser* (Krüss GmbH) de type DSA 25 (Fig. 2.17). Cette technique repose essentiellement sur du traitement d'image avec l'analyse de la forme d'une goutte suspendue soumise aux actions combinées de la gravité et de la capillarité. La goutte pendante est mécaniquement générée, par l'intermédiaire d'un dispositif de dosage automatisé (résolution 0.1  $\mu\text{L}$ , vitesse d'injection 10  $\mu\text{L}/\text{min}$ ), à l'extrémité d'une fine canule rigide de diamètre  $d_c$  et dans l'air ambiant dont la température contrôlée est maintenue à 25°C. Le système optique permettant d'observer l'interface eau/air de la goutte, nécessaire à l'algorithme de traitement d'image, est composé d'une LED monochromatique (470 nm) haute puissance assurant le rétroéclairage de la goutte, d'une caméra digitale (CF03, Krüss GmbH) d'une résolution de 1200×1200 pixels et équipée d'un objectif grossissant 6.5× permettant d'atteindre une résolution de 2.8  $\mu\text{m}/\text{px}$ . À partir de l'image enregistrée par la caméra, la tension de

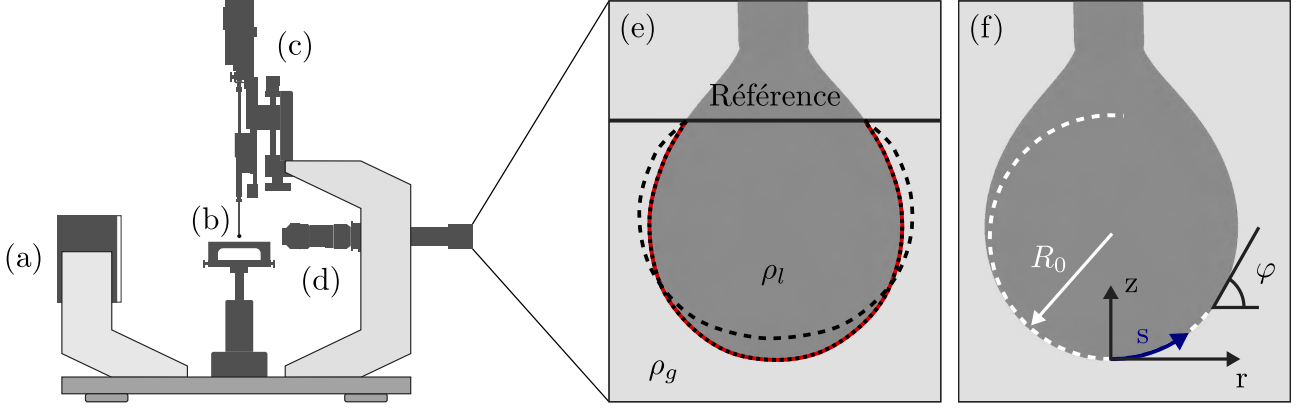


Figure 2.17: Mesure de la tension de surface par la méthode de la goutte pendante avec un Drop Shape Analyser de type DSA25. (a) LED monochromatique haute puissance (rétro-éclairage); (b) goutte pendante; (c) dispositif de dosage automatisé; (d) caméra digitale équipée d'un objectif grossissant; (e) extraction du profil de goutte (—) et résolution itérative de l'équation de Laplace-Young (---, .....); (f) paramètres impliqués dans l'équation paramétrique de Laplace-Young.

surface est déterminée suivant un processus à deux étapes. Un algorithme de détection des contours, basé sur une analyse des niveaux de gris, est d'abord appliqué à l'image enregistrée pour extraire le profil de la goutte pendante. Puis, par l'intermédiaire d'un algorithme d'optimisation, l'équation de Laplace-Young est itérativement résolue afin de déterminer les paramètres géométriques et physiques qui décrivent au mieux le profil de la goutte précédemment extrait. La méthode de la goutte pendante suppose connues les densités de part et d'autre de l'interface (ici, celles de l'air  $\rho_g$  et de l'eau  $\rho_l$ ). La précision espérée des mesures, suivant une telle méthode, est de 0.3 mN/m.

À l'équilibre, une goutte pendante obéit à la loi de Laplace-Young donnée par l'équation (1.6). Le saut de Laplace  $\Delta P$  peut s'écrire comme la différence du saut de pression à l'apex de la goutte où  $R_1 = R_2 = R_0$  et de la pression hydrostatique  $\Delta \rho g z$ , c'est-à-dire

$$\gamma \nabla_\pi \cdot \tilde{\mathbf{n}} = \frac{2\gamma}{R_0} - \Delta \rho g z. \quad (2.14)$$

L'axisymétrie de la goutte permet d'écrire l'égalité (2.14) sous la forme d'une équation paramétrique à partir des coordonnées cylindriques  $r$  et  $z$ , l'angle tangent  $\varphi$  et de l'abscisse curviligne  $s$  mesurée à partir de l'apex de la goutte [Fig. 2.17(f)]. Ainsi, en adimensionnant les coordonnées  $r$ ,  $z$  et  $s$  par le rayon de courbure à l'apex de la goutte (en  $z=0$ ), tel que  $\bar{r} = r/R_0$ ,  $\bar{z} = z/R_0$ ,  $\bar{s} = s/R_0$ , l'équation de Laplace-Young se décompose en trois équations différentielles couplées

$$\frac{d\varphi}{d\bar{s}} = 2 - Bo\bar{z} - \frac{\sin \varphi}{\bar{r}}, \quad (2.15a)$$

$$\frac{d\bar{r}}{d\bar{s}} = \cos \varphi, \quad (2.15b)$$

$$\frac{d\bar{z}}{d\bar{s}} = \sin \varphi. \quad (2.15c)$$

L'équation paramétrique (2.15) est une équation non linéaire qui n'a pas de solution analytique sauf

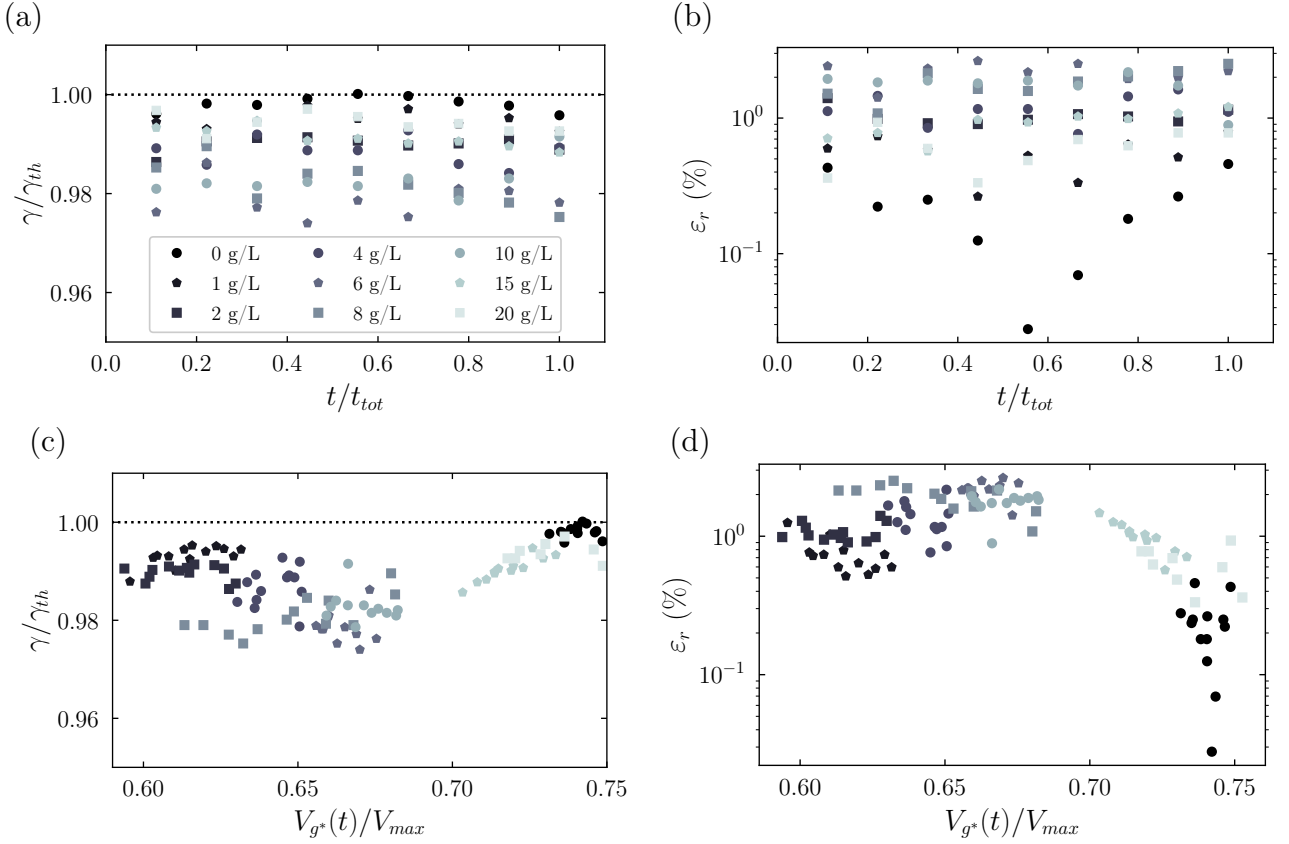


Figure 2.18: Mesure dynamique de la tension de surface  $\gamma$  et écarts relatifs  $\varepsilon_r$ , pour différentes concentrations d'éosine Y, en fonction du temps  $t/t_{tot}$  [(a) et (b)] et du volume adimensionné  $V_{g^*}(t)/V_{max}$  [(b) et (d)]. La légende en (a) est valable pour les courbes (b), (c) et (d). La ligne discontinue (.....) matérialise la tension de surface théorique de l'eau à 25°C.

dans le cas particulier d'une sphère. Dans le cas contraire, elle doit être résolue numériquement. Toutefois, en  $\bar{s} = 0$  où  $\bar{r} = \bar{z} = \varphi = 0$ , l'équation (2.15a) montre que la forme de la goutte pendante ne dépend que d'une seule grandeur adimensionnée, le nombre de Bond, qui ici joue également le rôle d'un facteur de forme. En déterminant simultanément  $Bo$  et  $R_0$  par traitement d'image et algorithme d'optimisation, on peut alors déterminer la tension de surface telle que,  $\gamma = \Delta\rho g R_0^2 / Bo$ . Les résultats obtenus par cette méthode sur les mélanges eau-EPAS sont illustrés sur la figure 2.18. La figure 2.18(a) montre l'évolution de la tension superficielle dynamique. Pour un même échantillon, un point de mesure est enregistré toutes les 10 s sur une durée  $t_{tot} = 130$  s. La tension de surface  $\gamma$  mesurée est adimensionnée par rapport à la tension superficielle théorique  $\gamma_{th}$  de l'eau à 25°C qui vaut 71.97 mN/m. La figure 2.18(b) illustre la variation de l'écart relatif  $\varepsilon_r = 100 \times |\gamma_{th} - \gamma| / \gamma_{th}$  au cours du temps entre les valeurs mesurées et la valeur théorique. L'écart relatif ne dépasse pas 2% dans le cas d'une solution concentrée à 6 g/L et chute en dessous de 0.1% pour de l'eau pure. Les mesures ne semblent pas révéler une quelconque dépendance entre l'écart relatif et la concentration en éosine Y, ni même entre l'écart relatif et le temps  $t/t_{tot}$ . En revanche, comme le montre les figures 2.18(c) et (d), une nette dépendance

de  $\varepsilon_r$  au volume  $V_{g^*}(t)/V_{max}$  est observable. Le volume  $V_{max}$ , donné par le rapport  $\pi d_c \gamma / g(\rho_l - \rho_g)$  [7], correspond à la masse nécessaire que requiert la goutte pour se détacher de la canule. Le volume  $V_{g^*}(t)$  correspond, quant à lui, au volume de la goutte pris en compte lors de la mesure de la tension de surface, c'est-à-dire le volume situé sous la ligne de référence [voir Fig. 2.17(e)]. La figure 2.18(d) montre clairement que plus le volume  $V_{g^*}(t)$  se rapproche de  $V_{max}$  est plus l'écart relatif diminue. On note, d'ailleurs, que les deux échantillons présentant le plus faible écart relatif sont les concentrations extrêmes : l'eau pure et l'éosine Y à 2%. Ce comportement est en accord avec les travaux de Berry *et coll.* [7] qui ont démontré, pour la technique de la goutte pendante, que les gouttes les plus proches du volume critique de détachement offrent la mesure la plus précise et la plus exacte. Ainsi, au vu de l'étendue de l'écart relatif répertorié compris entre 0 et 2% et de la tendance observée lorsque  $V_{g^*}(t)/V_{max} \rightarrow 1$ , il est raisonnable de conclure que l'ajout d'EPAS dans l'eau ne modifie pas sa tension de surface, ou du moins, pas dans des proportions pouvant altérer la phénoménologie attendue de la fragmentation d'une goutte d'eau. On retiendra que la tension de surface n'est pas un critère limitant quant au choix du dosage optimal du traceur fluorescent dans l'implémentation de la PLIF.

### 2.3.3.2. Viscosité dynamique

La mesure de la viscosité dynamique,  $\mu$ , des échantillons eau-EPAS est réalisée avec un rhéomètre rotationnel D-HR2 (TA Instruments) équipé d'un système de mesure à double entrefer. Cette géométrie est particulièrement adaptée aux liquides faiblement visqueux, car elle présente une large surface de contact avec l'échantillon testé, ce qui a pour effet d'augmenter la résistance visqueuse sur le cylindre intérieur en rotation et donc la précision des mesures. Le rhéomètre D-HR2 est équipé d'une cellule d'essais calorifugée et d'un système de chauffage permettant de mesurer la viscosité de l'échantillon pour différentes températures. Une fois l'échantillon versé dans la cellule de mesure, il est chauffé jusqu'à atteindre la température de consigne ( $\pm 0.25^\circ\text{C}$ ) pendant 30 minutes. Durant cette étape de chauffe, un taux de cisaillement constant de  $50 \text{ s}^{-1}$  est appliqué afin d'assurer l'homogénéité en température de l'échantillon et d'atteindre l'équilibre thermique avant le début des essais. La mesure des contraintes de cisaillement,  $\tau$ , a été réalisée pour cinq taux de cisaillement,  $\dot{\gamma}$ , allant de  $50$  à  $10 \text{ s}^{-1}$ . Pour chaque point de mesure, le taux de cisaillement est maintenu pendant 10 s le temps que l'équilibre du couple soit atteint avant d'effectuer une mesure moyenne sur 500 s. La viscosité dynamique peut alors être déterminée en corrélant le modèle Newtonien  $\tau = \mu\dot{\gamma}$  au rhéogramme ( $\tau$  versus  $\dot{\gamma}$ ) expérimentalement obtenu (Fig. 2.19). La validité de cette procédure de détermination de la viscosité dynamique est vérifiée en comparant les mesures de viscosité pour de l'eau pure à  $20^\circ\text{C}$  avec les données des tables thermodynamiques du logiciel CoolPack [51] (Fig. 2.20). L'écart relatif entre les données CoolPack et les mesures est compris entre 0 et 2% en valeur absolue [Fig. 2.20(b)] pour des températures allant de  $20$  à  $70^\circ\text{C}$ . Cet écart, tout à fait acceptable dans le cadre de ces travaux, permet de valider la procédure de détermination de la viscosité dynamique. Les figures 2.21(a) et (b) illustrent respectivement l'évolution de la viscosité dynamique en fonction de la température et de la concentration en EY. Pour des concentrations inférieures à  $6 \text{ g/L}$ , la variation de la viscosité dynamique des solutions eau-EPAS, par rapport à celle de l'eau pure, est relativement faible : entre 0 et 2% à  $20^\circ\text{C}$  et jusqu'à 5% pour les températures supérieures. En revanche, pour des concentrations supérieures à  $6 \text{ g/L}$ , l'écart relatif

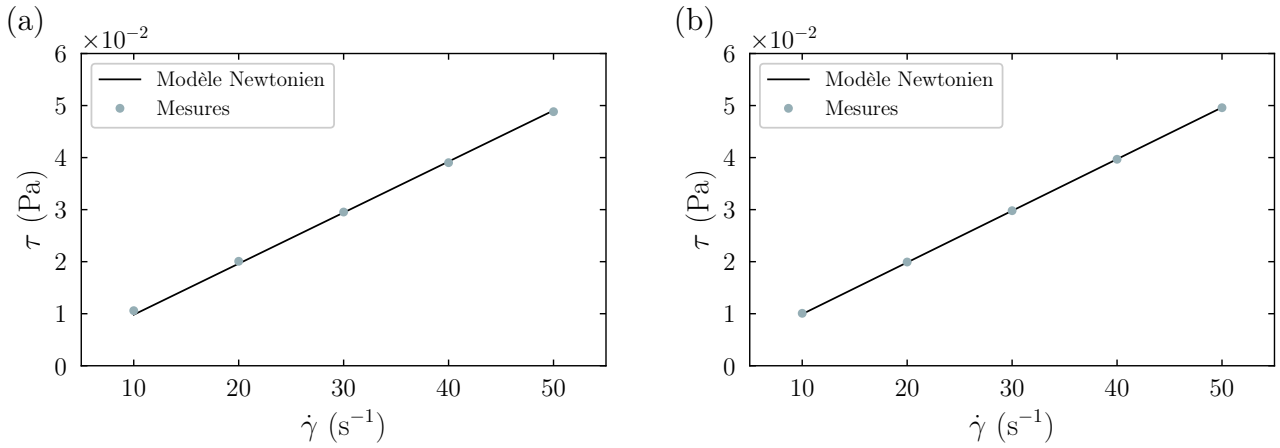


Figure 2.19: Rhéogramme et corrélation avec le modèle Newtonien pour (a) de l'eau à 20°C et (b) de l'éosine 2% pure à 20°C.

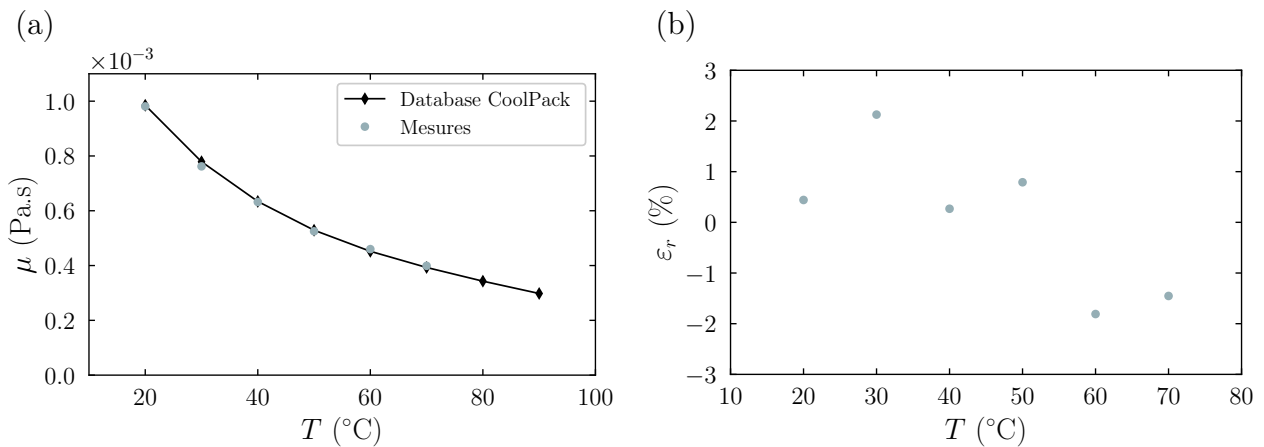


Figure 2.20: (a) Comparaison des mesures de viscosité dynamique de l'eau pure à 20°C avec les données des tables thermodynamiques du logiciel CoolPack [51]. (b) Écart relatif entre la mesure et les données tabulées.

dépasse nettement les 10% et atteint les 40% pour une concentration en EY de 20 g/L et une solution à 80°C. À l'inverse de la tension de surface, il apparaît que l'ajout d'éosine Y à l'eau altère sensiblement sa viscosité. La mise en oeuvre de la PLIF, dans le cadre de l'étude de la fragmentation d'une goutte d'eau, devra donc se faire avec des concentrations en traceur fluorescent, c'est-à-dire en éosine Y, les plus faibles possibles (compte tenu des propriétés optiques de l'éosine Y). La concentration de 6 g/L est la limite haute admissible.

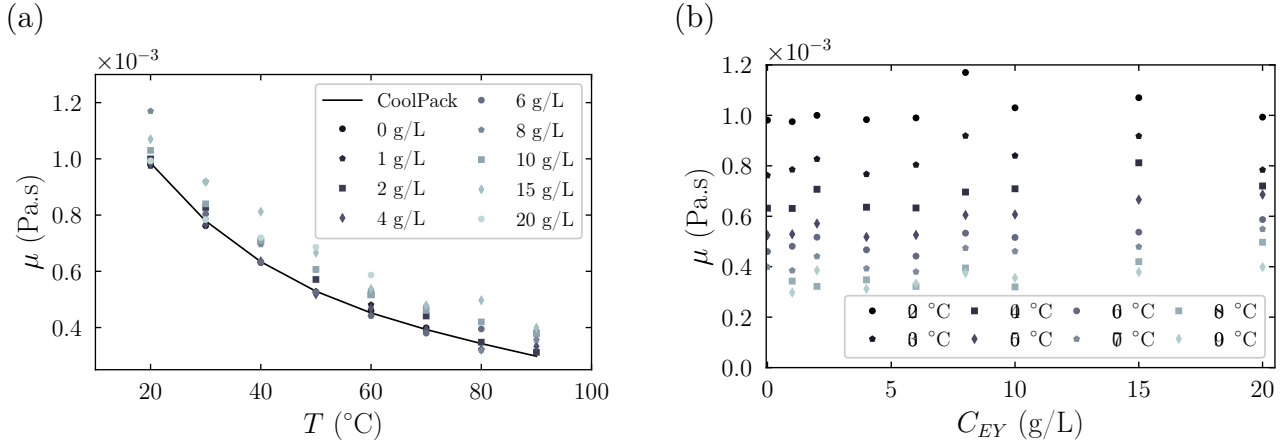


Figure 2.21: Mesure de la viscosité dynamique en fonction (a) de la température de l'échantillon et (b) de la concentration en éosine Y.

### 2.3.3.3. Potentiel Hydrogène (pH)

L'intensité de la fluorescence dépendant fortement du pH, une évaluation de la sensibilité du pH de l'eau à la concentration en éosine Y est nécessaire. La mesure du pH des solutions eau-EPAS est réalisée avec une électrode combinée 90450 (Bioblock) connectée à un pH-mètre CG 820 (Schotte-Geräte, GmbH) semblable à un millivoltmètre. L'électrode combinée regroupe dans un même corps une électrode de référence, une électrode indicatrice (également appelée, électrode de verre) et un diaphragme (membrane poreuse). En plongeant l'électrode combinée dans une solution liquide, une différence de potentiel entre les deux électrodes est générée (effet de pile). L'électrode de référence est une électrode Ag/AgCl, un fil d'argent recouvert d'un film AgCl, plongée dans une solution d'électrolyte saturée en chlorure de potassium (KCl). La demi-réaction du couple redox associé à l'électrode donne  $AgCl_{(s)} + e^- \rightleftharpoons Ag_{(s)} + Cl^-$ . L'équation de Nernst implique que le potentiel de l'électrode vaut  $E = E^0 + 0.06 \log([Cl^-])$  où  $E^0$  est le potentiel standard. La solution d'électrolyte KCl étant saturée, il vient que la concentration  $[Cl^-]$  est constante, et donc que le potentiel l'est aussi. La jonction électrolytique entre l'électrolyte et l'échantillon testé est assurée par le diaphragme. L'électrode indicatrice utilise le potentiel d'une membrane de verre, spécifique aux ions  $H^+$ , séparant la solution testée d'une solution tampon (pH fixé), en l'occurrence, le même électrolyte liquide que celle utilisée pour l'électrode de référence. Le potentiel de cette solution est mesuré avec un fil Ag/AgCl et comparée à la mesure de potentiel de l'électrode de référence via le pH-mètre. La différence de potentiel ainsi mesurée est proportionnelle au pH de l'échantillon, en accord avec la loi de Nernst

$$E = E_{ind} - E_{ref} = E^0 + \frac{RT}{F} \ln(a_{H^+}) \quad \text{avec} \quad pH = -\log(a_{H^+}), \quad (2.16)$$

où  $E$ ,  $E_{ind}$  et  $E_{ref}$  sont respectivement le potentiel mesuré, le potentiel de l'électrode indicatrice et le potentiel de l'électrode de référence,  $R$  est la constante de gaz parfaits,  $T$  la température,  $F$  est la constante de Faraday et  $a_{H^+}$  l'activité chimique des ions  $H^+$ . Dans le cadre des mesures de

pH des solutions eau-EPAS, l'électrode combinée est plongée dans l'échantillon testé à hauteur de 30 mm jusqu'à ce que la valeur affichée par le pH-mètre soit stable. Une compensation manuelle de la température est assurée par l'intermédiaire d'un thermocouple type K NiCr-Ni (1/2 DIN IEC 584 class 2,  $\pm 0.1^\circ\text{C}$ ). Entre chaque mesure, l'électrode combinée est rincée avec de l'eau distillée pour limiter la contamination croisée de l'échantillon. La calibration du pH-mètre est également vérifiée, et corrigée si besoin, avec une solution tampon au pH fixé à 7.01 (Fisherbrand). La précision du pH-mètre est de  $\pm 0.01$  pH. Chaque point de mesure est triplé. Pour une solution de concentration 0 g/L à  $19.1^\circ\text{C}$ , soit de l'eau pure, le pH mesuré est de 8.84, ce qui est légèrement basique. Néanmoins, en employant une seconde électrode combinée, connectée à un autre pH-mètre, une contre-mesure a été réalisée. Celle-ci confirme la basicité de l'eau distillée employée et discrimine ainsi toute erreur de mesure.

La courbe continue sur la figure 2.22(a) montre la dépendance de l'intensité du signal de fluorescence de l'éosine Y au pH [59]. Elle est maximale pour des valeurs de pH comprises entre 5.5 et 11. En deçà, l'intensité diminue sensiblement, jusque 20% pour un pH 4 et 50% pour un pH 3.5. Nos mesures de pH pour des concentrations en EY variant de 0 à 20 g/L montrent une influence non négligeable de l'EPAS sur le pH de l'eau [Fig. 2.22(b)]. Plus précisément, un écart de 17% est observé entre les deux concentrations extrêmes. Cependant, en plaçant nos mesures de pH sur la courbe continue de la figure 2.22(a), on note que la gamme mesurée de pH est centrée sur l'intervalle de pH [5.5, 11]. Ainsi, un quelconque choix de concentration en éosine Y comprise entre 0 à 20 g/L est satisfaisant quant à l'implémentation de la PLIF dans des conditions optimales.

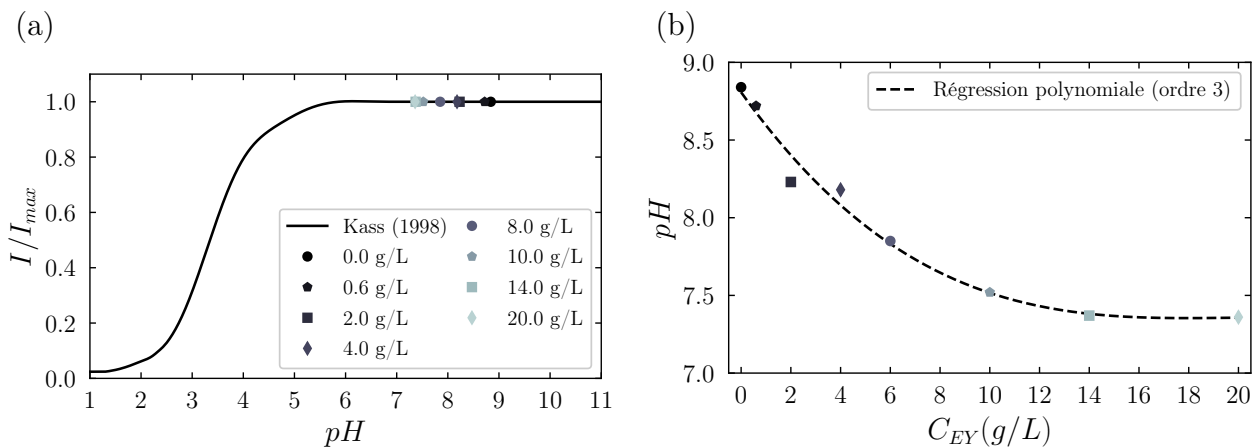


Figure 2.22: (a) La ligne continue (—) illustre la dépendance de l'intensité du signal de fluorescence (pour l'éosine Y) au pH de la solution d'après les travaux de Kass (1998). Les points expérimentaux sont positionnés sur la courbe en fonction, uniquement, de la mesure de pH réalisée dans le cadre de ces travaux de thèse. (b) Évolution du pH en fonction de la concentration en éosine Y et régression polynomiale d'ordre 3 des points de mesure expérimentaux (---).



#### 2.3.3.4. Spectres d'émission, absorption et photoblanchiment

Le montage expérimental employé pour caractériser la dynamique spectrale, spatiale et temporelle du signal de fluorescence de l'éosine Y comprend : un laser continu Nd:YVO4 (Verdi 0-5 W, Coherent), une cellule de fluorescence cubique en quartz de côté  $r = 40$  mm et un agitateur magnétique couplé à une plaque chauffante avec rétrocontrôle de la température de l'échantillon. Le laser émet un faisceau continu cylindrique à 532 nm et présente un profil d'intensité gaussien. La génération de la nappe laser est assurée par la succession d'une lentille cylindrique divergente de focale  $-10$  mm et d'une lentille sphérique de focale 200 mm, alignées sur le chemin optique du faisceau. La première lentille assure la divergence unidirectionnelle du faisceau incident cylindrique et la seconde collimate le faisceau divergent, dans la direction perpendiculaire à l'épanchement donnée par la première lentille, afin d'assurer une épaisseur de nappe régulière d'environ 200  $\mu\text{m}$ . La nappe laser traverse la cellule de fluorescence, dans laquelle se trouve la solution eau-EPAS à tester, de gauche à droite [Fig. 2.23(a)]. La cellule est positionnée sur la plaque chauffante et est continuellement mélangée par l'agitateur magnétique associé. Le signal de fluorescence est enregistré, perpendiculairement à la nappe laser, avec une caméra rapide Photron Fastcam AX-50 d'une résolution de  $1024 \times 1024$  pixels. La caméra est équipée d'un objectif macro 105-mm  $f/2.8$  Sigma, ainsi que d'un filtre passe-haut d'une longueur de coupure 550 nm permettant de filtrer la lumière provenant du laser. L'atténuation du faisceau de laser (absorption) le long du chemin optique est obtenue, à partir des images enregistrées, en mesurant l'intensité du signal de fluorescence en fonction de la largeur  $r$  de la cellule. De même, en enregistrant une série d'images pour un même échantillon à une fréquence d'acquisition de 50 Hz et pour un temps d'exposition de 20 ms, le taux de photoblanchiment peut être déterminé en mesurant la perte d'intensité du signal de fluorescence au cours du temps. Enfin, le spectre d'émission de la fluorescence, compris entre 500 et 750 nm, est obtenu au moyen d'un spectromètre USB2000+XR1-ES (Ocean Optics) où le signal de fluorescence est collecté, perpendiculairement à la nappe laser, par une fibre optique de diamètre 1000  $\mu\text{m}$ .

La figure 2.23(b) montre le spectre d'émission de la fluorescence d'une solution eau-EPAS d'une concentration de 200.0 mg/L à  $20^\circ\text{C}$  ( $\pm 0.5^\circ\text{C}$ ). La puissance de sortie du laser est fixée à 1 W. Le signal de fluorescence est mesuré sur une largeur spectrale allant de 550 nm à 700 nm avec un maximum d'intensité enregistré à 578 nm. La longueur d'onde d'excitation de la source laser et le profil de transmission du filtre passe-haut (d'une longueur de coupure de 550 nm) utilisé pour bloquer la diffusion laser sont également illustrés sur la figure 2.23(b). Nous verrons un peu plus tard, à la section 2.3.4, que lors de la mise en application de la fluorescence dans le cadre des expériences de fragmentation de gouttes, le signal de fluorescence est enregistré au moyen d'une caméra rapide Fastcam Photron SA-Z. Le capteur CCD monochromatique de cette caméra est sensible à certaines longueurs d'onde en-dehors du domaine du visible, typiquement sur 200-1000 nm. Nous avons vu un peu plus tôt que, pour les besoins de la caractérisation de la fragmentation, le traceur fluorescent choisi doit permettre de dissocier la phase liquide de la phase gazeuse. Autrement dit, il ne doit pas fluorescer à la fois dans le liquide et dans le gaz. En fait, ceci n'est nécessaire seulement sur la largeur spectrale exploitée, c'est-à-dire le domaine de sensibilité du capteur de la caméra. Afin de le vérifier, le signal de fluorescence a été mesuré au moyen d'une solution eau-EPAS portée à ébullition. Le spectre d'émission émis par le liquide

[figure 2.23(b)] et celui émis par les vapeurs produites [figure 2.23(c)] ont été mesurés simultanément. On constate directement que, dans la phase gazeuse, l'intensité du signal de fluorescence est quasiment nulle (du même ordre de grandeur que le bruit) et donc que, sur une largeur spectrale de 200-1000 nm, seule l'émission de la phase liquide est perceptible. Avec la figure 2.23(b), on notera également l'efficacité du filtre passe-haut sélectionné à bloquer la diffusion laser (filtre qui sera, à ce titre, utilisé lors de la visualisation par PLIF des expériences de fragmentation).

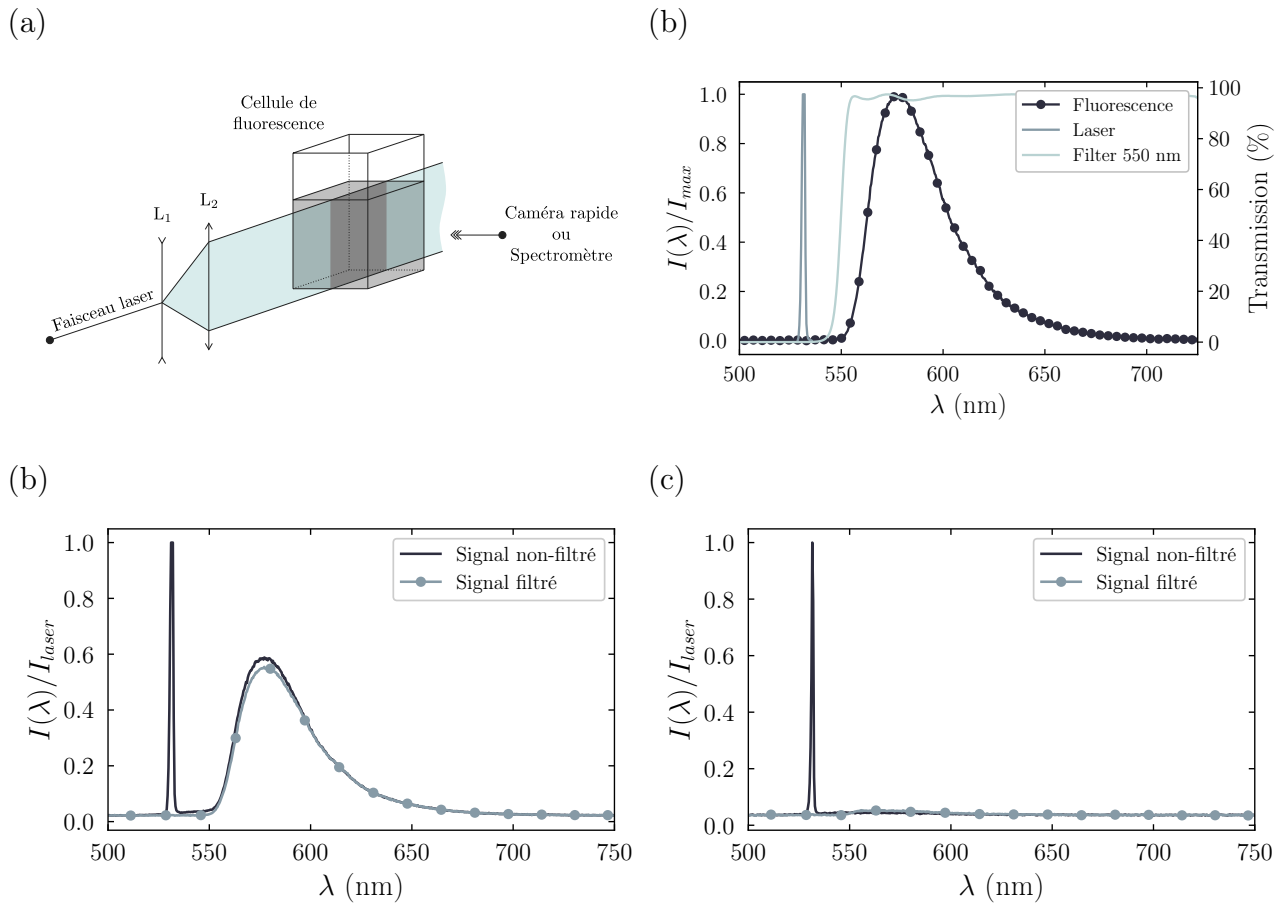


Figure 2.23: (a) Montage expérimental pour la caractérisation des propriétés de fluorescence de l'éosine Y. (b) Spectres d'émission de la fluorescence de l'éosine Y dans l'eau, spectre d'émission de la source d'excitation laser et profil de transmission du filtre passe-haut. (c) Mesure spectrale, filtrée (passe-haut, 550 nm) et non-filtrée, du signal lumineux dans le liquide. (d) Mesure spectrale, filtrée (passe-haut, 550 nm) et non-filtrée, du signal lumineux dans la phase gazeuse (au-dessus du volume liquide).

La figure 2.24 présente des profils de variation de l'intensité de fluorescence le long du chemin optique (atténuation) du fait de l'absorption d'énergie par les molécules fluorescentes. Pour rappel, le faisceau laser entre dans la cellule de fluorescence (en  $r = 0$  mm) et se propage sur toute sa largeur  $r$ . Les mesures sont réalisées avec une puissance en sortie de laser de 1 W. Les courbes présentées sur la figure 2.24 sont des interpolations exponentielles des points de mesure de la décroissance du signal d'intensité où le choix d'une fonction exponentielle est motivé par la forme de la loi de Beer-Lambert

(voir section 2.3.2.1). On constate que pour des concentrations en éosine Y de plus 10.0 mg/L, plus de 80% de l'intensité lumineuse initiale est absorbée en l'espace de 30 mm. Pour une concentration de 200.0 mg/L, l'atténuation totale de la radiation laser est atteinte dès 15 mm. Grâce à différentes techniques de traitement d'image, la variation spatiale de l'intensité lumineuse peut facilement être corrigée surtout lorsque le taux d'atténuation est connu (ce qui est le cas ici). Cependant, cette approche n'est efficace que si, pour les intensités les plus faibles, le rapport signal-sur-bruit (SNR) est suffisant. Pour conserver un SNR acceptable, sur toute la longueur du chemin optique, on estime sur la base de nos mesures que la perte d'intensité maximale admissible est d'environ 60%. Cette estimation permet de placer la limite basse des concentrations en éosine Y, exploitables dans le cadre des études sur la fragmentation d'une goutte, à 200 mg/L. En effet, à cette concentration et comme le montre la figure 2.24 réalisée pour une puissance laser de 1 W, la diminution de 60% de l'intensité initiale est atteinte sur environ 3 mm, ce qui est raisonnable pour l'étude de gouttes millimétriques. Pour une puissance laser de 2.5 W, cette valeur est doublée, ce qui permet l'étude de goutte de diamètre initial d'environ 2 mm.

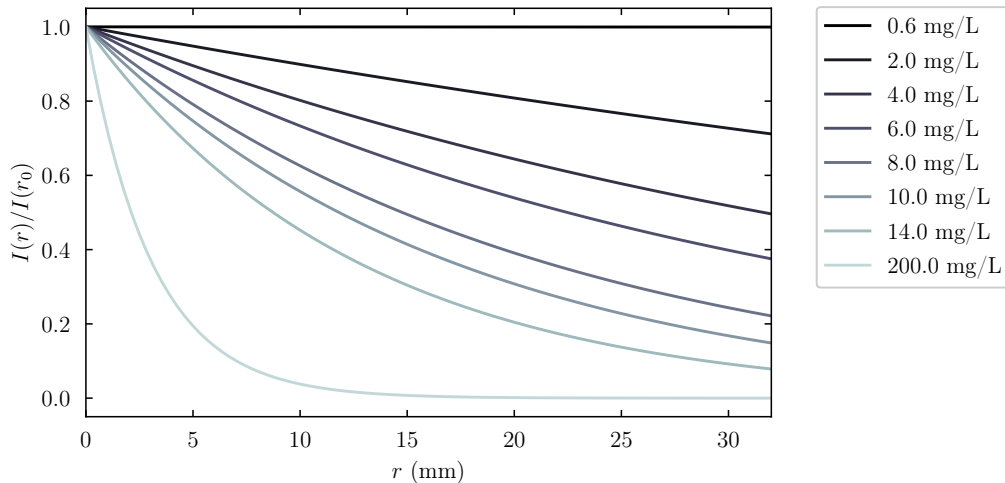


Figure 2.24: Atténuation du faisceau laser le long du chemin optique. Les courbes sont des interpolations exponentielles des points de mesure.

Pour une concentration en éosine Y de 200 mg/L, la figure 2.25 présente des profils de variation de l'intensité de fluorescence au cours du temps du fait de la photodégradation des molécules fluorescentes (photoblanchiment). Cette thèse ne traitant pas de la caractérisation de la fragmentation aérodynamique d'une goutte au-delà de 1 ms, nous nous fixerons ce temps comme critère limite dans le choix de la concentration optimale vis-à-vis de la décroissance temporelle du signal. La figure 2.25(a) montre que pour une puissance laser de 20 mW jusque environ 1 W, le temps de photoblanchiment est nettement supérieur au critère imposé. Pour un même niveau de photoblanchiment, c'est-à-dire à  $I(t)/I_0$  constant, ces mesures permettent d'établir une relation de dépendance linéaire entre le temps de décroissance nécessaire pour atteindre ce niveau et la puissance de sortie du laser [Figure 2.25(b)]. Précédemment, nous avons vu avec les mesures de l'atténuation du faisceau laser que la décroissance

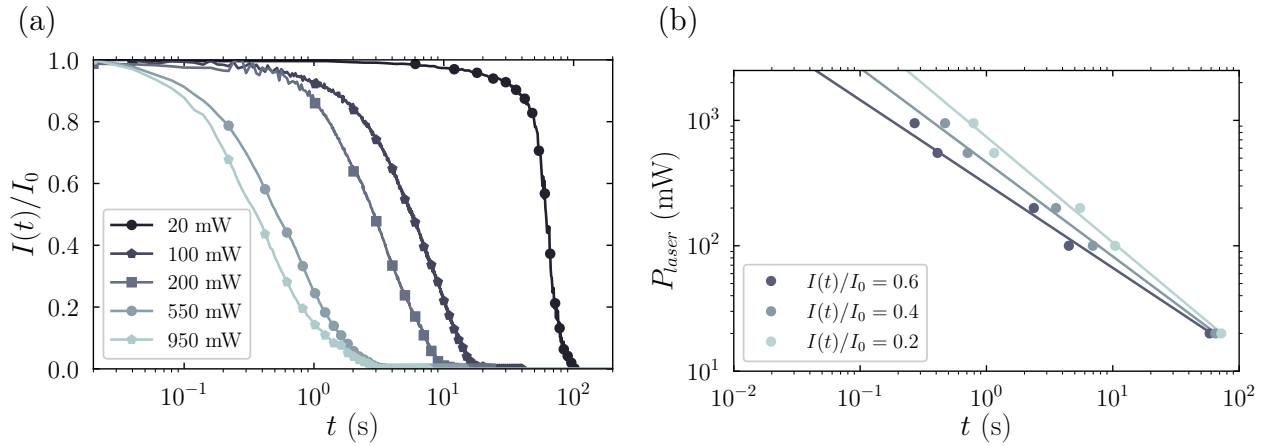


Figure 2.25: (a) Mesures de la décroissance temporelle de l'intensité du signal de fluorescence par photodégradation des molécules fluorescentes (photoblanchiment) en fonction de la puissance de sortie du laser. La concentration en éosine Y est de 200 mg/L. (b) Approximation linéaire (—) de la dépendance entre la puissance laser  $P_{laser}$  et le temps pour différents niveaux de photoblanchiment (20%, 40% et 60%). Les marqueurs correspondent aux points de mesures associés aux courbes sur la figure (a).

spatiale de l'intensité du signal de fluorescence à hauteur de 60% permettait l'étude de gouttes de diamètre initial 2 mm pour une concentration en éosine Y de 200 mg/L et une puissance laser de 2.5 W. Ici, l'interpolation linéaire proposée sur la figure 2.25(b) nous indique que le temps de photoblanchiment à 60%, dans des conditions identiques, est d'un peu moins de 500 ms. Cette valeur, très supérieure au critère fixé, est confirmée par les essais préliminaires sur goutte.

### 2.3.3.5. Bilan de la caractérisation

Nous avons vu que la tension de surface et le pH ne sont pas des critères limitant quant au choix de la concentration en éosine Y et que l'altération de la viscosité de l'eau est d'autant plus importante que la concentration est élevée. Par rapport aux mesures de viscosité, nous avons fixé à 6 g/L la concentration maximale admissible. Puis, pour une puissance de 1 à 2.5 W en sortie de laser, nous avons vu qu'au-delà d'une concentration de 200 mg/L, l'atténuation du faisceau laser est trop importante pour une exploitation du signal de fluorescence lors d'une expérience de fragmentation. Enfin, nous avons constaté qu'à cette même concentration et à 2.5 W, le temps de photoblanchiment est suffisamment long pour fournir un signal lumineux sur toute la durée du processus de fragmentation. Sachant que plus la concentration en traceur est élevé (en régime linéaire) plus le rapport signal-sur-bruit est bon, la concentration de 200 mg/L et la puissance laser de 2.5 W ont été sélectionnées pour mener à bien l'imagerie par fluorescence laser sans détériorer les propriétés physiques de l'eau et tout en garantissant un signal de fluorescence exploitable pour la caractérisation des processus de fragmentation.

### 2.3.4. Montage combiné PLIF–ombroscopie

Dans ce travail de thèse, les images de PLIF sont obtenues simultanément à une imagerie par ombroscopie à grossissement modéré. Ce couplage permet de garder l'historique de la propagation de l'onde de choc et de l'enveloppe de la goutte fragmentée (sans dissociation des phases) tout en bénéficiant de la visualisation non intégrée d'une section du corps de la goutte où seule la phase liquide est capturée. Le montage expérimental associé à ce diagnostic combiné PLIF-ombroscopie est montré sur la figure 2.26. L'ombroscopie est réalisée avec une caméra rapide  $C_1$  (Fastcam Photron SA-Z) à une

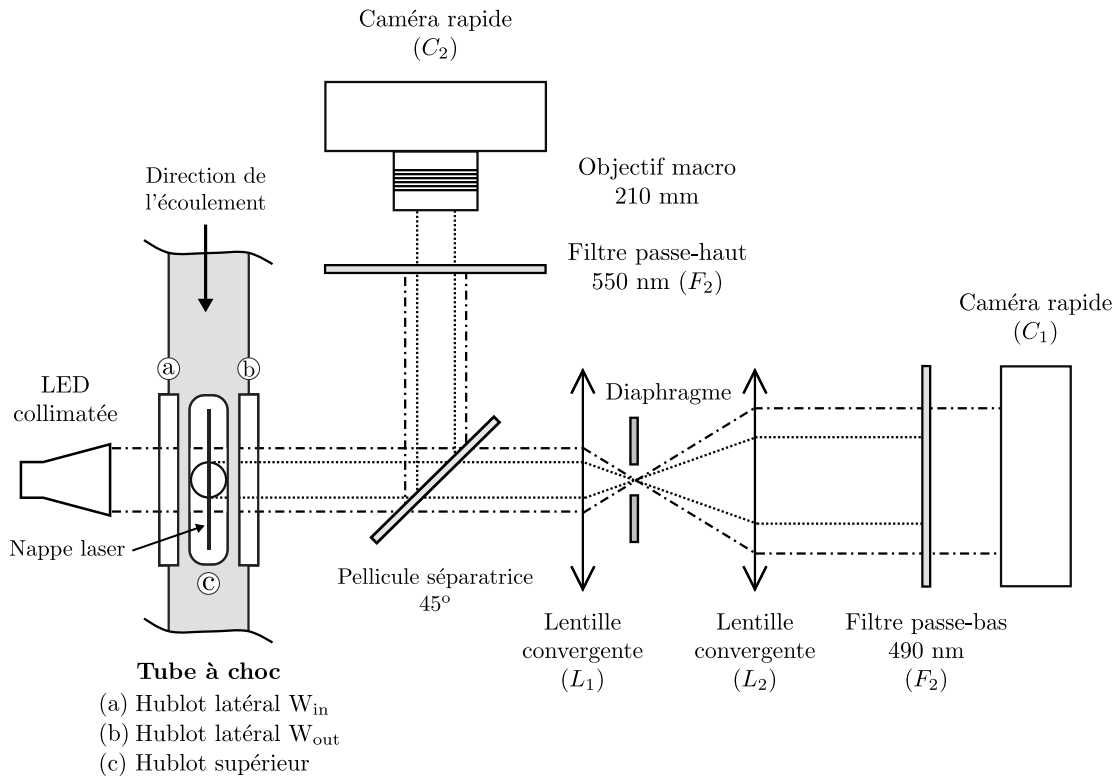


Figure 2.26: Schéma du montage du diagnostic combiné PLIF-ombroscopie.

fréquence de 96 kHz et un temps d'exposition de  $1 \mu s$ . Une diode électroluminescente (LED), combinée à une optique télécentrique (Opto Engineering S.r.l) et émettant un faisceau parallèle à l'axe optique (transverse à la direction de l'écoulement), est utilisée pour le rétroéclairage de la goutte nécessaire à l'ombroscopie. La LED, d'une puissance de 1 W, produit une lumière bleue homogène d'une bande passante (c.-à-d., largeur à mi-hauteur FWHM) de 60 nm centrée sur 460 nm. Le faisceau de lumière collimaté, en sortie de l'optique télécentrique, est de section circulaire de diamètre 60 mm. Il traverse la chambre de visualisation en entrant par le hublot  $W_{in}$  et en sortant par le hublot en vis-à-vis  $W_{out}$ . L'ombre de la goutte ainsi produite est projetée sur le capteur CDD de la caméra  $C_1$  d'une résolution de  $1024 \times 1024$  px au moyen d'une paire de lentille afocale,  $L_1$  ( $f = 1000$  mm) et  $L_2$  ( $f = 400$  mm). Un diaphragme circulaire de diamètre 6 mm est placé entre les lentilles  $L_1$  et  $L_2$  pour limiter l'ouverture effective du système. Un filtre passe-bas ( $F_1$ ) est placé devant le capteur de la caméra  $C_1$  pour filtrer

les longueurs d'onde au-dessus de 490 nm. Une imagerie simultanée est réalisée par PLIF en positionnant une pellicule séparatrice entre le hublot de sortie de chambre  $W_{out}$  et la lentille  $L_1$ . Cette pellicule séparatrice permet de produire deux images identiques en réfléchissant 50 % de la lumière constituant l'image et en transmettant le reste dans l'axe de la LED. Les particules fluorescentes sont excitées avec un laser continu opérant sur 532 nm (Laser Nd:YVO4 5 W doublé en fréquence, Verdi V5, Coherent). L'excitation laser accède à la chambre par le hublot supérieur. Avant cela, le faisceau laser est transformé en une nappe d'épaisseur 200  $\mu\text{m}$  en dilatant le faisceau dans l'axe de l'écoulement au moyen d'une lentille cylindrique ( $f = -10$  mm), puis en focalisant le faisceau dans la direction perpendiculaire via une lentille sphérique de focale 200 mm. La nappe laser croise la goutte en son plan médian. La radiation émise par la fluorescence est réfléchiée par la pellicule séparatrice et enregistrée par une seconde caméra rapide  $C_2$  (Fastcam Photron SA-Z) via un objectif macro 105 – mm f/2.8 (Sigma Corp.) couplé à un téléconvertisseur (2 $\times$ ) permettant d'augmenter la focale de l'objectif. La résolution de l'image produite par la caméra  $C_2$  est de  $512 \times 344$  px. La fréquence d'acquisition et le temps d'exposition sont identiques à ceux de la caméra  $C_1$ . Un filtre passe-haut ( $F_2$ ) est positionné devant la CDD de la caméra  $C_2$  pour bloquer les rayons lumineux d'une longueur d'onde inférieure à 550 nm. Les deux caméras sont simultanément déclenchées suivant une tension de consigne mesurée par l'un des capteurs de pression dynamique au passage de l'onde de choc.

Les figures 2.27 et 2.28 montrent, à titre d'exemple, la mise en œuvre du diagnostic PLIF-ombroscopie

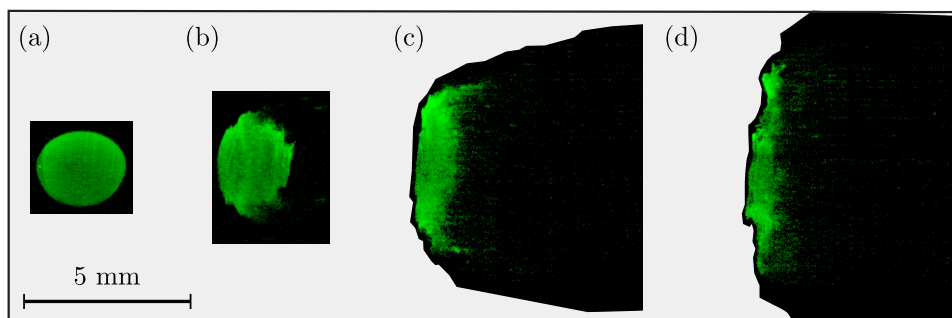


Figure 2.27: Fragmentation aérodynamique d'une goutte d'eau à  $We=1447$ . Les temps adimensionnés ( $\hat{t}$ ) sont (a)  $<0$ , (b) 0.35, (c) 0.79, (d) 1.15. La ligne (a) est une séquence d'ombroscopie. La ligne (b) est une séquence de PLIF. La ligne (c) est une visualisation combinée ombroscopie-PLIF par superposition des séries (a) et (b).

combiné sur des expériences de fragmentation. Le signal de fluorescence est représenté en niveau de vert (fausse couleur) et est superposé au signal d'ombroscopie en niveaux gris. La superposition nécessite le post-traitement des images qui est réalisé en quatre étapes. Le fond des images, incluant l'arrière-plan et le bruit inhérent au système d'acquisition, est d'abord retiré. Pour ce faire, 200 images de la scène sont enregistrées avant chaque essai et sans la goutte. Puis, leur moyenne est soustraite aux images de la fragmentation. La résolution du système d'ombroscopie et de PLIF n'étant pas égale, les images sont ensuite recalibrées. Pour cela, une mire de résolution USAF positionnée à la place de la goutte est photographiée par les deux systèmes d'acquisition avant chaque essai. Le champ de visualisation des deux caméras n'étant pas identique, la photographie de la mire USAF est également

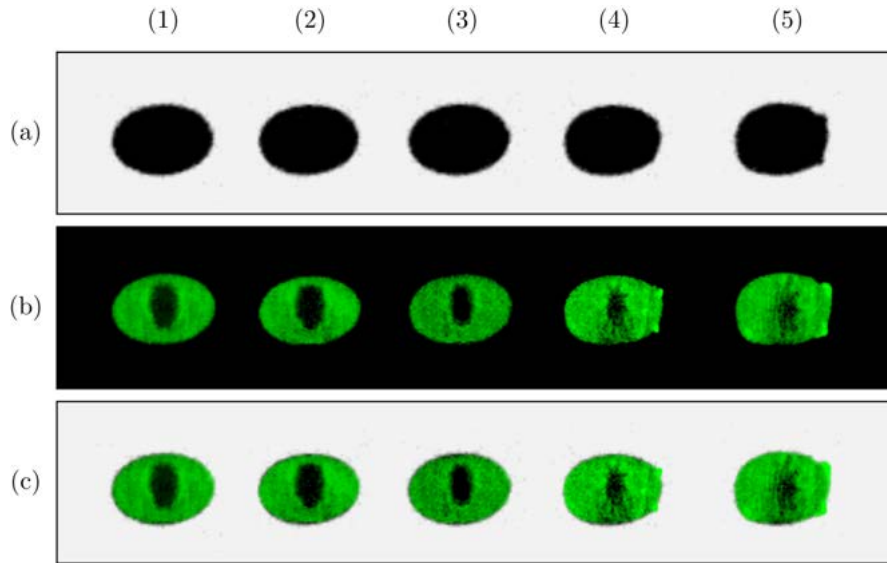


Figure 2.28: Interaction d’une goutte, contenant initialement une bulle d’air, avec une onde de choc ( $We=701$ ). Les temps ( $\mu\text{s}$ ) sont (1)  $<0$ , (2) 5, (3) 15, (4) 26, (5) 36. La ligne (a) est une séquence d’ombroscopie. La ligne (b) est une séquence de PLIF. La ligne (c) est une visualisation combinée ombroscopie-PLIF par superposition des séries (a) et (b).

utilisée pour aligner les images de PLIF à celles d’ombroscopie. Enfin, la luminosité et le contraste des images sont corrigés pour optimiser l’homogénéité et la lisibilité des images superposées. Ce processus de post-traitement en quatre étapes est entièrement assuré par un programme MATLAB. La figure 2.27 montre une expérience de fragmentation à  $We=1447$  et révèle la distribution de la masse liquide ainsi que la structure 2-D du corps de la goutte sur le plan équatorial. La superposition permet ainsi une visualisation dissociée du noyau liquide et de l’enveloppe brumeuse. La figure 2.28 représente une expérience de fragmentation où une bulle d’air est injectée dans la goutte avant son interaction avec l’onde de choc. Cet essai démontre l’aptitude de la PLIF à résoudre la structure interne de la goutte que l’ombroscopie ne saurait faire. En effet, comme attendu, l’ombroscopie ne permet pas de révéler la présence de la cavité gazeuse à l’intérieur de la goutte du fait de l’intégration le long du chemin optique. En revanche, nous pouvons constater que le PLIF y parvient avec succès. La résolution de la figure 2.28 est trop faible pour discuter rigoureusement de la dynamique de la bulle à l’intérieur de la goutte après le passage du choc, mais on constate, malgré tout, la contraction de la bulle après le passage du choc [figures 2.27(2)-(3)] et le développement de perturbations à la surface de la cavité qui se manifestent sous la forme d’une étoile [Fig. 2.27(4)-(5)].

## 2.4. Modèle numérique : ECOGEN

La simulation numérique de la fragmentation aérodynamique d’une goutte liquide est une opération complexe qui nécessite de résoudre des mécanismes propres à différentes physiques sur des échelles de temps et d’espace très disparates. Néanmoins, les modèles numériques sont des outils inévita-

bles quant à la caractérisation de phénomènes dont la dynamique dépasse nettement les limites technologiques des diagnostics optiques actuellement opérationnels. Suite à une revue des différents codes numériques open-source disponibles et adaptés à la thématique, le code ECOGEN (*Evolutive Compressible Open-source Genuine Easy N-phase*) [119], dédié à la simulation des écoulements compressibles multiphasiques et développé en partenariat avec l'Université d'Aix-Marseille (France), le Caltech (Pasadena, USA) et le CNES (France), a été choisi comme outil numérique en complément des outils expérimentaux développés et exploités dans cette thèse.

Le modèle utilisé ici est un modèle aux interfaces diffuses basé sur une extension du modèle de Kapila *et coll.* [58, 115]. Pour assurer la stabilité du schéma numérique et sa robustesse, un modèle en déséquilibre de pression couplé à une méthode de relaxation des pressions [115] est utilisé. Le modèle de Schmidmayer *et coll.* [118] est utilisé pour la modélisation de la tension de surface tandis que les effets visqueux sont modélisés suivant une extension des modèles en équilibre de pression (vers une modélisation en déséquilibre de pression) de Thévand *et coll.* [139], Périgaud et Saurel [90] et Coralic et Colonius [20].

Pour deux phases données, le modèle multiphasique en déséquilibre de pression, visqueux et avec tension de surface s'écrit

$$\frac{\partial \alpha_1}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \alpha_1 = \mu(p_1 - p_2), \quad (2.17)$$

$$\frac{\partial \alpha_1 \rho_1}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_1 \rho_1 \mathbf{u}) = 0, \quad (2.18)$$

$$\frac{\partial \alpha_2 \rho_2}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_2 \rho_2 \mathbf{u}) = 0, \quad (2.19)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u} + p \mathbf{I} + \mathbf{\Omega} - \boldsymbol{\tau}) = \mathbf{0}, \quad (2.20)$$

$$\frac{\partial \alpha_1 \rho_1 e_1}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_1 \rho_1 e_1) + \alpha_1 \rho_1 \nabla \cdot \mathbf{u} = -\mu p_I (p_1 - p_2) + \alpha_1 \boldsymbol{\tau}_1 : \nabla \mathbf{u}, \quad (2.21)$$

$$\frac{\partial \alpha_2 \rho_2 e_2}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_2 \rho_2 e_2) + \alpha_2 \rho_2 \nabla \cdot \mathbf{u} = -\mu p_I (p_1 - p_2) + \alpha_2 \boldsymbol{\tau}_2 : \nabla \mathbf{u}, \quad (2.22)$$

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla c = 0, \quad (2.23)$$

où  $\alpha_k$ ,  $\rho_k$ ,  $e_k$  et  $p_k$  sont la fraction volumique, la densité, l'énergie interne et la pression de la phase  $k$ . Les variables associées au mélange des phases pour la densité, la pression et la vitesse sont respectivement notées  $\rho$ ,  $p$  et  $\mathbf{u}$ , et données par

$$\rho = \sum_{k=1}^2 \alpha_k \rho_k \quad \text{et} \quad p = \sum_{k=1}^2 \alpha_k p_k. \quad (2.24)$$

Le tenseur capillaire [66, 118] s'écrit

$$\mathbf{\Omega} = -\sigma \left( \|\nabla c\| \mathbf{I} - \frac{\nabla c \otimes \nabla c}{\|\nabla c\|} \right), \quad (2.25)$$



où  $\sigma$  est le coefficient de tension superficielle et  $c$  est une fonction couleur<sup>3</sup>. Le tenseur des contraintes visqueuses est donné par

$$\boldsymbol{\tau} = 2\eta \left( \frac{1}{2} [\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^\dagger] - \frac{1}{3} (\nabla \cdot \mathbf{u}) \mathbf{I} \right), \quad (2.26)$$

où  $\eta$  est la viscosité dynamique du mélange. Le coefficient de relaxation des pressions est donné par  $\mu$  et la pression interfaciale  $p_I$  est telle que

$$p_I = \frac{z_2 p_1 + z_1 p_2}{z_1 + z_2}, \quad (2.27)$$

où  $z_k = \rho_k a_k$  est l'impédance acoustique de la phase  $k$ , avec  $a_k$  la vitesse du son dans  $k$ . Dans ce modèle, du fait de la différence de pression entre les deux phases,  $p_1 \neq p_2$ , l'équation d'énergie totale du mélange est remplacée par l'équation d'énergie interne pour chacune des phases. La tension de surface étant une caractéristique du mélange n'intervenant qu'aux interfaces entre les deux fluides, on remarque que ses effets sont absents dans les équations d'énergie phasique. L'équation de l'énergie totale du système peut alors être écrite sous la forme usuelle suivante

$$\frac{\partial \rho E + \varepsilon \sigma}{\partial t} + \nabla \cdot [(\rho E + \varepsilon \sigma + p) \mathbf{u} + \boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{u} - \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{u}] = 0, \quad (2.28)$$

où l'énergie totale et l'énergie interne sont respectivement données par

$$E = e + \frac{1}{2} \|\mathbf{u}\|^2 \quad \text{et} \quad e = \sum_{k=1}^2 M_k e_k(\rho_k, p_k). \quad (2.29)$$

On notera que l'équation (2.28) est redondante lorsque les deux équations d'énergie interne propre à chaque phase sont résolues. Elle est cependant nécessaire afin d'assurer la conservation de l'énergie et la résolution des ondes de choc. Le terme  $e_k(\rho_k, p_k)$  dans l'expression de l'énergie interne est déterminé à partir d'une équation d'état et  $M_k$ , la fraction massique, est donnée par  $M_k = \alpha_k \rho_k / \rho$ .

Ici, dans le cadre de la fragmentation aérodynamique d'une goutte liquide, un système diphasique gaz-liquide est considéré. La phase gazeuse, identifiée par l'indice  $g$ , est modélisée par l'équation d'état des gaz parfaits

$$p_g = (\gamma_g - 1) \rho_g e_g, \quad (2.30)$$

où  $\gamma_g = 1.4$ . La phase liquide, identifiée par l'indice  $l$ , est quant à elle modélisée par une équation d'état de type *stiffened-gaz* donnée par

$$p_l = (\gamma_l - 1) \rho_l e_l - \gamma_l \pi_\infty, \quad (2.31)$$

où  $\gamma_l = 6.12$  et  $\pi_\infty = 3.43 \times 10^8$  Pa [20, 77, 79].

Plus concrètement et d'un point de vue numérique, ce modèle est résolu suivant trois étapes : traitement des ondes acoustiques du système, résolution des effets capillaires et visqueux et enfin relaxation de la pression. La résolution du modèle hyperbolique en déséquilibre de pression est réalisée par une

---

<sup>3</sup>La fonction couleur  $c$  est une variable distincte de la fraction volumique  $\alpha_1$  de sorte à permettre l'analyse géométrique de la courbure.

méthode de type Godunov. À l'interface des éléments de volume, le problème de Riemann associé est résolu avec un solveur de Riemann approché de type HLLC (*Harten-Lax-van Leer Contact*). Un schéma MUSCL (*Monotonic Upstream-centered Scheme for Conservative Laws*) du second ordre proposant une intégration temporelle en deux étapes est utilisé (la première étant une étape prédictive pour la seconde) et la reconstruction habituelle MUSCL, linéaire par morceaux, est employée pour déterminer les variables primitives du système [119]. De plus, le limiteur de pente *monotonized central* est combiné à une méthode de raidissement d'interface THINC (*Tangent of Hyperbola for INterface Capturing*) [123] pour minimiser la diffusion de l'interface. Afin de résoudre les larges échelles de temps et d'espace induites par la dynamique des ondes de choc et des interfaces, une technique de raffinement adaptatif du maillage est utilisée [117]. Le critère de raffinement est basé sur la variation de la fraction volumique, la densité, la pression et la vitesse.

Le code open-source ECOGEN a été validé [118], vérifié et testé pour différents problèmes physiques comme, entre autres, l'interaction d'une bulle de gaz avec une onde de choc plane ou encore la fragmentation d'une colonne d'eau soumise à un écoulement gazeux rapide [118, 94, 117, 116]. La validation du code pour la simulation numérique de la fragmentation aérodynamique d'une goutte d'eau (simulation 3D) est réalisée dans le cadre de ce travail de thèse (voir section 4.2.1.2).



# Interaction choc–goutte

---

## Sommaire

<b>3.1 Définition du problème numérique . . . . .</b>	<b>79</b>
<b>3.2 Dynamique des ondes dans la phase gazeuse . . . . .</b>	<b>79</b>
3.2.1 Réflexion d’onde sous incidence oblique et critères de transition	80
3.2.2 Réflexions d’onde sur une surface convexe cylindrique . . . . .	81
<b>3.3 Dynamique des ondes dans la phase liquide . . . . .</b>	<b>85</b>
3.3.1 Transmission d’énergie de l’onde de choc à la goutte . . . . .	85
3.3.2 Modélisation théorique des réflexions premières et secondes . . . . .	88
3.3.3 Simulations numériques 2-D axisymétriques . . . . .	94
<b>3.4 Vers un processus de cavitation . . . . .</b>	<b>97</b>
3.4.1 Principe physique de la cavitation . . . . .	99
3.4.2 Effet du nombre de Mach de l’onde de choc incidente . . . . .	100
3.4.3 Conséquence de la cavitation sur le processus de fragmentation	102

L'ÉCOULEMENT gazeux à l'origine de la fragmentation aérodynamique d'une goutte peut être généré suivant différentes méthodes (p. ex., soufflerie, tube à choc, jet gazeux ou encore chute libre) dont le choix est généralement dicté par les motivations de recherche. Typiquement, les applications en lien avec les écoulements compressibles supersoniques privilégient les écoulements induits par onde de choc. Cependant, l'influence de l'onde de choc incidente sur la goutte et sur les processus de fragmentation n'a jamais véritablement fait l'objet d'efforts de recherche particuliers. La première raison à cela est que le temps nécessaire à l'onde de choc pour se propager sur toute la longueur de la goutte est bien plus faible que le temps de relaxation de la goutte [1]. La surface de la goutte n'est pas perturbée par son interaction avec l'onde de choc. La fragmentation aérodynamique, à proprement parler, commence donc lorsque la goutte subit l'écoulement post-choc et que les premières déformations de la surface

se manifestent. Ainsi, la grande majorité des études sur le sujet ne discute pas de l'interaction choc-goutte en elle-même. C'est d'ailleurs ce que nous ferons dans le chapitre suivant. La seconde raison se trouve dans la différence d'impédance entre la phase gazeuse et le liquide. Par définition, l'impédance acoustique  $Z_m$  du milieu  $m$  est définie comme le produit de sa densité  $\rho_m$  avec la célérité locale du son  $c_m$ . On observe alors que l'impédance acoustique de l'eau ( $Z_l$ ) est quatre ordres supérieurs à celle de l'air ( $Z_g$ )

$$\left. \begin{array}{l} Z_g = \rho_g c_g \propto 10^2 \\ Z_l = \rho_l c_l \propto 10^6 \end{array} \right\} \implies Z_g/Z_l \propto 10^{-4}. \quad (3.1)$$

Par conséquent, la quantité d'énergie transmise à la goutte d'eau, donnée par le rapport des intensités entre l'onde de choc incidente et l'onde transmise à la goutte est très faible, environ 0.2 %, le reste de l'énergie étant réfléchi dans la phase gazeuse. Ainsi, on peut naïvement penser que les conséquences de la transmission d'énergie à la goutte ne sont en rien significatives. Cependant, comme nous allons en discuter dans ce chapitre, la réflexion du choc transmis à l'interface eau-air en arrière de la goutte est à l'origine de la formation d'une onde de raréfaction dont la convergence conduit à l'amplification de la détente. La convergence est telle que la goutte fait l'expérience de pressions négatives élevées (quelques MPa) pouvant être à l'origine d'un processus de cavitation et donc à la formation de bulles à l'intérieur de la goutte.

Ce chapitre propose une discussion centrée sur l'interaction entre la goutte et l'onde de choc. Sur la base de la littérature, une première partie est dédiée aux systèmes de réflexion de l'onde de choc incidente dans la phase gazeuse. Nous nous intéresserons notamment aux réflexions (régulières et irrégulières) pouvant se produire à la surface de la goutte. Dans un second temps, nous nous concentrerons sur la transmission de l'onde de choc et les réflexions multiples à l'intérieur de la goutte. La discussion est appuyée d'une modélisation théorique basée sur la théorie de rayons en optique et acoustique géométriques. Sur la base de cette modélisation, un code de tracé de rayon, auquel nous ferons référence dans ce chapitre suivant l'acronyme GART (*Geometric Acoustics Ray-Tracing Code*), a été implémenté sous MATLAB. Ce code permet la construction géométrique du front d'onde transmis et des multiples réflexions, pour une propagation instantanée (p. ex., onde lumineuse) ou dynamique (c.-à-d., onde acoustique). Dans le cas dynamique, les paramètres d'entrée du code sont : la vitesse et le rayon de courbure du front d'onde transmis, les coordonnées du centre de la goutte et son rayon initial. Dans ce chapitre, les tracés de rayons sont complémentaires à des simulations numériques 2-D axi-symétriques. Effectivement, des simulations numériques ont été réalisées avec le code ECOGEN pour des ondes de choc se propageant à un nombre de Mach ( $M_s$ ) allant de 1.1 à 2.0. L'objectif principal de cette approche numérique est de quantifier le champ de pression à l'intérieur de la goutte et de déterminer le nombre de Mach critique à partir duquel un processus de cavitation devient possible. Enfin, sur la base de la bibliographie, nous terminerons ce chapitre autour d'une brève discussion sur les effets potentiels de la cavitation sur le processus de fragmentation.

Dans ce chapitre, le temps physique  $t$  n'est pas adimensionné avec le temps caractéristique de transport d'une goutte  $t_r$  mais par le rapport de la vitesse du son dans l'eau  $c_l = 1480$  m/s avec le diamètre initial de la goutte  $d_0 = 2$  mm. Ainsi, le temps adimensionné  $\tilde{t}$  est tel que  $\tilde{t} = t(c_l/d_0)$ .

### 3.1. Définition du problème numérique

Afin d'identifier le nombre de Mach ( $M_s$ ) critique à partir duquel le processus de cavitation est possible, cinq simulations numériques ont été effectuées pour les nombres de Mach suivant : 1.1, 1.3, 1.5, 1.7 et 2.0. Nous verrons plus tard dans ce chapitre que les réflexions dans la goutte peuvent être traitées en configuration 2-D axisymétrique. C'est ce qui est fait sur le plan numérique (voir le schéma de la configuration numérique sur la figure 3.1). Le domaine de calcul rectangulaire est défini sur  $[5d_0, 10d_0]$ . Des conditions aux limites non réfléchissantes (non-reflective boundary conditions, NRBC) sont imposées aux bords gauche, droit et supérieur du domaine et une condition de symétrie est imposée au bord inférieur. Les conditions NRBC sont fixées de sorte à ne pas parasiter le calcul par des réflexions d'onde aux bords du domaine de calcul. La goutte d'eau et l'air ambiant devant l'onde de choc sont initialement au repos. À l'état initial, la pression de l'air au repos est à 1 atm et la densité à  $1.204 \text{ kg/m}^3$ . La pression dans l'eau est calculée à partir de l'équation de Laplace-Young est la densité est de  $1000 \text{ kg/m}^3$ . Les conditions post-choc de l'air sont déterminées à partir des relations de saut de Rankine-Hugoniot à travers un choc droit et en fonction du nombre de Mach de l'onde de choc souhaité. La simulation démarre avec la mise en mouvement du choc vers la goutte d'eau permettant d'établir un écoulement gazeux stationnaire autour de la goutte.

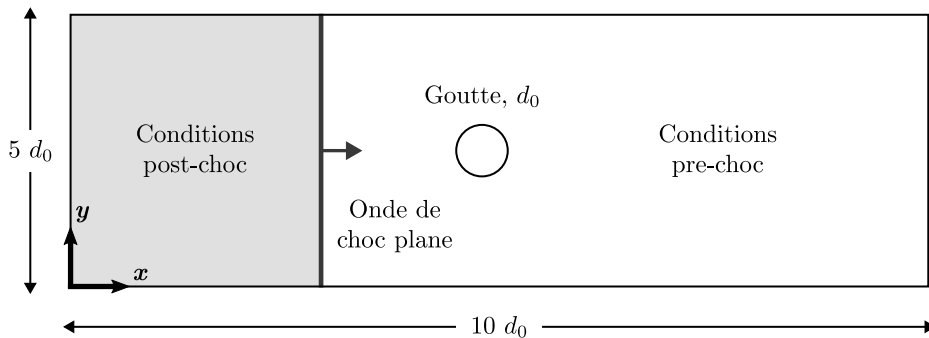


Figure 3.1: Configuration numérique des simulations 2-D axisymétriques

### 3.2. Dynamique des ondes dans la phase gazeuse

Dans cette section, nous discutons de l'interaction entre l'onde de choc plane incidente et la surface de la goutte en nous concentrant exclusivement sur les réflexions de l'onde dans la phase gazeuse. Après une présentation des différents types de réflexion pouvant avoir lieu dans le cas d'une onde de choc en incidence oblique, une discussion des systèmes de réflexions à l'interface d'une surface cylindrique convexe est proposée.

### 3.2.1. Réflexion d'onde sous incidence oblique et critères de transition

Lorsque l'onde de choc incidente interagit avec la surface de la goutte, une partie de son énergie lui est transmise tandis qu'une autre est réfléchi. De cette interaction naît un système d'ondes initialement composé d'une onde incidente  $i$ , d'une onde transmise  $t$  et d'une onde réfléchi  $r$  (également dite *réfractée*). Dans la discussion suivante, nous nous intéressons en particulier à la réflexion de l'onde de choc et faisons abstraction, dans un premier temps, du processus de transmission. Dans le cas le plus classique de la théorie des chocs, l'onde incidente plane  $i$  se propage dans un premier milieu à la vitesse  $u_i$  et interagit avec l'interface  $\mathcal{I}$  d'un second milieu suivant un angle d'incidence  $\vartheta_\omega$  nul. L'onde  $i$  et l'interface  $\mathcal{I}$  sont donc parallèles. Lors de son interaction avec  $\mathcal{I}$ , l'onde  $i$  est réfractée et transmise au second milieu. L'onde transmise  $t$  se propage dans le second milieu à la vitesse  $u_t$ . Le rapport des vitesses  $u_i/u_t$ , noté  $n$ , est l'indice de réfraction des milieux. La réfraction de l'onde  $i$ , à l'origine d'une onde réfléchi  $r$ , n'est possible que si  $n$  n'est pas unitaire. Pour un angle d'incidence  $\vartheta_\omega \neq 0$ , le processus de réfraction de l'onde  $i$  se complexifie et se manifeste au travers d'un système d'ondes qui peut être de deux natures, régulière ou irrégulière [5, 4] (Figure 3.2). Le système d'onde régulier, connu sous le nom de *réflexion régulière* (RR), est un système dit à deux ondes composé d'une onde de choc incidente  $i$  et d'une onde réfléchi  $r$ . Les ondes  $i$  et  $r$  s'intersectent en un point unique, appelé *point de réflexion* ( $R$ ). Le point de réflexion se trouve toujours à l'interface des deux milieux. Le système d'onde irrégulier, nommé *réflexion irrégulière* (IR), est quant à lui un système à trois ondes. Par la suite, les quantités  $M_{i,X}$  sont définies comme étant le nombre de Mach de l'écoulement dans le domaine  $i$ , au voisinage du point  $X$  et par rapport au référentiel attaché au point  $X$ . La transition  $RR \rightleftharpoons IR$  est conditionnée par le nombre de Mach de l'écoulement derrière l'onde réfractée (domaine 2),  $M_{2,R}$ . Si la déflexion de l'écoulement postérieur à l'onde  $i$  rattrape le point de réflexion  $R$ , alors la réflexion RR transite vers une IR, ce qui n'est pas le cas tant que  $M_{2,R} > 1$ . Le critère de transition  $RR \rightleftharpoons IR$  est donc donné par  $M_{2,R} = 1$  [4]. Les IR peuvent être divisées en deux catégories : les réflexions de Mach (MR) et les réflexions de Von Neumann (vNR). Les MR se composent d'une onde de choc incidente  $i$ , d'une onde réfléchi  $r$ , d'un pied de Mach  $m$ , et d'une ligne de glissement  $s$ . Ces quatre discontinuités s'intersectent en un point singulier, détaché de l'interface, appelé *point triple* ( $P$ ). Les vNR sont des cas particuliers des MR où l'onde  $r$  se dégénère en un éventail de compression au voisinage de  $P$ . Ceci se produit lorsque l'écoulement induit par l'onde  $i$  forme un angle d'incidence  $\phi_2$  supérieur à  $\pi/2$ . Une vNR est une configuration dite *terminale*, c'est-à-dire que le système d'onde ne peut pas évoluer vers une nouvelle configuration. D'un point de vue théorique, il peut en revanche retrouver une configuration antérieure à partir de laquelle il pourra évoluer vers de nouveaux systèmes. En fonction de la trajectoire du point triple  $P$ , caractérisée par l'angle  $\chi$  que forme la trajectoire de  $P$  avec l'interface, les MR se déclinent sous trois types : (a) *directe* (DiMR) si  $P$  s'éloigne de l'interface ( $\chi > 0$ ), (b) *stationnaire* (StMR) si  $P$  évolue parallèlement à l'interface ( $\chi = 0$ ) et (c) *inverse* (InMR) si  $P$  se rapproche de l'interface ( $\chi < 0$ ). Le type StMR est un régime terminal. En se rapprochant de l'interface, le point triple d'une InMR donne, *in fine*, lieu à un point de réflexion. La configuration InMR évolue vers un système d'ondes composé d'une RR (suite à la transformation de  $P$  en un point de réflexion) suivie d'une MR. Ce nouveau système, terminal, est appelé *réflexion régulière transitée* (TRR). Enfin, une DiMR peut se manifester sous trois configurations différentes : une réflexion de Mach

simple (SMR), une réflexion de Mach double (DMR) ou une réflexion de Mach transitoire (TMR). Ces trois réflexions sont schématisées sur la partie droite de la figure 3.3. La SMR est la configuration standard d'une MR composée des trois ondes  $i$ ,  $r$  et  $m$  ainsi que de la ligne de glissement  $s$ . Tant que l'écoulement postérieur à l'onde  $i$  dévié par l'interface ne rattrape pas le point triple  $P$ , la SMR est une configuration terminale. Dans le cas contraire, elle évolue en une DMR ou une TMR. Par analogie avec le critère de transition  $RR \rightleftharpoons IR$ , le critère de transition  $SMR \rightleftharpoons DMR/TMR$  est donné par  $M_{2,P} = 1$  [4]. L'évolution vers une DMR ou une TMR est liée au processus de diffraction de l'onde de choc qui dépend de l'interaction de l'onde réfléchie  $r$  et de l'écoulement défléchi. La déflexion de l'écoulement par l'interface génère une discontinuité  $\mathcal{D}$  qui tend à fusionner avec l'onde  $r$ . Si la pression derrière la discontinuité est plus élevée que la pression derrière l'onde réfléchie, le système d'onde généré est alors du type DMR ou TMR. L'évolution vers l'une ou l'autre des configurations est gouvernée par l'intensité du processus de diffraction qui dépend essentiellement du nombre de Mach de l'onde de choc  $i$  et de l'angle d'incidence  $\vartheta_\omega$ . Dans le cas d'une interaction faible entre la déflexion de l'écoulement et l'onde réfléchie, un système d'ondes de type TMR sera produit. On définit  $\Omega_{\mathcal{D}}$  le volume délimité par la discontinuité  $\mathcal{D}$ . Pour palier le saut de pression entre  $\Omega_{\mathcal{D}}$  et le domaine 2, un éventail d'ondes de compression se propage dans le domaine 2. Le front de cet éventail interagit alors avec l'onde  $r$  en un point singulier  $\xi$  qui est un point d'inflexion. Une fois encore, par analogie avec les critères précédents, tant que  $M_{2,\xi} < 1$  la configuration reste une TMR. Au-delà, c'est-à-dire dans le cas d'une interaction forte entre la déflexion de l'écoulement et l'onde  $r$ , la configuration devient un DMR. Les ondes de compression de l'éventail convergent pour former une unique onde de choc  $r'$  à l'origine d'une discontinuité sur l'onde  $r$  générant ainsi un second point triple  $P'$  (et une ligne de glissement secondaire  $s'$ ). Finalement, il vient que le critère de transition  $DMR \rightleftharpoons TMR$  est donné par  $M_{2,\xi} = 1$  [4]. Une DMR n'est pas un système d'ondes terminal. Logiquement, si  $M_{3,P'} > 1$  alors la configuration est amenée à évoluer [4].

### 3.2.2. Réflexions d'onde sur une surface convexe cylindrique

Dans cette section, nous nous intéressons à la propagation d'une onde de choc plane, à la vitesse  $u_i$ , sur la surface d'une goutte, c'est-à-dire, une sphère de rayon  $r_0$ . Pour des raisons de clarté, une configuration 2D-axisymétrique est ici discutée, c'est-à-dire le cas d'une surface convexe cylindrique de rayon de courbure  $r_0$ . Lors de l'interaction d'une goutte d'eau avec un onde de choc, la sphéricité comme la position de la goutte sont conservées sur toute la durée  $2r_0/u_s$  de l'interaction. La configuration 2D-axisymétrique proposée est donc applicable au cas de l'interaction goutte/onde de choc. En évoluant sur la surface convexe d'un cylindre, une onde de choc plane  $i$  évolue suivant un angle d'incidence  $\vartheta_\omega$  variable du fait du rayon de courbure constant. Ainsi, le mode de réfraction de l'onde  $i$  à l'interface est amené à évoluer au cours de la propagation de l'onde  $i$ . En fonction du nombre de Mach de l'onde de choc et de  $\vartheta_\omega$ , la réflexion peut aussi bien être régulière qu'irrégulière (MR). Au voisinage du point de stagnation avant, lorsque l'angle polaire  $\alpha$  de la surface cylindrique est nul, la réfraction est initialement une RR et un point de réflexion (R) est donc formé à l'interface. Du fait de la continuelle décroissance de  $\vartheta_\omega$ , et donc de l'augmentation de  $\alpha$ , la réflexion régulière transite vers une réflexion de Mach [4] qui se manifeste d'abord sous la forme d'une SMR, puis d'une TMR et enfin,



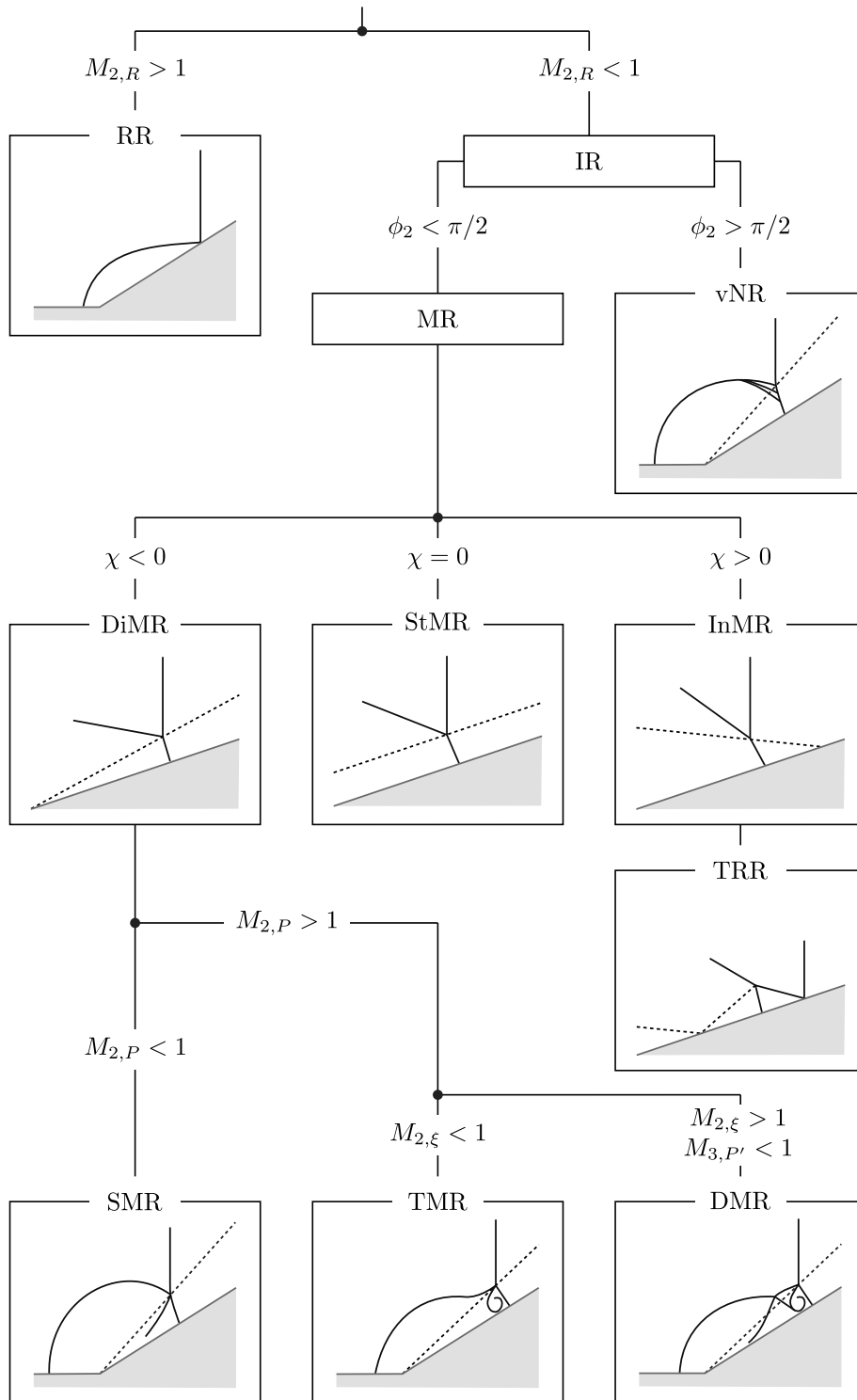


Figure 3.2: Représentation des systèmes d'ondes associés aux différents types de réfraction. Seuls les systèmes pouvant se manifester dans le cadre de l'interaction d'une onde de choc plane avec une goutte sphérique sont représentés.

une DMR (voir figure 3.3). D'un point de vue expérimental et numérique, la caractérisation de l'angle critique  $\vartheta_{\omega_1}$  pour lequel la transition RR  $\rightleftharpoons$  MR a lieu conduit souvent à une surestimation de  $\vartheta_{\omega_1}$  car, les discontinuités caractéristiques des MR (pied de Mach, point triple, ligne de glissement) sont, aux premiers instants, généralement trop petites pour être résolues (ce qui est d'autant plus vrai dans le cas d'une goutte millimétrique)<sup>1</sup>. Une solution analytique de l'angle critique  $\vartheta_{\omega_1}$  est proposée par Gonor *et coll.* [35]. Pour une RR au voisinage du point de réflexion R [voir figure 3.3(a)], la surface convexe ainsi que les ondes  $i$  et  $r$  sont planes. Au passage de l'onde  $i$ , l'écoulement allant du domaine (0) vers le domaine (1) est défléchi suivant un angle  $\theta$ . Le vecteur vitesse de l'écoulement dans le domaine (1) forme un angle d'incidence  $\omega$  avec l'onde  $r$ . La pression derrière l'onde  $r$ , dans le domaine (2), est alors définie par

$$p_2 = \rho_1 u_1 \sin^2(\omega) \left( 1 - \frac{\tan(\omega - \theta)}{\tan(\omega)} \right) + p_1, \quad (3.2)$$

où  $p_i$ ,  $\rho_i$  et  $u_i$  sont, respectivement, la pression, la densité et la vitesse dans le domaine  $i = 0, 1, 2$ . La pression et la densité dans le domaine (1) sont données par les relations de saut de Rankine-Hugoniot associées à l'équation d'état des gaz parfaits  $p = \rho RT$ , avec  $R$  et  $T$  la constante spécifique des gaz parfaits et la température. La relation du saut de pression  $p_2/p_1$  à travers un choc oblique (onde de choc réfléchie  $r$ ) donne

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{2\gamma M_1^2 \sin^2(\omega) - \gamma + 1}{\gamma + 1}, \quad (3.3)$$

où  $\gamma$  est le coefficient adiabatique du gaz et  $M_1$  est le nombre de Mach de l'écoulement dans le domaine (1) défini par le rapport  $u_1/c_1$  avec

$$u_1 = \frac{u_s \rho_0}{\rho_1} \sqrt{1 + \frac{\rho_1}{\rho_0} \cot^2(\alpha)} \quad \text{et} \quad c_1 = \sqrt{\frac{\gamma p_1}{\rho_1}}, \quad (3.4)$$

où  $c_1$  est la vitesse du son dans le domaine (1). Ensemble, les équations (3.2) et (3.3) donnent une équation du troisième degré avec pour inconnu  $\tan(\omega)$  de la forme

$$\left( 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_1^2 \right) \tan(\theta) \tan^3(\omega) - (M_1^2 - 1) \tan^2(\omega) + \left( 1 + \frac{\gamma + 1}{2} M_1^2 \right) \tan(\theta) \tan(\omega) + 1 = 0. \quad (3.5)$$

Cette équation admet trois solutions  $s = \{s_1, s_2, s_3\}$  pour  $\tan(\omega)$ . En accord avec les travaux de Von Neumann [144], Gonor *et coll.* [35] suggèrent que la solution la plus physique dans le cas de chocs faibles est donnée par  $\min(s) > 0$ . Dès lors, la différence de pression  $p_2 - p_1$  peut être déterminée en fonction de l'angle polaire  $\alpha$  à partir de l'équation (3.2). Le domaine d'existence de la réflexion régulière  $[0, \alpha_c]$ , où  $\alpha_c = \frac{\pi}{2} - \vartheta_{\omega_1}$ , est l'ensemble des  $\alpha$  tel que la différence de pression  $p_2 - p_1$  soit à solution réelle. La figure 3.4 montre l'évolution de  $p_2 - p_1$ , normalisée par la différence de pression au point de stagnation  $p_2|_{\alpha=0} - p_1$ , en fonction des angles  $\alpha$  et  $\vartheta_{\omega}$ . La différence de pression  $p_2 - p_1$  ainsi normalisée est notée  $\tilde{P}_{21}$ . Après une diminution de la pression à partir du point de stagnation, la pression augmente très rapidement jusqu'à atteindre l'angle critique  $\alpha_c$  où il n'existe plus de solution pour une RR. Pour des ondes de choc allant de  $M_s = 1.1$  à  $M_s = 2.0$ , avec un  $\gamma = 7/5$ , les angles

<sup>1</sup>Il existe également des conditions d'écoulement [41], que nous ne discuterons pas, pour lesquels la réflexion régulière persiste au-delà de l'angle critique théorique.

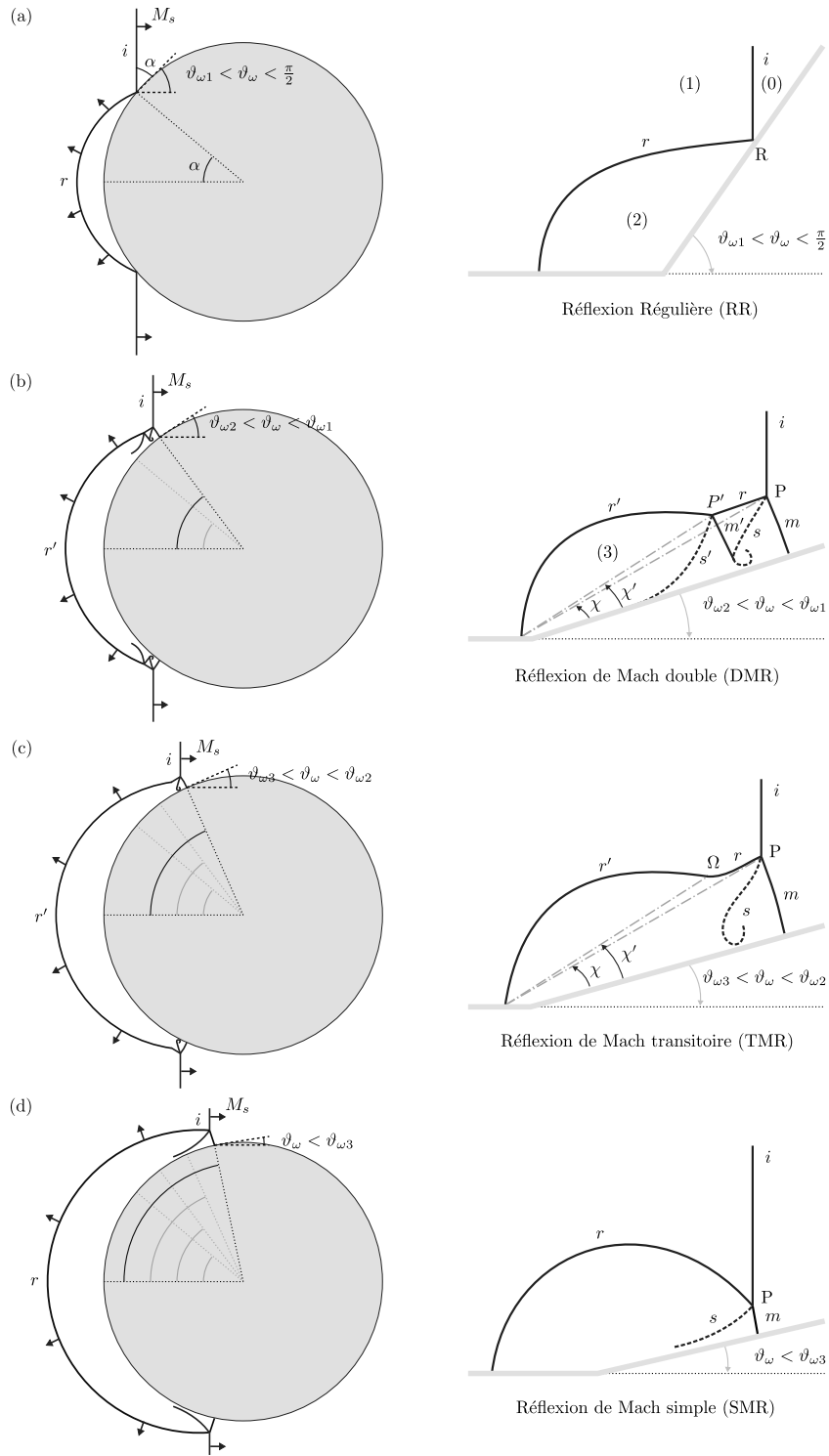


Figure 3.3: Évolution du système d'onde de réfraction au cours de la propagation d'une onde de choc plane sur une surface cylindrique convexe.

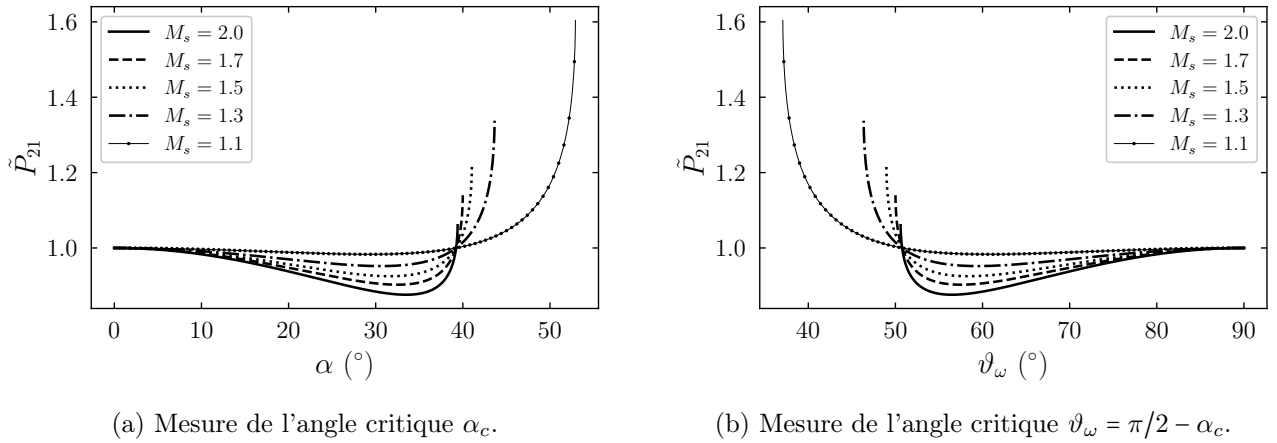


Figure 3.4: Évolution de l'angle polaire  $\alpha$  en fonction de la différence de pression  $p_2 - p_1$  normalisée.

critiques  $\alpha_c$  calculés sont compris entre  $39.5^\circ$  ( $M_s = 2.0$ ) et  $53.0^\circ$  ( $M_s = 1.1$ ).

### 3.3. Dynamique des ondes dans la phase liquide

Dans cette section, nous nous intéressons à présent à la transmission d'énergie de l'onde de choc incidente à la goutte sous la forme d'une surface d'onde et des réflexions multiples induites à l'intérieur de la goutte. En interagissant avec l'interface intérieure de la goutte, la surface d'onde génère des réflexions dites *premières*. Puis lorsque ces réflexions premières interagissent à leur tour avec les bords de la goutte, elles donnent naissance à des réflexions dites *secondes*, et ainsi de suite. Ici, nous nous intéresserons tout particulièrement aux réflexions premières et secondes.

#### 3.3.1. Transmission d'énergie de l'onde de choc à la goutte

Le rapport des intensités de l'onde incidente  $i$  et de l'onde transmise  $t$ , appelé *coefficient de transmission* [40] et donné par  $4Z_g Z_l / (Z_g + Z_l)^2$ , révèle que l'onde incidente ne transmet qu'une très faible quantité d'énergie [16, 114] à la goutte d'eau (environ 0.2%). Ainsi, il est raisonnable de considérer que l'onde transmise est une onde de compression. Tant que la vitesse du son dans l'eau est supérieure à la vitesse de l'onde incidente, le front d'onde transmis est convexe. Dès que la condition n'est plus respectée, c'est-à-dire pour une onde de choc incidente dont le nombre de Mach est supérieur à 4, le front d'onde est concave. Les simulations réalisées dans le cadre de cette étude étant limitées à des ondes de choc allant de  $M_s = 1.1$  à  $M_s = 2.0$ , des fronts d'onde exclusivement convexes sont attendus.

##### 3.3.1.1. Surface d'onde et principe de Huygens

À l'instant  $t_{0+}$  où l'onde de choc incidente est tangente à la surface de la goutte, un unique point de contact émettant des ondelettes de compressions sphériques ( $\mathcal{S}_h$ ) est généré. Puis, à l'instant  $t$  postérieur, l'onde incidente qui se propage produit un anneau de contact axisymétrique. En chaque

point de cet anneau, de nouvelles ondelettes ( $\mathcal{S}_h$ ) sont alors produites. Ainsi, au cours de la propagation de l'onde incidente, chaque point de contact généré se comporte comme une source d'émission secondaire à l'origine d'ondelettes sphériques. En vertu du principe de Huygens [47], la surface d'onde transmise ( $\mathcal{S}_f$ ) est l'enveloppe des fronts d'onde ( $\mathcal{S}_h$ ) émis par les sources secondaires que sont les points de contact. Les ondes produites par les sources secondaires sont appelées *ondelettes de Huygens*. La figure 3.5 illustre ce processus de transmission de l'onde de choc incidente à la goutte suivant le principe de Huygens. Les points  $c$  et  $c'$  sont, respectivement, le point de contact de plus haute et de plus basse altitude sur l'anneau de contact axisymétrique. La surface d'onde ( $\mathcal{S}_f$ ) se propageant dans la goutte est convexe tant que le nombre de Mach de l'onde de choc incidente est environ inférieur à 4. Le rayon de courbure de la surface d'onde ( $\mathcal{S}_f$ ) est tel que le centre des rayons incidents  $\Omega_{\mathcal{S}_f}$ , au sens de Huygens, est à l'extérieur et en amont de la goutte ( $x_{\Omega_{\mathcal{S}_f}} < -1$ ). Puis la goutte étant axisymétrique, la surface d'onde générée l'est également. Il vient donc, entre autres, que  $y_{\Omega_{\mathcal{S}_f}} = 0$ . Dans la suite de ce manuscrit, l'appellation *rayons incidents* fera toujours référence aux raies dont l'origine est en  $\Omega_{\mathcal{S}_f}$  et qui constituent l'enveloppe ( $\mathcal{S}_f$ ) des ondelettes de Huygens.

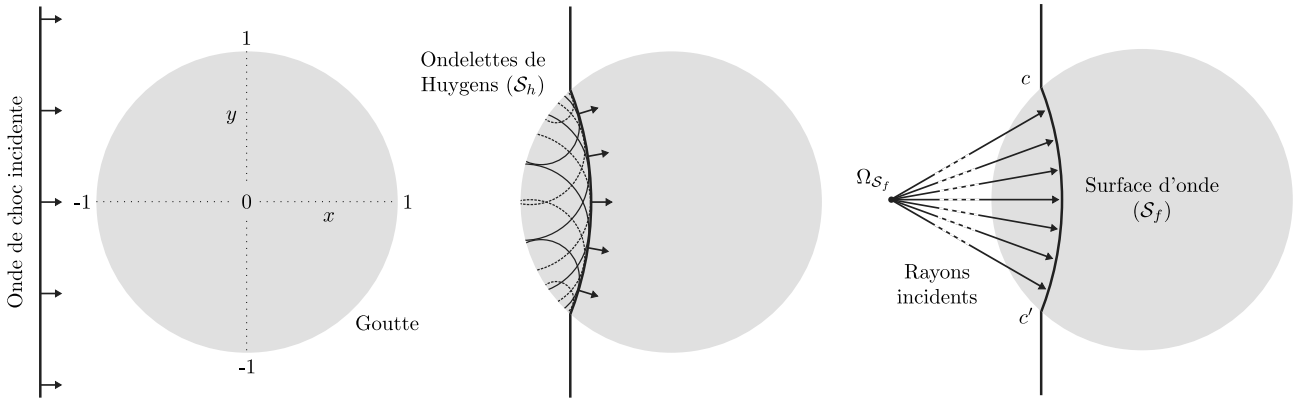


Figure 3.5: Formation d'une surface d'onde suivant le principe de Huygens.

### 3.3.1.2. Propagation du front d'onde

Une fois établi, le rayon de courbure du front d'onde convexe transmis est constant tout comme sa vitesse de propagation. La figure 3.6(a) montre le champ de pression à l'intérieur et à l'extérieur de la goutte et met clairement en évidence la convexité du front d'onde  $t$ . La figure 3.6(b) est la mesure du champ de pression  $\tilde{P} = P(x)/P_{atm}$  le long du grand diamètre horizontal de la goutte  $\tilde{x} = x/d_0$  [ligne discontinue sur la figure 3.6(a)]. Les profils de pression sont mesurés avec une fréquence d'échantillonnage de 10 MHz. Le front d'onde est identifié par la décroissance brutale de la pression dans le sens des  $x$  croissants. La dérivée spatiale  $P' = dP/dx$  de ces signaux de pressions, normalisée ( $\tilde{P}'$ ) par le rapport du diamètre initial de la goutte  $d_0$  avec la pression atmosphérique  $P_{atm}$ , permet de localiser la position du front au cours du temps [Fig.3.6(c)] et donc de déterminer sa vitesse de propagation [Fig.3.6(d)]. La propagation linéaire du front d'onde dans la goutte révèle une vitesse

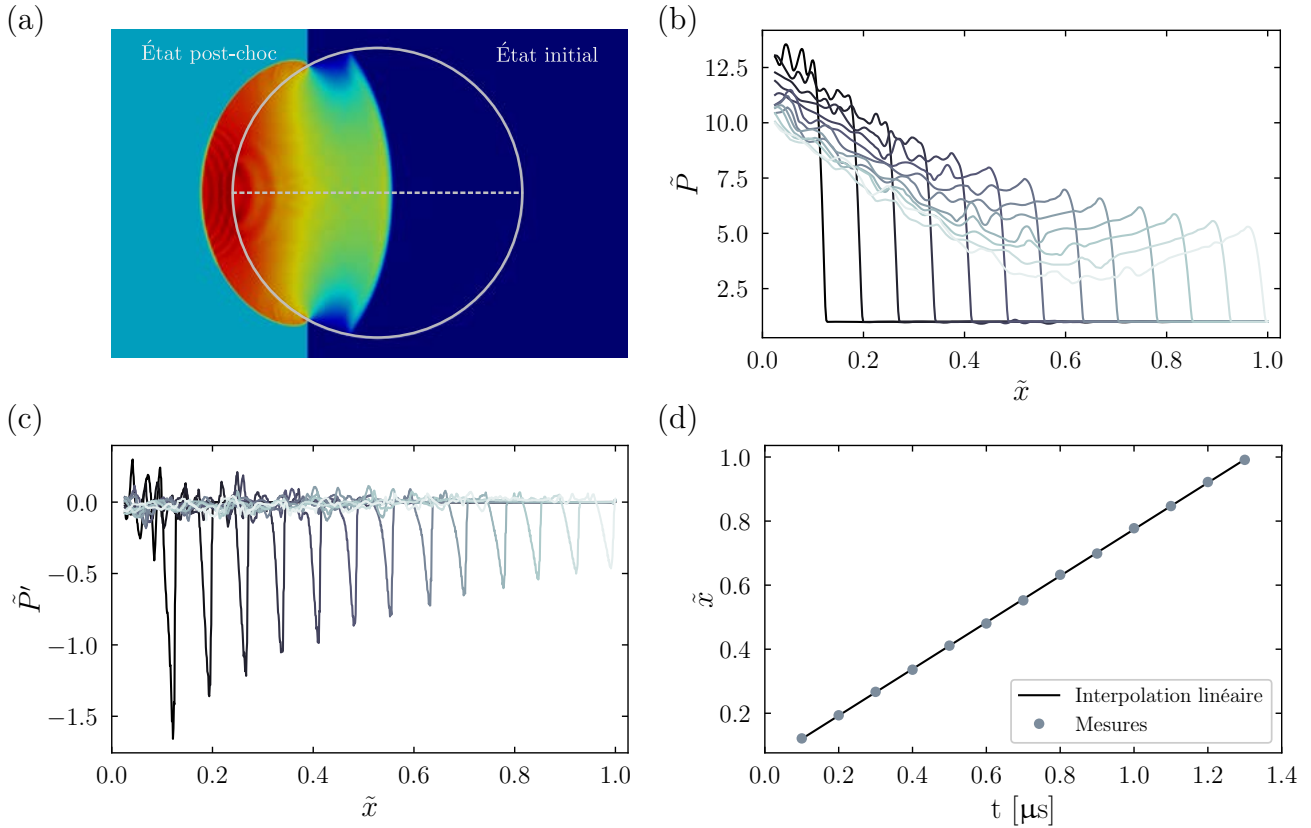


Figure 3.6: Évaluation de la vitesse de propagation du front d'onde  $\mathcal{S}_f$  à l'intérieur de la goutte. (a) Visualisation du champ de pression. La ligne continue représente le contour de la goutte. La ligne discontinue représente le profil de mesure associé à la figure (b). (b) Évolution de la pression à l'intérieur de la goutte mesurée suivant son grand axe horizontal. (c) Dérivée normalisée du champ de pression en fonction de la coordonnées axiale  $x$ . (d) Déplacement du front d'onde au cours du temps et interpolation linéaire.

à Mach 1.1, la vitesse du front d'onde  $\mathcal{S}_f$ , notée  $u_t$ , est mesurée à 1420 m/s, tandis que pour une onde de choc à  $M_s = 2.0$ ,  $u_t = 1460$  m/s. La dépendance de la vitesse de l'onde transmise au nombre de Mach du choc incident suit un comportement asymptotique où  $u_t$  converge vers la vitesse du son dans l'eau. La figure 3.6(a) semble indiquer un détachement du front d'onde de l'anneau de contact formé avec l'onde incidente  $i$  et passant par les points  $c$  et  $c'$ . Il s'agit là d'un simple artefact induit par les fortes différences de vitesse entre l'onde incidente et l'onde transmise. Comme Igra et Takayama (2001) l'ont déjà montré, le front d'onde reste attaché à l'onde incidente suivant une discontinuité le long l'interface de la goutte.

### 3.3.2. Modélisation théorique des réflexions premières et secondes

#### 3.3.2.1. Propagation instantanée des rayons : optique géométrique

Une fois l'onde de choc incidence transmise à la goutte sous la forme d'une surface d'onde  $\mathcal{S}_f$ , un véritable balais d'onde où se multiplient les allers-retours prend place à l'intérieur de la goutte. Des fronts d'onde de différentes natures, fronts de compression ou de détente, se propagent d'une extrémité de la goutte à l'autre. Pour mieux comprendre cette dynamique, une première approche basée sur l'optique géométrique est d'abord proposée. Par définition, on considère donc que la propagation des rayons incidents et réfléchis est instantanée. La figure 3.7 est une modélisation bidimensionnelle de la trajectoire d'un rayon, du point d'émission  $\Omega_{\mathcal{S}_f}$  au point d'intersection entre la troisième réflexion et la surface du cercle (en  $\mathcal{R}_3$ ). L'axisymétrie de la surface d'onde  $\mathcal{S}_f$  nous permet de traiter l'ensemble du problème en configuration axisymétrique. Pour des raisons de confort, le centre du cercle de rayon  $R_0$  est fixé en  $(x_0, y_0) = (0, 0)$ . Considérons un rayon  $i$  incident dont la trajectoire est donnée par l'angle

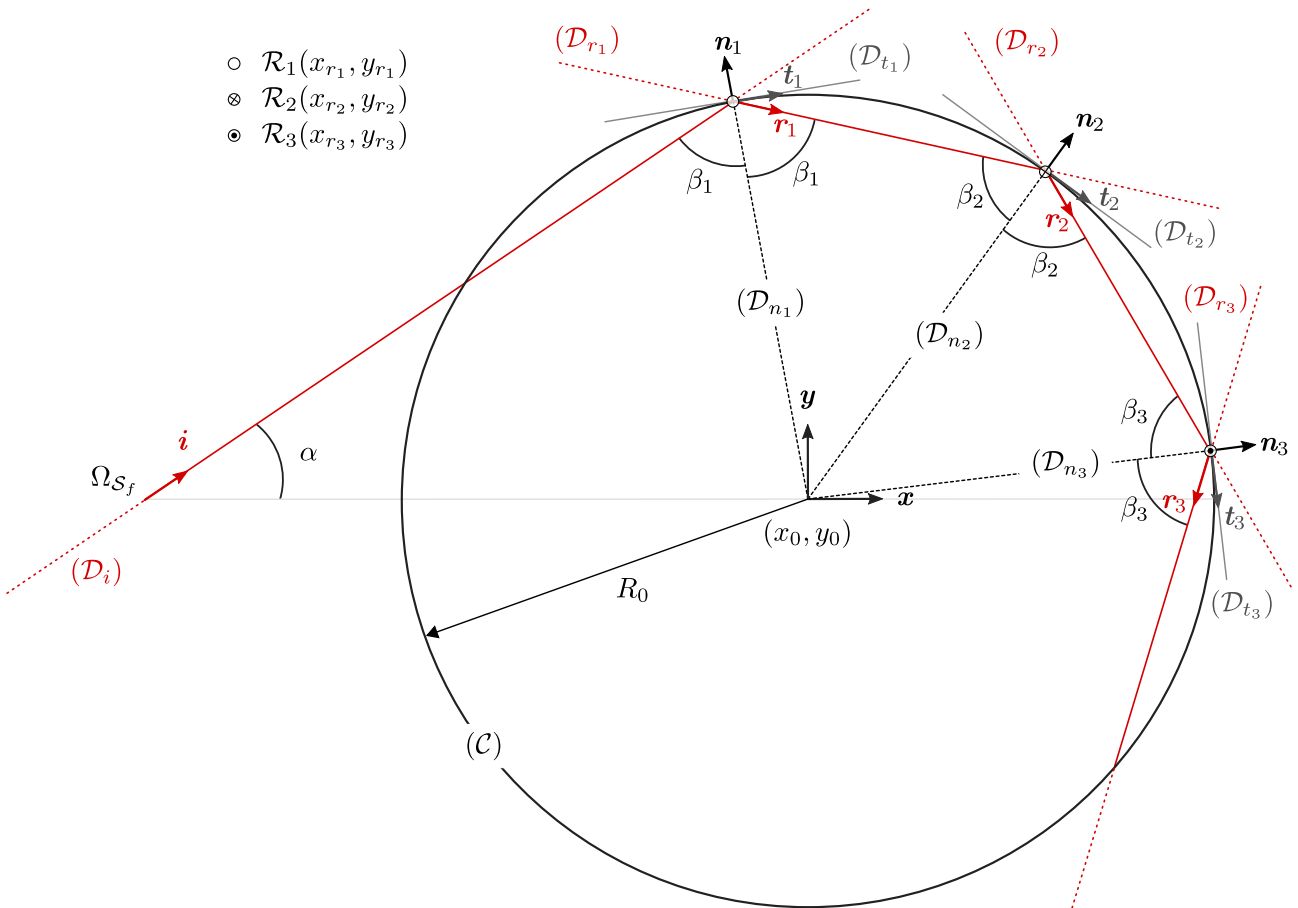


Figure 3.7: Modélisation bidimensionnelle des trois premières réflexions à la surface de la goutte par optique géométrique.

d'incidence  $\alpha^2$ , arbitrairement choisi. Ce rayon est défini par le segment  $[\Omega_{\mathcal{S}_f} \mathcal{R}_1]$  sur la droite  $(\mathcal{D}_i)$  de vecteur directeur  $\mathbf{i}$  et d'équation  $(\mathcal{D}_i) : y = (x - x_{\Omega_{\mathcal{S}_f}}) \tan \alpha$ . Le rayon  $i$  intercepte le cercle en un point de coordonnées  $(x_{r_1}, y_{r_1})$ , appelé *point de réflexion* et noté  $\mathcal{R}_1$ . La coordonnée  $x_{r_1}$  est aisément obtenue en identifiant la solution maximale de l'équation

$$(x - x_{\Omega_{\mathcal{S}_f}}) \tan \alpha = \sqrt{(R_0^2 - x^2)}, \quad (3.6)$$

où le membre de gauche est l'équation de la droite  $(\mathcal{D}_i)$ , et le membre de droite est celle du cercle  $(\mathcal{C})$ . Le rayon incident forme un angle  $\beta_1$  avec la normale au cercle passant par point  $\mathcal{R}_1$ . La normale est définie par le segment formé entre le centre du cercle et le point de réflexion  $\mathcal{R}_1$ , positionnée sur la droite  $(\mathcal{D}_{n_1})$  de vecteur directeur  $\mathbf{n}_1$  et d'équation  $(\mathcal{D}_{n_1}) : y = (y_{r_1}/x_{r_1})(x - x_{r_1}) + y_{r_1}$ . La droite  $(\mathcal{D}_{t_1})$  tangente au cercle en  $\mathcal{R}_1$  est, quant à elle, donnée par l'équation  $(\mathcal{D}_{t_1}) : y = -(x_{r_1}/y_{r_1})(x - x_{r_1}) + y_{r_1}$ . Suivant la loi des réflexions stipulant que l'angle d'incidence et l'angle de réflexion sont égaux, le rayon de première réflexion  $r_1$  est réfléchi au point  $\mathcal{R}_1$  suivant un angle de  $\beta_1$  par rapport à la normale suivant  $-\mathbf{n}_1$ . Le rayon  $r_1$  est alors défini par le segment  $[\mathcal{R}_1 \mathcal{R}_2]$  sur la droite  $(\mathcal{D}_{r_1})$  de vecteur directeur  $\mathbf{r}_1$  et d'équation  $(\mathcal{D}_{r_1}) : y = \tan(2\beta_1 + \alpha)(x - x_{r_1}) + y_{r_1}$ . Le point  $\mathcal{R}_2$  est le point d'intersection du rayon  $r_1$  avec le cercle  $(\mathcal{C})$ , appelé *point de seconde réflexion*. L'angle de réflexion  $\beta_1$ , facilement déterminé à partir des coefficients directeurs des droites  $(\mathcal{D}_i)$  et  $(\mathcal{D}_{n_1})$ , est donné par

$$\beta_1 = \arctan \left| \frac{\tan(\alpha) + \frac{y_{r_1}}{x_{r_1}}}{1 - \frac{y_{r_1}}{x_{r_1}} \tan(\alpha)} \right|. \quad (3.7)$$

La détermination des quantités géométriques définissant la seconde réflexion est obtenue en considérant le rayon  $r_1$  comme étant un rayon incident émis du point  $\mathcal{R}_1$  et suivant une trajectoire définie par l'angle d'incidence  $\beta_1$ . Ainsi, en répétant les étapes de calcul qui ont permis de construire le rayon de première réflexion  $r_1$  à partir de la simple connaissance des coordonnées du point  $\Omega_{\mathcal{S}_f}$  et de l'angle d'incidence  $\alpha$ , il est possible de construire le rayon de seconde réflexion  $r_2$ . Évidemment, cette approche géométrique itérative est valable pour une infinité de réflexions.

### 3.3.2.2. Caustique des réflexions premières

En acoustique géométrique, les caustiques sont les lieux de convergence des rayons de même nature (p. ex., réflexions premières) et définissent l'enveloppe de ces rayons. C'est-à-dire que chaque rayon de première réflexion  $r_1$ , par exemple, converge et intercepte son rayon voisin  $r'_1$  en un point qui se situe sur la caustique des réflexions premières. En d'autres mots, les caustiques constituent des surfaces de focalisation des ondes acoustiques où se concentre donc la densité d'énergie. En ce sens, elles apparaissent être des singularités du champ acoustique. Dans le cas d'un réflecteur sphérique ou cylindrique concave, la caustique des réflexions premières prend une forme caractéristique appelée *néphroïde de Huygens*. Dans le cas des réflexions premières, le rapport des impédances  $Z_l/Z_g$  étant supérieur à un, les réflexions sont des détentes. Ainsi, la caustique des réflexions premières est le lieu

---

<sup>2</sup>L'angle  $\alpha$  n'est plus l'angle polaire de la goutte mais bien l'angle d'incidence du rayon incident  $i$ .



des points de plus basse pression dans le volume liquide considérée [85]. L'équation paramétrique de cette néphroïde peut être déterminée à partir de l'équation du rayon réfléchi.

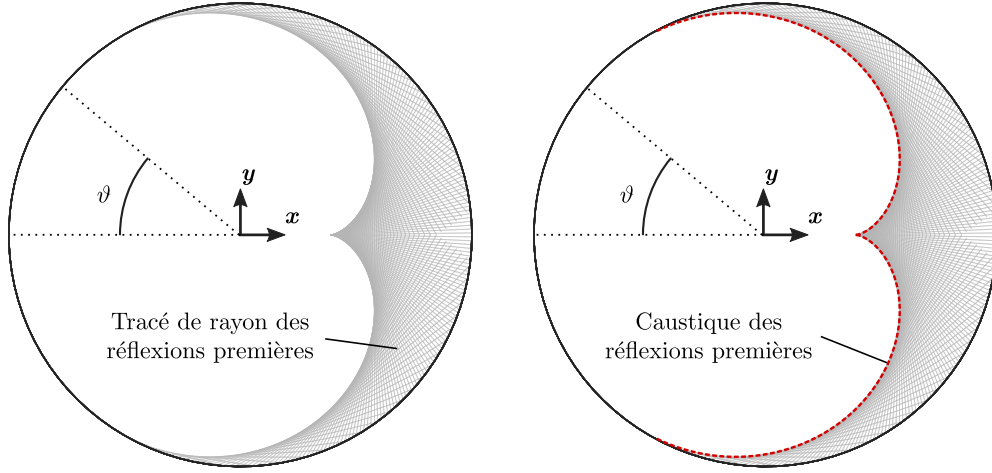


Figure 3.8: À gauche, tracé de deux cents rayons de premières réflexions (gris) réalisé avec le code GART pour une goutte de rayon initial 1 mm et une onde de choc à  $M_s = 2.0$ . À droite, superposition du tracé de rayon avec la néphroïde de Huygens en rouge (voir Eq. 3.10) représentative de la caustique des réflexions premières (mêmes conditions initiales que pour le tracé de rayons).

Pour rappel, les rayons incidents sont émis en  $\Omega_{S_f}$  de coordonnées  $(x_{\Omega_{S_f}}, 0)$ . Notons  $\vartheta$  l'angle polaire du cercle tel que le point de stagnation avant, pour une onde de choc se propageant de gauche à droite, est donné par  $\vartheta = 0$  (voir Fig. 3.8). L'équation du rayon réfléchi, en fonction de  $\vartheta$ , est donnée par la relation

$$x[R_0 - 2x_{\Omega_{S_f}} \cos \vartheta] + y \left[ \frac{x_{\Omega_{S_f}} \cos(2\vartheta) - R_0 \cos \vartheta}{\sin \vartheta} \right] + x_{\Omega_{S_f}} R_0 = 0. \quad (3.8)$$

De l'expression (3.8), il vient que la dérivée de l'équation du rayon réfléchi par rapport à  $\vartheta$  s'écrit

$$x[2x_{\Omega_{S_f}} \sin^3 \vartheta] + y [2x_{\Omega_{S_f}} \cos^3 \vartheta - 3x_{\Omega_{S_f}} \cos \vartheta + R_0] = 0. \quad (3.9)$$

Les solutions  $x$  et  $y$  du système d'équation formé par les expressions (3.8) et (3.9) permettent d'écrire les équations paramétriques de la néphroïde de Huygens suivante

$$\begin{cases} x = \frac{x_{\Omega_{S_f}}^2 R_0 \cos \vartheta (1 + 2 \sin^2 \vartheta) - x_{\Omega_{S_f}} R_0^2}{-3x_{\Omega_{S_f}} R_0 \cos \vartheta + R_0^2 + 2x_{\Omega_{S_f}}}, \\ y = \frac{2x_{\Omega_{S_f}}^2 R_0 \sin^3 \vartheta}{-3x_{\Omega_{S_f}} R_0 \cos \vartheta + R_0^2 + 2x_{\Omega_{S_f}}}. \end{cases} \quad (3.10)$$

La représentation graphique bidimensionnelle de la néphroïde de Huygens est proposée sur la figure 3.8(b) avec la ligne discontinue rouge et en superposition avec deux cents rayons réfléchis  $r_1$  (gris)

tracés avec le code GART en mode dynamique (voir section 3.3.2.3 pour plus de détails sur les tracés de rayon dynamique). On remarque que la néphroïde présente un point de rebroussement de première espèce sur l'axe  $y = 0$  du cercle. Il s'agit du point focal des rayons paraxiaux où se situe la plus forte concentration en rayon réfléchi et donc du point de plus haute densité d'énergie. D'un point de vue pratique, si les rayons incidents sont des ondes lumineuses, ce point de rebroussement est le point le plus lumineux. Notons  $\varepsilon$  ce point de plus haute densité d'énergie de la caustique des réflexions premières. Indépendamment de l'équation paramétrique de la néphroïde, les coordonnées  $(x_\varepsilon, y_\varepsilon)$  du point  $\varepsilon$  peuvent être théoriquement déterminées suivant une approche d'optique géométrique (Fig. 3.9).

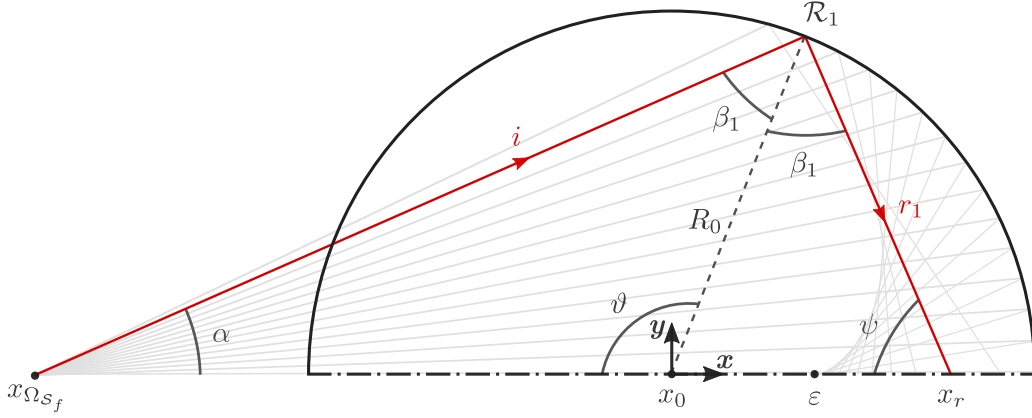


Figure 3.9: Modélisation géométrique de l'intersection d'un rayon de première réflexion avec le grand diamètre horizontal du cercle.

Le système étant axisymétrique,  $\varepsilon$  se situe sur l'axe de symétrie de la goutte ( $y_\varepsilon = 0$ ). Considérons à présent un seul rayon incident  $i$  arbitraire (en rouge sur la figure 3.9). Ce rayon émis en  $\Omega_{S_f}$  avec un angle d'incidence  $\alpha$  est réfléchi au bord intérieur de la goutte suivant un angle  $\beta_1$  par rapport à la normale au cercle au point de réflexion  $\mathcal{R}_1$ . Le rayon réfléchi  $r$  intercepte l'axe de symétrie  $y = 0$  avec un angle d'attaque  $\psi$ . L'intersection entre le rayon  $r_1$  et l'axe  $y = 0$  se produit à une distance  $x = x_r - x_0$  du centre de la goutte. La loi des sinus permet d'exprimer facilement  $x$  tel que

$$x = \frac{R_0 \sin \beta_1}{\sin \psi}, \quad (3.11)$$

où  $R_0$  est le rayon initial de la goutte. De façon tout aussi triviale, l'angle  $\beta_1$  peut être exprimé en fonction de l'angle d'incidence  $\alpha$  comme suit

$$\beta_1 = \arcsin \left( \frac{(x_0 - x_{\Omega_{S_f}}) \sin \alpha}{R} \right). \quad (3.12)$$

Se rappelant que  $\pi = \alpha + 2\beta_1 + \psi$ , les expressions (3.11) et (3.12) permettent d'écrire

$$x = \frac{(x_0 - x_{\Omega_{\mathcal{S}_f}}) \sin \alpha}{\sin(\alpha + 2\beta_1)} = \frac{(x_0 - x_{\Omega_{\mathcal{S}_f}}) \sin \alpha}{\sin\left(\alpha + 2 \arcsin\left(\frac{(x_0 - x_{\Omega_{\mathcal{S}_f}}) \sin \alpha}{R_0}\right)\right)}. \quad (3.13)$$

Lorsque  $\alpha$  tend vers 0,  $x$  converge vers  $\varepsilon$  tel que  $\varepsilon = \min(x(\alpha))$ . L'abscisse du point de plus haute densité d'énergie est donc donnée par

$$x_\varepsilon = \frac{x_0 - x_{\Omega_{\mathcal{S}_f}}}{2 \frac{(x_0 - x_{\Omega_{\mathcal{S}_f}})}{R_0} + 1}. \quad (3.14)$$

Typiquement, pour une goutte de rayon initial  $R_0 = 1$  mm centrée en  $(x_0, y_0) = (0, 0)$ , le point de plus haute densité d'énergie coupe l'axe  $y = 0$  en  $x_\varepsilon = 0.39$  mm.

### 3.3.2.3. Dynamique spatio-temporelle des réflexions : acoustique géométrique

L'optique géométrique, basée sur la nature instantanée de la lumière, offre une vision confortable des réflexions à l'intérieur de la goutte, notamment en révélant le lieu des points de plus haute densité d'énergie. Cependant, dans le cadre d'une interaction entre une goutte et une onde de choc, l'approche ne permet pas d'apprécier la dynamique spatio-temporelle des réflexions qui joue un rôle important dans la fluctuation locale du champ de pression. En revanche, l'acoustique géométrique le permet. Par rapport au tracé de rayon effectué à la section 3.3.2.1, l'hypothèse d'une propagation instantanée des rayons ne tient évidemment plus dans le cadre d'une approche par acoustique géométrique. À partir des simulations numériques, nous avons pu déterminer la vitesse de déplacement  $u_t$  du front d'onde à l'intérieur de la goutte, son rayon de courbure et la position de la source d'émission des rayons incidents  $\Omega_{\mathcal{S}_f}$ . Ainsi, à un instant  $t$ , la distance  $\ell_t$  parcourue par le rayon est donnée par  $\ell_t = u_t(t - t_0)$ , où  $t_0$  est l'instant d'émission. En pratique,  $\ell_t$  est une grandeur cumulée de la distance linéaire parcourue par le rayon incident et les rayons réfléchis. En l'absence de réflexion,  $\ell_t$  est égale à la longueur du rayon incident à l'instant  $t$ . Dans la suite, nous discuterons exclusivement les réflexions premières et secondes. Les réflexions supérieures suivent un schéma identique aux deux premières, en termes de dynamique spatio-temporelle, leur description serait redondante. Pour un instant  $t$  donné, notons  $\alpha_0$  l'angle critique en dessous duquel les rayons incidents  $i$  n'ont subi aucune réflexion, et  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$  les angles limites en dessous desquels les rayons incidents ont subi, respectivement, une ou deux réflexions. Notons également  $\ell_i$  la longueur du rayon incident,  $\ell_{r_1}$  la longueur du rayon de première réflexion et enfin  $\ell_{r_2}$  celle du rayon de seconde réflexion. Ainsi, en fonction de l'angle d'incidence  $\alpha$ , la distance  $\ell_t$  est donnée par

$$\begin{aligned} \ell_t &= \ell_i, & \text{si } 0 < \alpha \leq \alpha_0, \\ \ell_t &= \ell_i + \ell_{r_1}, & \text{si } \alpha_0 < \alpha \leq \alpha_1, \\ \ell_t &= \ell_i + \ell_{r_1} + \ell_{r_2}, & \text{si } \alpha_1 < \alpha \leq \alpha_2. \end{aligned} \quad (3.15)$$

La propagation des rayons n'étant pas instantanée, des fronts de différentes natures apparaissent au cours du temps. Ceux-ci sont illustrés sur la figure 3.10. Suivant le principe de Huygens, nous avons déjà vu que les rayons incidents  $i$  tel que  $0 < \alpha \leq \alpha_0$  forment un front d'onde  $\mathcal{S}_f$  qui, initialement, est

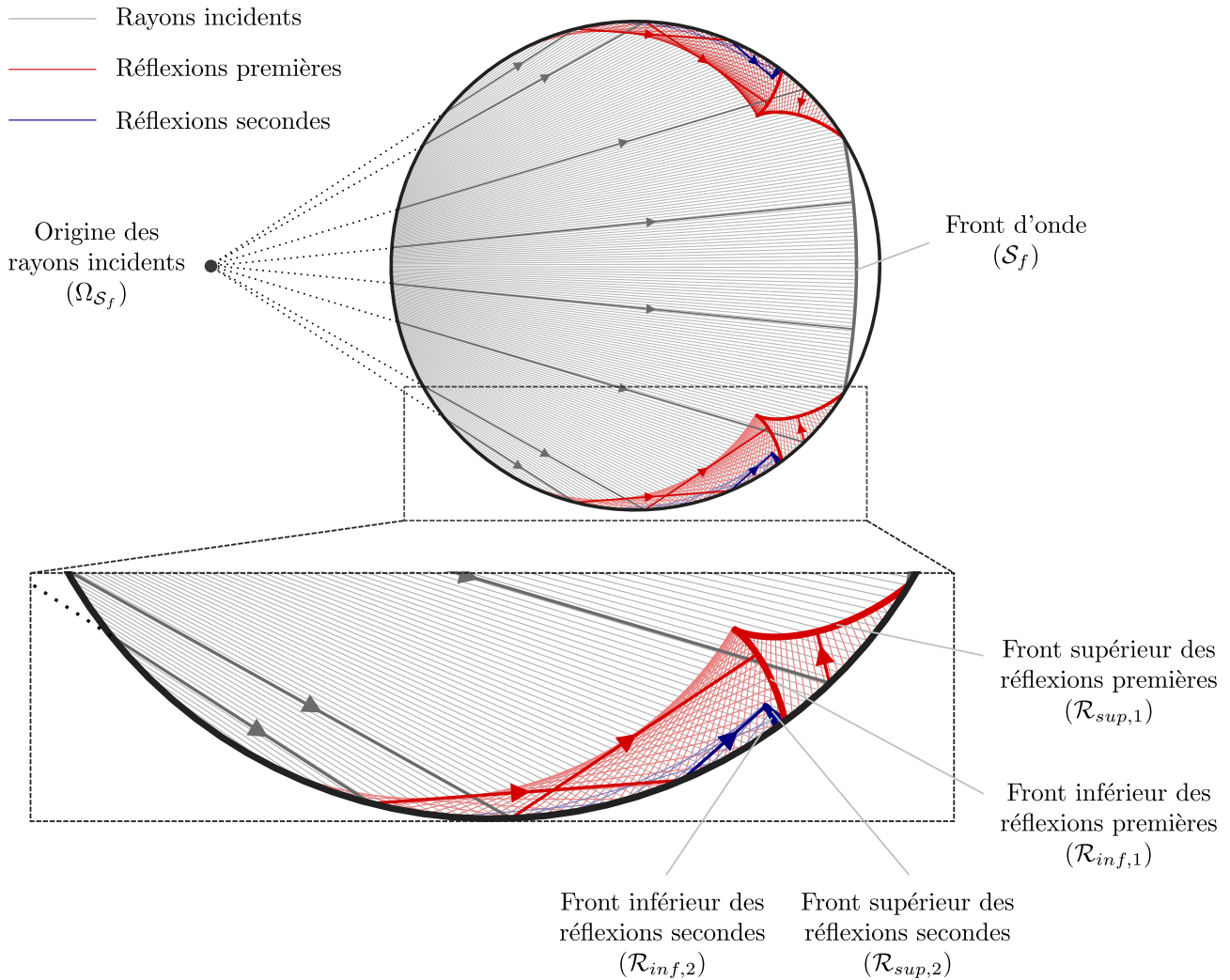


Figure 3.10: Modélisation bidimensionnelle des deux premières réflexions à la surface de la goutte, et des fronts d'onde associés, par acoustique géométrique. Le tracé de l'ensemble des rayons et des fronts est réalisé avec le code GART pour une goutte de rayon initial 1 mm et une onde de choc à  $M_s = 2.0$ . Le calcul est réalisé pour deux cent rayons incidents.

la conséquence directe de l'interaction entre l'onde de choc incidente et la surface de la goutte. Pour  $\alpha_0 < \alpha \leq \alpha_1$ , les rayons incidents  $i$  sont réfléchis une première fois à la surface de la goutte au point de réflexion  $\mathcal{R}_1$  d'où partent les rayons réfléchis  $r_1$  suivant un angle de réflexion égale à l'angle d'attaque entre le rayon  $i$  et la normale en  $\mathcal{R}_1$ . Comme les rayons incidents, les rayons de première réflexion  $r_1$  forment un front d'onde à deux courbures et composé d'un point de rebroussement de première espèce. Le front inférieur  $\mathcal{R}_{inf,1}$  (convexe) est formé par l'ensemble des rayons  $r_1$  qui, à l'instant  $t$ , sont tangents à la caustique des réflexions premières (néphroïde de Huygens). Le front supérieur  $\mathcal{R}_{sup,1}$  (concave) est, quant à lui, l'enveloppe des rayons  $r_1$  qui, à ce même instant  $t$ , ne présentent pas encore de point de tangence avec la caustique. Le point de rebroussement entre les deux fronts est le point de plus haute densité d'énergie à l'instant  $t$ . Sa trajectoire décrit donc la néphroïde de

Huygens (Figure 3.11). À la première réflexion, le rapport des impédances  $Z_l/Z_g$  étant supérieur à un, les fronts  $\mathcal{R}_{inf,1}$  et  $\mathcal{R}_{sup,1}$  des réflexions premières sont des détentes. Leur propagation le long de la périphérie intérieure de la goutte tend alors à détendre localement le fluide, auparavant comprimé par le front d'onde  $\mathcal{S}_f$ . Des régions de basse de pression sont ainsi générées. Le recouvrement des trajectoires des fronts  $\mathcal{R}_{inf,1}$  et  $\mathcal{R}_{sup,1}$  implique deux niveaux de décompression successifs, le volume de fluide le plus détendu se trouvant en aval du front  $\mathcal{R}_{inf,1}$ . Pour  $\alpha_1 < \alpha \leq \alpha_2$ , les rayons incidents

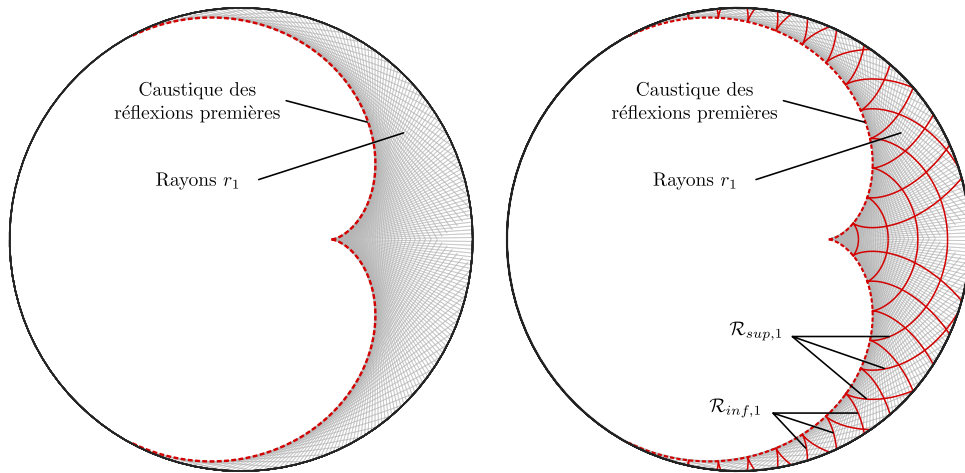


Figure 3.11: Tracé de deux cent rayons de premières réflexions (gris) superposé à la néphroïde de Huygens représentative de la caustique des réflexions premières (ligne discontinue rouge). Les fronts  $\mathcal{R}_{inf,1}$  et  $\mathcal{R}_{sup,1}$  sont illustrés avec des lignes rouges continues. Le tracé de rayon des réflexions premières et des fronts est réalisé avec le code GART, pour une goutte de rayon initial 1 mm et une onde de choc à  $M_s = 2.0$ . La néphroïde est obtenue à partir de son équation paramétrique (Eq. 3.10) et pour les mêmes conditions initiales que le tracé de rayon.

sont réfléchis deux fois à la surface de la goutte. Une première fois aux points de réflexion  $\mathcal{R}_1$ , et une seconde fois aux points de point de seconde réflexion  $\mathcal{R}_2$ . De façon tout à fait analogue, les rayons de seconde réflexion  $r_2$  forment, eux aussi, un front d'onde à deux courbures et composé d'un point de rebroussement de première espèce. Le front inférieur  $\mathcal{R}_{inf,2}$  (convexe) est formé par l'ensemble des rayons  $r_2$  qui, à l'instant  $t$ , sont tangents à la caustique des réflexions secondes. Le front supérieur  $\mathcal{R}_{sup,2}$  (concave) est, quant à lui, l'enveloppe des rayons  $r_2$  qui, à ce même instant  $t$ , ne présentent pas encore de point de tangence avec cette seconde caustique. À la seconde réflexion, le rapport des impédances  $Z_l/Z_g$  étant inférieur à un, les fronts  $\mathcal{R}_{inf,2}$  et  $\mathcal{R}_{sup,2}$  sont des ondes de compression. Leur propagation le long de la périphérie intérieure de la goutte, en aval des fronts  $\mathcal{R}_{inf,1}$  et  $\mathcal{R}_{sup,1}$ , tend donc à recomprimer localement le fluide. Une alternance de régions de basse et haute pression est alors observée à l'intérieur de la goutte.

### 3.3.3. Simulations numériques 2-D axisymétriques

La dynamique spatio-temporelle des réflexions prédite par la théorie des rayons en acoustique géométrique, comme précédemment discutée, est confrontée à des schlieren numériques obtenus à partir des

simulations 2-D axisymétriques réalisées avec le code ECOGEN. Pour rappel, la dynamique étudiée étant axisymétrique, des simulations 3-D ne sont pas ici nécessaires, elles ne feraient qu'obscurcir la lecture des ondes. La fonction schlieren  $\phi$  employée est donnée par [97]

$$\phi = \exp\left(-k \frac{|\nabla\rho|}{\max|\nabla\rho|}\right), \quad (3.16)$$

où  $k$  est un paramètre permettant la visualisation des gradients de densité dans les deux phases, liquide et gazeuse. Johnsen [55] propose  $k = 40$  pour l'eau et  $k = 400$  pour l'air, ce que nous suivrons. À partir du code de tracé de rayon GART, implémenté sous MATLAB, les fronts  $\mathcal{S}_f$ ,  $\mathcal{R}_{inf,1}$ ,  $\mathcal{R}_{sup,1}$ ,  $\mathcal{R}_{inf,2}$  et  $\mathcal{R}_{sup,2}$  ont été tracés pour une onde de choc incidente à  $M_s = 2$  et une goutte de rayon 1 mm. Le tracé de rayon est initialisé avec la vitesse du front  $\mathcal{S}_f$  et les coordonnées du point d'émission  $\Omega_{\mathcal{S}_f}$  déterminé à partir de la simulation numérique correspondante. La figure 3.12 propose une superposition des schlieren numériques (niveaux de gris) au tracé des fronts (rouge). Le pas de temps entre chaque image est de  $0.1 \mu\text{s}$ . Globalement, nous constatons que la théorie des rayons par l'acoustique géométrique semble prédire, avec beaucoup de fidélité, la dynamique spatio-temporelle des réflexions tant le décalage dans la superposition est minime. Le tracé de rayon est toutefois très sensible à la vitesse du front  $\mathcal{S}_f$  renseignée lors de l'initialisation. Une erreur supérieure à 1% conduit à un décalage non négligeable entre les prédictions de l'acoustique géométrique et les schlieren numériques. La figure 3.12 montre qu'à l'inverse des fronts  $\mathcal{R}_{inf,1}$  et  $\mathcal{R}_{sup,1}$ , les fronts formés par les réflexions secondes sont difficilement perceptibles sur les simulations numériques, nous renseignant ainsi quant à leur faible intensité. Ces fronts  $\mathcal{R}_{inf,2}$  et  $\mathcal{R}_{sup,2}$  deviennent raisonnablement observables à partir de la figure 3.12(j). Le schlieren numérique révèle que le front inférieur des premières réflexions  $\mathcal{R}_{inf,1}$  est suivi d'un front d'onde non prédit par le tracé de rayon (flèches noires). Ce front, perceptible dès la figure 3.12(f), semble être formé par les ondes de compression émises au niveau de l'anneau de contact entre l'onde de choc se propageant dans la phase gazeuse et la surface de la goutte (demi-cercles discontinus et flèches bleues). En configuration 2-D, cet anneau se matérialise par deux points  $c$  et  $c'$  (voir Fig. 3.5) nettement identifiables sur les schlieren numériques. Lorsque la totalité du front  $\mathcal{S}_f$  est réfléchi à la surface de la goutte [entre les figures 3.12(h) et (i)], l'ensemble des fronts  $\mathcal{R}_{sup,1}$  fusionne pour donner lieu à un front de raréfaction en arc de cercle [Fig. 3.12(i)] attaché au front inférieur  $\mathcal{R}_{inf,1}$  par le point de rebroussement. Ce front se propage et converge vers le point  $\varepsilon$  précédemment introduit (voir figure 3.9). La convergence de cette onde de raréfaction induit une amplification du processus de détente. Il vient alors que le point de plus haute densité d'énergie de la caustique des réflexions premières,  $\varepsilon$ , est le point de plus basse pression dans la goutte. Le collapse du front de détente convergent en  $\varepsilon$  est atteint entre les figures 3.12(k) et (l). Une fois le point de convergence atteint, une onde d'expansion remontant vers le point de stagnation avant est générée [Fig. 3.12(m) et (n)]. Cette onde est particulièrement reconnaissable à sa forme en fer à cheval. Le volume intérieur délimité par cette onde est une région de haute pression.

L'évaluation du champ de pression, en parallèle du tracé de rayons et du schlieren numérique (Fig. 3.13), confirme la nature de réflexions prédites par le rapport des impédances et permet d'apprécier les fluctuations locales de la pression. Le saut de pression au travers des fronts  $\mathcal{R}_{inf,1}$  et  $\mathcal{R}_{sup,1}$  montre bien qu'il s'agit de fronts de raréfaction à l'origine de régions de basse pression (négatives). L'image

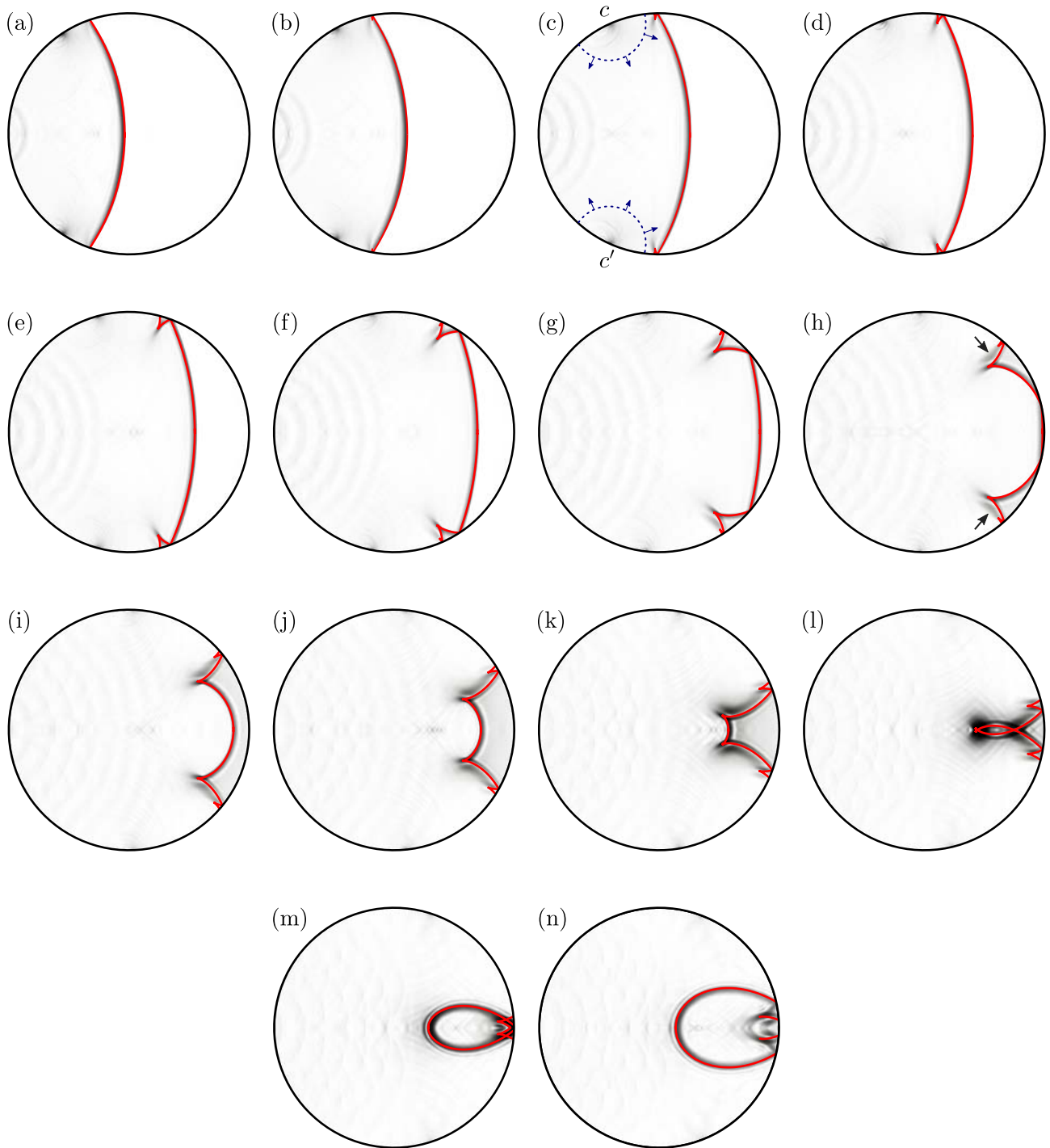


Figure 3.12: Superposition des fronts d'onde déterminés par la théorie des rayons en acoustique géométrique (rouge) et ceux mis en évidence par le schlieren numérique de la simulation 2D (niveaux de gris). Le pas de temps entre chaque figure est de  $0.1\mu\text{s}$ . Ces résultats correspondent à l'interaction d'une onde de choc à  $Ms = 2$  avec une goutte d'eau ( $R_0 = 1\text{ mm}$ ). Les temps adimensionnés  $\tilde{t}$  en (a) et (n) sont, respectivement, 0.52 et 1.48.

la plus à droite sur la figure 3.13, révèle la nature compressive des fronts  $\mathcal{R}_{inf,2}$  et  $\mathcal{R}_{sup,2}$ . Leur visualisation tardive confirme leur faible intensité comme suggéré par les schlieren numériques.

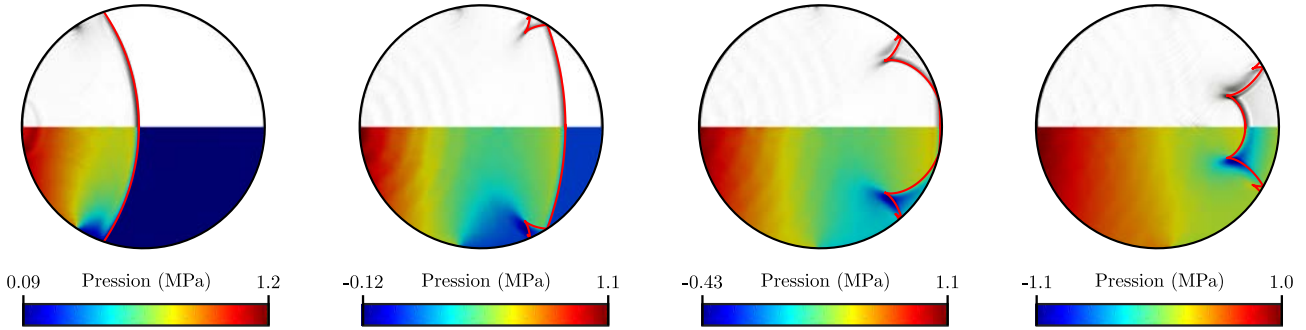


Figure 3.13: Superposition des fronts d’ondes déterminés par la théorie des rayons (rouge) et le schlieren numérique (niveaux de gris) de la simulation 2D (demi-espace supérieur de la goutte). Superposition des fronts d’onde déterminés par la théorie des rayons (rouge) et champs de pression numérique de la simulation 2D (demi-espace inférieur de la goutte). Ces résultats correspondent à l’interaction d’une onde de choc à  $Ms = 2$  avec une goutte d’eau ( $R_0 = 1$  mm). Les temps  $\tilde{t}$ , de gauche à droite, sont respectivement 0.52, 0.89, 1.04 et 1.18.

Enfin, il est instructif de comparer le lieu des points de plus basse pression, que nous noterons  $\mathcal{L}_{P_{min}}$  avec la représentation graphique de la caustique des réflexions premières (néphroïde de Huygens). C’est ce que propose la figure 3.14 pour des ondes de choc se propageant à un nombre de Mach variant de 1.1 à 2.0. La trajectoire des points de mesure est tracée sur  $\tilde{t} \in [0.85, 1.35]$  (correspondant aux images (f) à (l) sur la figure 3.12) avec une fréquence de 100 MHz. Il est immédiat de constater que le lieu  $\mathcal{L}_{P_{min}}$  épouse relativement bien la courbure de la néphroïde. De même, la prédiction théorique du point de plus haute densité d’énergie  $\varepsilon$  se situe, comme attendu, au point de rebroussement de la néphroïde sur le diamètre horizontal de la goutte. Il existe cependant un écart systématique entre la néphroïde et  $\mathcal{L}_{P_{min}}$  qui s’accroît en se rapprochant du point de convergence et dont l’origine n’a pas été identifiée. La théorie des rayons, comme abordée dans ce chapitre, n’est qu’une approximation. Par exemple, elle ne tient pas compte de l’ensemble des ondes de compressions. Typiquement, celles émises aux points  $c$  et  $c'$  de l’anneau de contact entre le choc incident et la surface de la goutte, mises en évidence avec le schlieren numérique sur la figure 3.12, ne sont pas considérées. De ces ondes en résulte un front (également identifié sur la figure 3.12 avec les flèches noires) que l’approximation par acoustique géométrique ne prédit pas et dont l’influence sur la structure thermodynamique interne de la goutte est négligée.

### 3.4. Vers un processus de cavitation

Dans cette dernière section, nous discutons de l’occurrence potentielle d’un processus de cavitation lors de l’interaction d’une goutte avec une onde de choc. Après une brève présentation du phénomène de cavitation, une discussion autour des minima de pression mesurés dans le liquide à partir des simulations numériques et en fonction du nombre de Mach de l’onde de choc est proposée. Le code



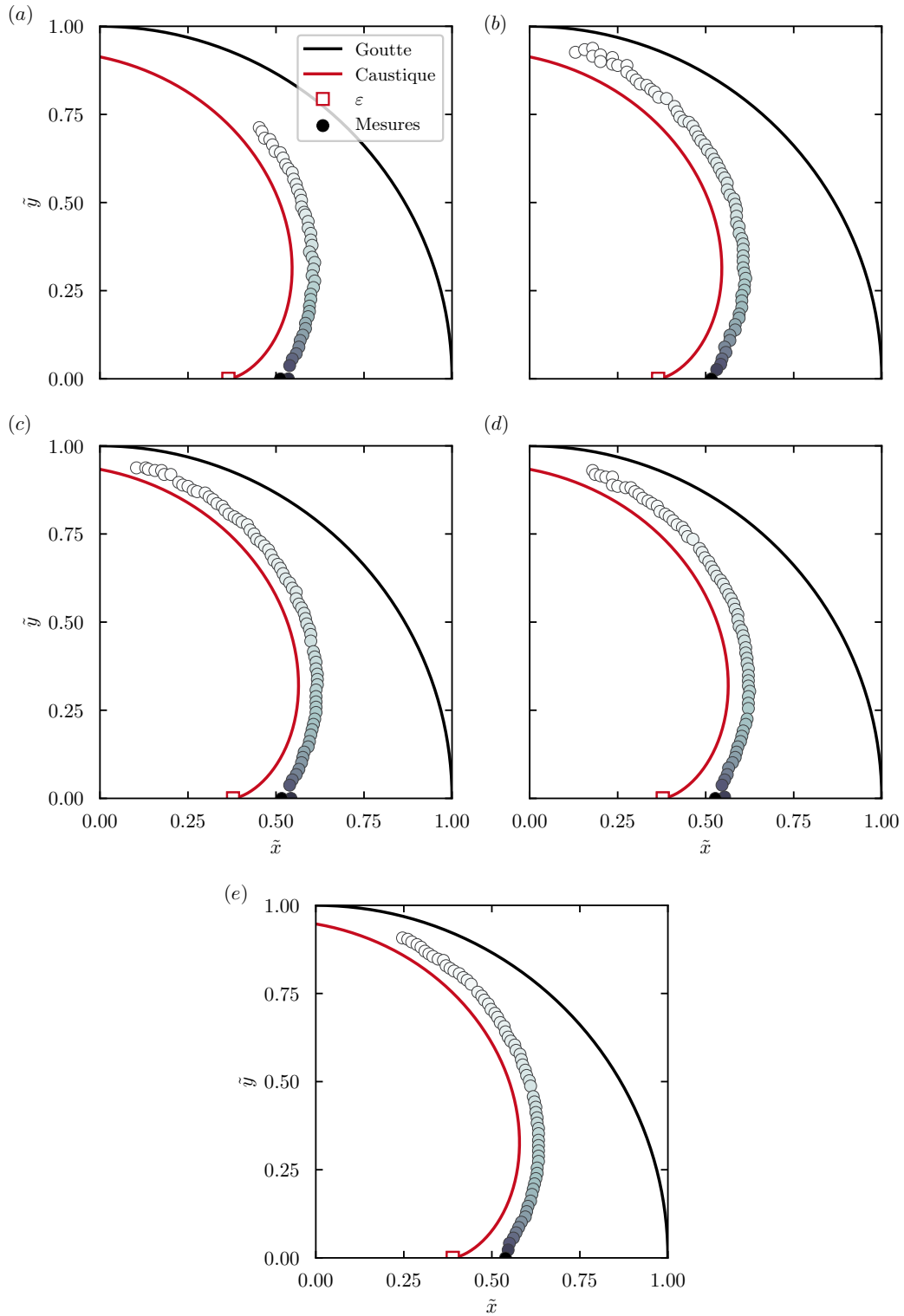


Figure 3.14: Lieux des points de plus basse pression dans le quart supérieur arrière de la goutte pour  $M_s$  (a) 1.1, (b) 1.3, (c) 1.5, (d) 1.7 et (e) 2.0. Les points de mesure sont obtenus à partir des simulations numériques. L'échelle de couleur qui les pondère évolue du blanc au noir au cours du temps. La néphroïde de Huygens et les coordonnées de  $\varepsilon$  sont respectivement données par l'équation (3.10) et (3.14). La légende de la figure (a) est valable pour les figures (b) à (e).

ECOGEN exploité ne simulant pas les changements de phase, une discussion sur les conséquences de la cavitation de bulles sur le processus de fragmentation vient clore ce chapitre.

### 3.4.1. Principe physique de la cavitation

La formation d'une phase, lors de la transition du premier ordre entre deux phases, nécessite de franchir un coût énergétique associé à la formation d'une interface entre les deux phases. Dans le cas de l'ébullition de l'eau, par exemple, la formation de vapeur, pourtant plus stable que la phase liquide sur le plan thermodynamique, n'est pas immédiate dès lors les conditions de température et de pression théorique franchies (p. ex., 100°C à la pression atmosphérique). Cet état transitoire de l'eau est dit *métastable* [42]. L'apparition de la phase stable à partir de la phase liquide métastable, sous l'effet des fluctuations thermiques, est un processus appelé *nucléation*. La nucléation de vapeur n'est pas nécessairement issue d'une augmentation de la température à pression constante, mais elle peut également survenir lors d'une détente à température constante. Dans ce dernier cas, si la pression chute en dessous de la pression de vaporisation, le liquide se retrouve sous tension et la nucléation devient possible. On parle alors de *cavitation*. La cavitation, dans un liquide, se manifeste par la nucléation d'une ou plusieurs bulles. La détermination fine de la pression de vaporisation n'est pas chose aisée. La présence d'impuretés dans l'eau favorise grandement la nucléation. Lorsque celle-ci se produit en dehors du domaine de métastabilité de l'eau, du fait de la présence d'impuretés par exemple, le processus de nucléation est qualifié d'*hétérogène*. Dans le cas contraire, on parlera de nucléation *homogène*. La cohésion que présente un liquide est induite par les interactions entre les molécules qui le constituent. L'intégrité structurale d'une phase liquide est assurée tant que la distance entre les molécules n'excède pas une certaine valeur seuil  $\delta_s$  [143]. En détendant la pression dans un liquide, c'est-à-dire en augmentant la tension interne, la distance intermoléculaire augmente inévitablement. Ainsi, il existe une pression critique  $P_s$  pour laquelle la distance intermoléculaire dépasse  $\delta_s$  conduisant ainsi à la rupture mécanique du liquide. Dans le cas d'une colonne d'eau de section  $S$ , le coût énergétique lié à la création d'interfaces que nous évoquions précédemment est simplement donné par  $2\gamma S$ , où  $\gamma$  est la tension de surface de l'eau. La rupture de la colonne n'est donc possible quand fournissant un travail minimal  $2\gamma S$  égal au produit de la force de tension  $f$  avec la distance  $\delta_s$ . La force de tension nécessaire pour atteindre la rupture étant donnée par le produit  $P_s S$ , la pression critique peut être estimée par la relation  $P_s = 2\gamma/\delta_s$ . Pour l'eau dont la tension superficielle est de 72.8 mN/m et  $\delta_s = 1$  nm [143], la pression critique est d'environ -150 MPa, soit 1500 fois la pression atmosphérique. D'un point de vue pratique, la grande majorité des pressions critiques mesurées pour l'eau sont très nettement inférieures à cette estimation [10]. À titre d'exemple, Richards *et coll.* ont conduit des expériences de cavitation de l'eau par transmission d'ondes de choc de l'air dans l'eau et ont rapporté un phénomène de cavitation associé à un pic de pression négatif de -1.2 MPa, soit près de 100 fois moins de notre précédente estimation.

Ainsi, sachant qu'un front de raréfaction convergent, et donc amplifié, se propage dans la goutte, nous sommes légitimement en droit de nous poser la question suivante : est-ce qu'un processus de cavitation est possible lors de l'interaction d'une goutte d'eau avec une onde de choc ? La figure 3.13 précédemment discutée nous renseigne déjà quant au fait que la goutte fait l'expérience de pressions

négatives. La question mérite peut-être alors d'être reformulée : à partir de quel nombre de Mach l'onde de choc incidente est telle suffisamment forte pour induire un phénomène de cavitation ? La réponse à cette question est l'objet de cette dernière discussion. Dans une expérience d'interaction entre une colonne d'eau et une onde de choc plane à  $M_s = 2.4$ , Sembian *et coll.* [121] ont enregistré la cavitation d'un nuage de bulle par holographie. Afin de quantifier le niveau de pression négatif ayant permis la rupture locale du liquide, ils ont réalisé une simulation 2-D correspondante aux conditions initiales de l'expérience en question. Leurs résultats numériques montrent que le niveau de pression atteint descend jusque -23.29 bar. Dans une seconde expérience d'interaction entre une colonne d'eau et une onde de choc plane à  $M_s = 1.75$ , les auteurs montrent cette fois-ci l'absence de cavitation. Suivant la même approche, ils montrent que la pression minimale numériquement mesurée dans le liquide est de -4.24 bar. Ils en concluent ainsi que la tension à rupture de l'eau, dans le cadre des interactions choc/colonne, est comprise entre -4.24 bar et -23.29 bar. À ce jour et à notre connaissance, il n'existe pas d'étude similaire à celle de Sembian *et coll.* dans le cas d'une goutte d'eau.

### 3.4.2. Effet du nombre de Mach de l'onde de choc incidente

Sur les simulations numériques 2-D réalisées pour des ondes de choc planes incidentes se propageant à un nombre de Mach allant de  $M_s = 1.1$  à  $M_s = 2.0$ , la pression minimale dans la goutte est mesurée à chaque pas de temps. L'objectif est de pouvoir évaluer à partir de quel  $M_s$ , l'eau constituant la goutte peut caviter. Le problème, ici, est la définition de la pression critique  $P_s$ . Les expériences de Sembian *et coll.* étant les plus proches de notre problème sur le plan physique, la valeur  $P_s = -23.29$  bar semble être raisonnable. Néanmoins, il s'agit là très certainement d'une surestimation de la pression critique. Compte tenu de leurs expériences, celle-ci doit vraisemblablement se trouver sur l'intervalle de pression  $\mathcal{P} = ] -4.24 \text{ bar}, -23.29 \text{ bar}]$ . La figure 3.15 montre l'évolution de la pression minimale au cours du temps pour  $M_s = [1.1, 1.3, 1.5, 1.7, 2.0]$ . La pression minimale est adimensionnée par les bornes de l'intervalle  $\mathcal{P}$  telle que  $\tilde{P}_{s-} = \min(P) / -4.24$  et  $\tilde{P}_{s+} = \min(P) / -23.29$ . On remarque immédiatement que plus le nombre de Mach augmente et plus l'intensité de la pression négative est importante. Ce comportement, effectivement attendu, est simplement lié au coefficient de transmission qui, pour rappel, est constant et vaut 0.2%. Plus l'onde de choc initiale est intense, plus la quantité d'énergie transmise à la goutte est élevée. Il s'en suit, naturellement, des ondes de premières réflexions (détentes) plus fortes dont l'intensité, amplifiée par la convergence, ne cesse de s'accroître. Ainsi la pression minimale exercée dans la goutte est d'autant plus faible que le choc incident est fort. La figure 3.15(a), où  $M_s = 1.1$ , montre que la pression dans la goutte n'est jamais inférieure à -4.24 bar et, d'ailleurs, toujours strictement positive. La figure 3.15(b), où  $M_s = 1.3$ , révèle l'apparition de pressions négatives à l'intérieur de la goutte, mais toujours en dehors de l'intervalle  $\mathcal{P}$ . La pression  $\tilde{P}_{s-}$  étant inférieur à 1, il est très peu probable qu'un processus de cavitation ait lieu pour une onde de choc à Mach 1.3. La figure 3.15(c), correspondant à  $M_s = 1.5$ , montre des pics de basse pression dans l'intervalle  $\mathcal{P}$  (c.-à-d.,  $\tilde{P}_{s-} > 1$  et  $\tilde{P}_{s+} < 1$ ). La borne supérieure de l'intervalle  $\mathcal{P}$  est pratiquement atteinte pour une onde de choc à  $M_s = 1.7$  où  $\max(\tilde{P}_{s+}) = 0.99$  [Fig. 3.15(d)], et nettement franchie dans le cas d'une onde de choc à  $M_s = 2.0$  où  $\max(\tilde{P}_{s+}) > 2.0$  [Fig. 3.15(e)].

Des mesures des pics de basse pression dans la goutte en fonction de  $M_s$  et sur la base des travaux de Sembian *et coll.*, il apparaît que la cavitation d'une goutte d'eau, lors de son interaction avec une onde de choc plane, est certaine dès  $M_s \geq 1.7$  et probable pour un nombre de Mach du choc incident tel que  $1.5 \leq M_s \leq 1.7$ . Ce dernier intervalle fait état de nombres de Mach incidents  $M_s$  sensiblement inférieurs à ceux rapportés par Sembian *et coll.* où des pressions minimales de -23.29 bar et -4.24 bar sont respectivement mesurées pour des ondes de choc planes se propageant à  $M_s = 2.4$  et  $M_s = 1.75$ . Cet écart est justifié par la nature 3-D/2-D axisymétrique présentée par la goutte qui propose une courbure supplémentaire à la configuration 2-D plan qu'est une colonne d'eau. La convergence et l'amplification des réflexions étant plus importantes en sphérique qu'en cylindrique, des ondes de choc plus faibles peuvent permettre d'atteindre, après réflexion, des niveaux de pression équivalents.

Enfin, la figure 3.16 illustre la dépendance du minimum de pression  $\min(\tilde{P}) = \min(P/P_0)$  au nombre de Mach de l'onde de choc incidence  $M_s$ . Deux interpolations linéaires cubiques<sup>3</sup> sont proposées : une première (notée  $f_1$ ) sur la base des simulations à  $M_s \in [1.1, 2.0]$  et une seconde (notée  $f_2$ ), pour laquelle une simulation additionnelle à  $M_s = 6.0$  a été effectuée. Ce dernier point de mesure, relativement éloigné des précédents, et calculé de sorte à évaluer la tendance à haut nombre de Mach. Ce point de calcul n'est, en revanche, pas parfaitement rigoureux puisque l'initialisation est réalisée à partir des relations de saut de Rankine-Hugoniot qui ne sont pas adaptées à de telles ondes de choc. Néanmoins, il permet de proposer une première évaluation rapide du comportement de la pression à haut nombre de Mach et d'évaluer la validité de la première corrélation  $f_1$ . Les deux interpolations sont en accord jusque  $M_s = 2.5$ , puis elles divergent. Les ordres de grandeur en  $M_s = 6.0$  sont toutefois équivalents,  $f_1/f_2 = 2$  en  $M_s = 6$ . Dans les deux cas, le comportement des corrélations révèle une diminution rapide de la pression négative avec l'augmentation du nombre de Mach, l'ordre de grandeur de la pression minimale doublant dès  $M_s \approx 2.3$ . Un peu plus tôt, nous avons proposé une estimation du nombre de Mach critique de l'onde de choc incidente à partir duquel un processus de cavitation peut avoir lieu, et nous l'avons évalué entre 1.5 et 1.7. Si cette estimation, basée sur les expériences de Sembian *et coll.* est discutable, les corrélations  $f_1$  et  $f_2$  montrent que pour un nombre de Mach compris entre 4 et 5, la pression à l'intérieur de la goutte chute jusque -1000 atm : pression à partir de laquelle la théorie<sup>4</sup> prévoit un processus de cavitation [10]. Les expériences et simulations de *water hammer* (c.-à-d., impact haute vitesse d'une goutte sur une surface rigide) montrent, d'ailleurs, qu'un tel niveau de pression conduit effectivement à un processus cavitation. Ainsi, si la gamme de Mach critique estimée sur [1.5, 1.7] est discutable, un processus de cavitation pour des ondes de choc se propageant à un nombre de Mach supérieur à 4 semble inévitable.

<sup>3</sup>Aucun modèle physique ne motive ici le choix d'une interpolation cubique qui n'est proposée qu'à visée qualitative. C'est, notamment, un axe qui sera à développer à l'issue de cette thèse.

<sup>4</sup>La valeur de la pression seuil  $\mathcal{P}_s$ , en dessous de laquelle la transition de phase liquide-gaz est initiée, est donnée par la relation [10]

$$\mathcal{P}_s = P_1 + (P_0 - P_1) \frac{T - T_1}{T_0 - T_1}, \quad (3.17)$$

où  $T$  est la température du liquide (K),  $T_0$  et  $T_1$  sont les températures de référence données, respectivement, par 273.15 K et 288.15 K et,  $P_0$  et  $P_1$  sont les pressions de référence données, respectivement, par -155 MPa et -100 MPa.

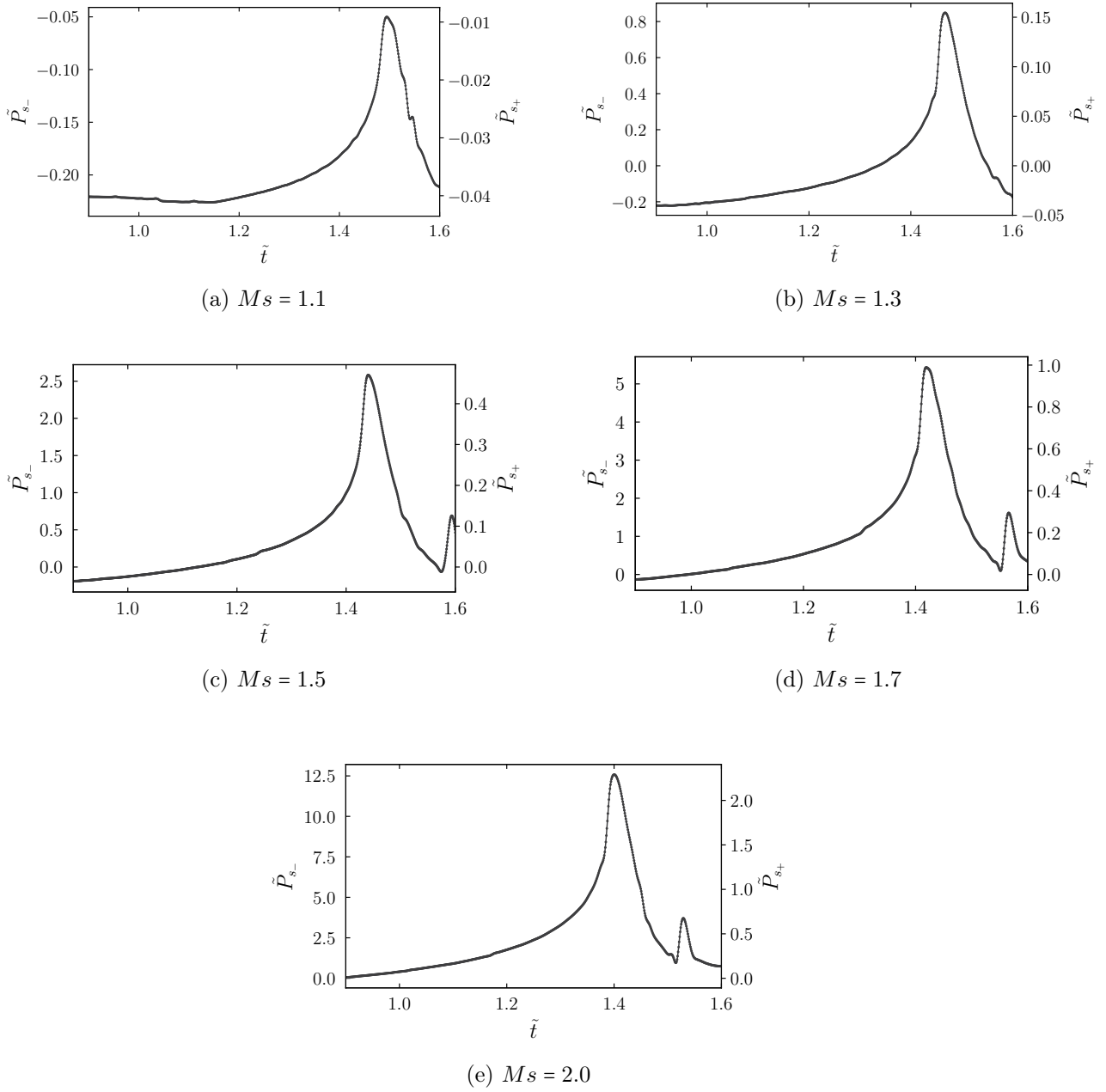


Figure 3.15: Variation de la pression minimale dans la goutte au cours du temps pour des ondes de choc allant de  $Ms = 1.1$  à  $Ms = 2.0$ . La pression est normalisée telle que  $\tilde{P}_{s-} = \min(P) / -4.24$  et  $\tilde{P}_{s+} = \min(P) / -23.29$ . Le pic de pression négative est observée lors du collapse du front de détente convergent, formé par les réflexions premières, en  $\varepsilon$ .

### 3.4.3. Conséquence de la cavitation sur le processus de fragmentation

Le code ECOGEN ne permet pas le changement de phase et donc ne peut pas simuler la cavitation et la formation de bulles dans la goutte. En ce sens, il peut d'ailleurs paraître limité quant à sa

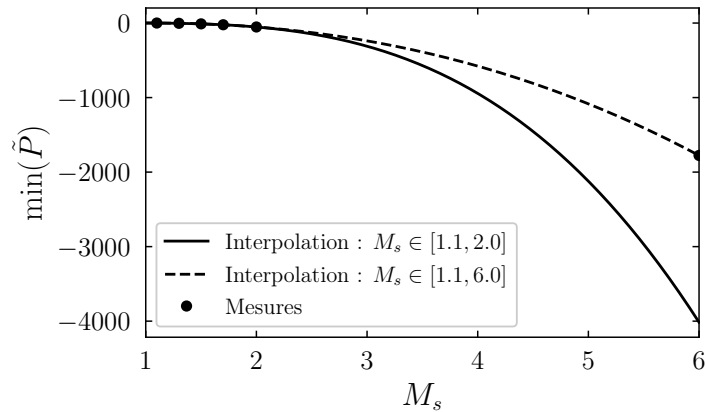


Figure 3.16: Dépendance du minimum de pression au nombre de Mach de l'onde de choc incidente et interpolations cubiques.

faculté à simuler fidèlement la fragmentation aérodynamique d'une goutte liquide pour des ondes de choc à  $M_s \gtrsim 1.5 - 1.7$ . Mais alors, qu'est-ce que cela changerait au processus de fragmentation si une ou plusieurs bulles venaient à nucléer au cours de l'interaction entre la goutte et l'onde de choc ? D'après les très récents travaux de Liang *et coll.* [71] discutant des expériences d'interaction entre une onde de choc et une goutte contenant une cavité gazeuse, une bulle générerait un jet transverse suivant l'axe de symétrie de la goutte. En fonction de la taille et de la position de la bulle, ce jet prenant naissance au point de stagnation avant de la bulle et se développant en direction de sa face arrière, pourrait violemment impacter le front arrière de la goutte changeant ainsi considérablement le processus de fragmentation comme nous le connaissons (voir Fig. 3.17). D'un point de vue plus concret, il faut s'attendre à une fin précoce de la fragmentation et, potentiellement, à une nouvelle distribution en taille de gouttes filles puisqu'issues de mécanismes substantiellement différents. À noter que ce comportement individuel, c'est-à-dire propre à chaque goutte singulière, peut être amplifié par un effet de groupe comme c'est le cas avec un nuage de bulles<sup>5</sup>. La taille et la position potentielle du

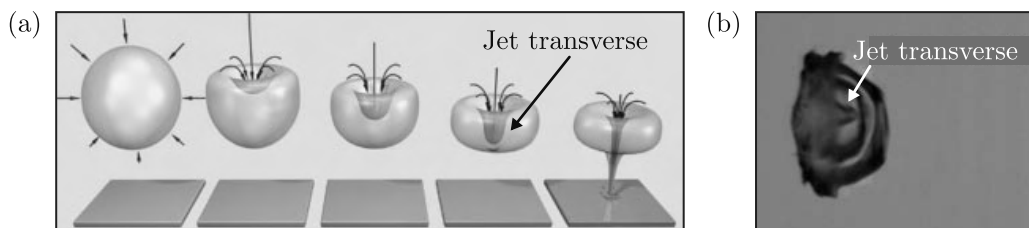


Figure 3.17: (a) Formation d'un jet transverse lors de l'effondrement d'une bulle. Adapté de [111]. (b) Jet transverse d'une bulle confinée à l'intérieur d'une goutte après son interaction avec une onde de choc plane. Adapté de [71].

<sup>5</sup>*A priori*, si cavitation il y a, il faut s'attendre à la formation d'un nuage de bulles et non d'une bulle singulière. C'est d'ailleurs ce que révèlent les travaux de Sembian *et coll.*

nuage de bulles dans la goutte peuvent être estimées à partir des simulations numériques réalisées et compte tenu de la pression critique choisie. Définissons trois seuils de pression :  $P_0 = 0$  bar,  $P_1 = -4.24$  bar et  $P_2 = -23.29$  bar. La figure 3.18 montre le champ de pression  $P$  de la goutte, lors de son interaction avec une onde de choc à  $M_s = 2.0$ , à  $\tilde{t}$  (a) 1.01, (b) 1.08, (c) 1.15, (d) 1.23, (e) 1.30 et (f) 1.38. Les aires, en trois niveaux de gris et nommées  $\mathcal{D}_1$ ,  $\mathcal{D}_2$  et  $\mathcal{D}_3$ , représentent des gammes de

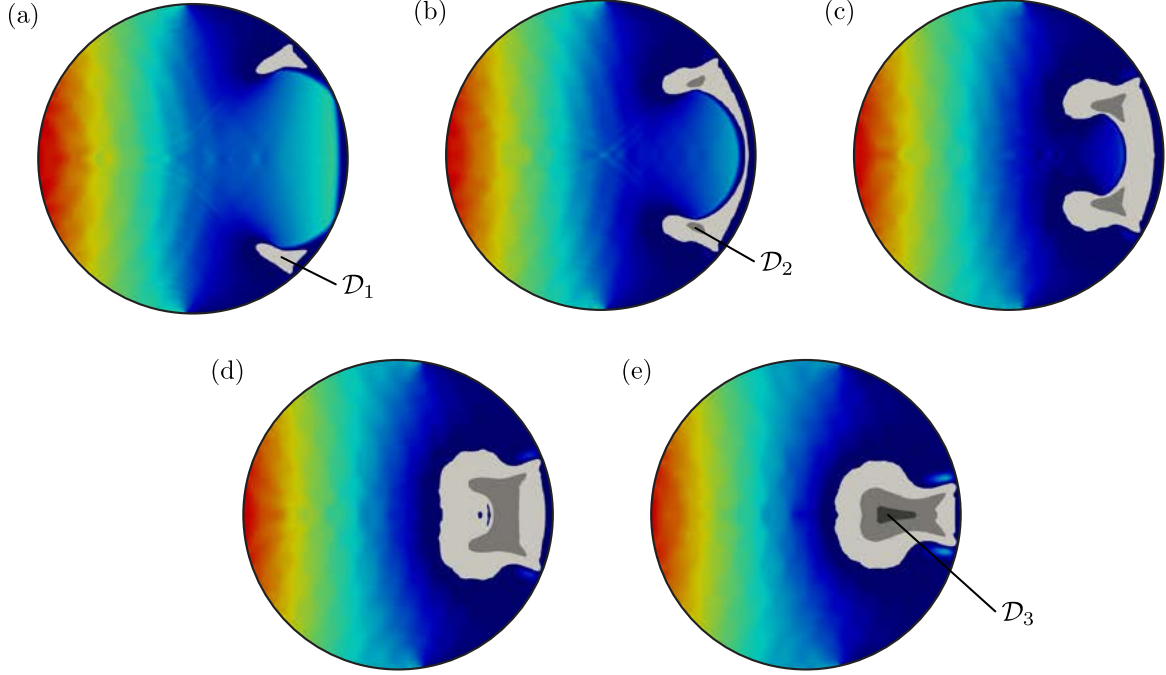


Figure 3.18: Visualisation du champ de pression dans la goutte et des régions de basse pression susceptibles d'être le lieu de processus de cavitation.

pression définies en fonction des trois seuils  $P_0$ ,  $P_1$  et  $P_2$  (voir tableau 3.1). Le volume de chaque domaine,  $V_{\mathcal{D}_i}/V_g$ , est calculé pour le temps 1.30 et comparé au volume de la goutte  $V_g$ . Les aires étant 2-D axisymétriques, leurs volumes sont classiquement calculés à partir du théorème de Guldin. Alors que le volume représenté par les pressions négatives est déjà conséquent à  $M_s = 2.0$ , celui représenté par les pressions inférieures à  $P_2$  reste faible. En revanche, que ce soit les domaines  $\mathcal{D}_1$ ,  $\mathcal{D}_2$  ou  $\mathcal{D}_3$ , la proximité de la région de potentielle cavitation avec le front arrière de la goutte semble être favorable à l'interaction du jet transverse avec la surface de la goutte.

Encore une fois, le code ECOGEN ne simulant pas les changements de phase, il est compliqué de conclure sur une éventuelle altération du processus de fragmentation du fait de la cavitation. Cependant, des efforts de recherche sont primordiaux pour répondre rigoureusement à la question que nous nous sommes ici posée et dont la réponse pourraient complètement changer notre vision, et notre compréhension, de la fragmentation aérodynamique induite par onde de choc. Dans ce chapitre, nous avons estimé à  $1.5 \lesssim M_s \lesssim 1.7$  le nombre de Mach critique de l'onde de choc incidente à partir duquel la cavitation devient possible. Dans la suite de ce travail de thèse, nous nous intéressons aux déforma-

	Conditions de seuillage	$V_{\mathcal{D}_i}/V_g$
$\mathcal{D}_1$	$\min(P) < P < P_0$	4.0 %
$\mathcal{D}_2$	$\min(P) < P < P_1$	0.7 %
$\mathcal{D}_3$	$\min(P) < P < P_2$	0.03 %

Table 3.1: Critère de seuillage du champ de pression et volumes associés.

tions de la surface, et la dynamique ligamentaire, sous l'effet des forces aérodynamiques. Afin d'éviter toute mauvaise interprétation par manque de visibilité, nous nous concentrerons sur des expériences de fragmentation à  $M_s = 1.3$  où un mécanisme de cavitation peut raisonnablement être exclu.





# Dynamique de l'interface et fragmentation

---

## Sommaire

<b>4.1 De la déformation primaire à la dynamique ligamentaire . . .</b>	<b>108</b>
4.1.1 Déformation primaire et ondes de surfaces . . . . .	108
4.1.2 Formation des ligaments . . . . .	110
4.1.3 Rupture des ligaments . . . . .	113
<b>4.2 Analyse numérique de la modulation azimutale . . . . .</b>	<b>118</b>
4.2.1 Simulations numériques 3-D . . . . .	120
4.2.2 Modes azimutaux . . . . .	126
<b>4.3 Discussions et perspectives . . . . .</b>	<b>132</b>
4.3.1 Déstabilisation azimutale d'une onde de Kelvin-Helmholtz . .	133
4.3.2 Instabilité dans le cas d'une goutte sphérique . . . . .	139
4.3.3 Interactions vortex-interface . . . . .	142
<b>4.4 Rupture du corps résiduel . . . . .</b>	<b>146</b>
4.4.1 Cavité centrale . . . . .	146
4.4.2 Cavité frontale . . . . .	147

DANS ce chapitre, nous discutons de la dynamique de l'interface, postérieure à la dynamique des ondes précédemment discutées, sur des temps plus avancés de la fragmentation ( $0.5 \lesssim \tau \lesssim 3.0$ ). Dans un premier temps, et sur la base d'observations expérimentales, une description phénoménologique du processus de fragmentation pour des nombres de Weber allant d'environ 250 à 1000 est proposée. Deux spécificités de ces régimes, jusqu'ici non répertoriées par une approche expérimentale, sont présentées : la déstabilisation azimutale transverse de la goutte et la nature cyclique de la dynamique ligamentaire. Dans un second temps et au moyen de simulations numériques 3-D, une quantification de la perturbation azimutale sera proposée ainsi qu'une discussion sur les possibles origines physiques d'une

telle déstabilisation<sup>1</sup>. Enfin, ce chapitre se termine avec la mise en évidence expérimentale de la manifestation de cavités gazeuses, au cours de la fragmentation, à l'origine de la perte de l'intégrité structurelle du corps résiduel de la goutte. Dans son ensemble, ce chapitre propose une description phénoménologique factuelle et originale du processus de fragmentation aérodynamique d'une goutte à la transition des modes RTP/SIE, c'est-à-dire  $10^2 < We < 10^3$ . Nous verrons, toutefois, que des études complémentaires avancées sont encore nécessaires pour identifier et caractériser, finement, les mécanismes sous-jacents à la dynamique ligamentaire décrite.

## 4.1. De la déformation primaire à la dynamique ligamentaire

Le mode de fragmentation *catastrophic* est un régime encore très mal connu. Autant l'étape de déformation primaire qui conduit la goutte à perdre sa sphéricité initiale pour prendre une forme de *muffin* est assez bien comprise, autant notre compréhension du processus de déformation secondaire impliquant la formation de ligaments reste évasive. Sur le plan expérimental, ceci est principalement dû aux limites technologiques des diagnostics optiques qui peuvent difficilement se résoudre simultanément en temps et en espace. Les travaux expérimentaux de Theofanous et de son groupe de recherche, pourtant d'excellente qualité, souffrent d'un manque de dynamique temporelle. En effet, pour atteindre une résolution spatiale suffisamment fine (jusqu'à  $5 \mu\text{m}/\text{px}$ ), ils utilisent une source lumineuse laser Nd:YAG d'une fréquence d'émission de 10 Hz. Ainsi, seule une image par essai peut être produite. La production d'une séquence complète nécessite donc la réalisation d'une série d'essais synchronisés aux conditions initiales parfaitement identiques. Bien que cette approche ait porté ses fruits, elle repose sur la reproductibilité des processus de fragmentation qui n'est pas vérifiée dans le cas des mécanismes micrométriques comme le développement des instabilités hydrodynamiques. Dans le cadre de ce travail de thèse, afin de pouvoir proposer une description phénoménologique du processus de fragmentation pour des nombres de Weber variant de 250 jusqu'à 1000 (par pas d'environ 50), le diagnostic d'ombroscopie à fort grossissement et haute cadence est exploité. La résolution spatiale est de  $6.8 \mu\text{m}/\text{px}$  et la fréquence d'échantillonnage est de 40 kHz. Les différentes conditions initiales explorées sont au minimum répétées cinq fois. La phénoménologie proposée ci-après est une description du comportement moyen observé sur l'ensemble des essais réalisés.

### 4.1.1. Déformation primaire et ondes de surfaces

Comme attendu, la déformation primaire de la goutte se caractérise par la perte de sa sphéricité au profit d'une forme en *muffin*. Au cours de cette transformation, des perturbations se développent sur le front avant et la face arrière de la goutte. La figure 4.1(a) montre les différentes étapes de la déformation primaire à partir de trois images (a1, a2, a3), espacées de  $25 \mu\text{s}$ . Les sous-figures (a4) et (a5) sont, respectivement, un grossissement du demi-espace inférieur de la goutte déformée illustrée en (a2) et (a3). Dans la suite de la description, on appellera  $\theta$  l'angle polaire tel que  $\theta = 0$  au point de

---

<sup>1</sup>Les simulations numériques en question ont été réalisées par le *Computational Flow Physics Group* du Caltech (Pasadena, USA) dirigé par Tim Colonius.

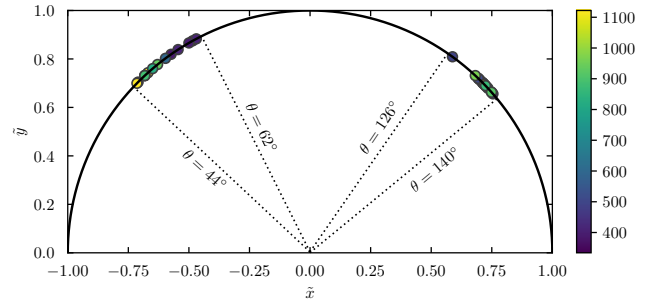
stagnation avant de la goutte.

Dans un premier temps, on s'intéresse au développement des perturbations se développant sur le front arrière de la goutte. L'image (a1) montre que les perturbations sur la face arrière ( $\theta > \pi/2$ ) sont les premières à se développer. Leur croissance et la direction de leur propagation [tracés rouges, Fig. 4.1(a4)-(a5)] indiquent l'implication d'une dynamique tourbillonnaire qui, compte tenu des travaux antérieurs de Meng et Colonius [77], semble être liée à l'émergence d'une zone de recirculation et l'interaction de flux de vorticités contrarotatifs. Les images (a2) et (a4), correspondant à un temps caractéristique  $\tilde{t} = 0.20$ , montrent l'existence de plusieurs perturbations, supposées axisymétriques, d'amplitudes variables (flèches rouges). Pour un temps plus avancé,  $\tilde{t} = 0.31$ , seulement deux perturbations d'amplitudes plus importantes sont observables [Fig. 4.1(a3-a5)]. L'absence de certaines des perturbations précédemment identifiées peut être la conséquence de leur fusion ou d'un artefact optique (intégration) sur l'image (a4). À  $\tilde{t} = 0.31$ , la perturbation  $\Omega_b$  montre que l'hypothèse de perturbations axisymétriques n'est plus valable. Le pied de l'onde, de forme conique, supporte une protubérance sur laquelle de fins ligaments sont observés. Des expériences de fragmentation de gouttes oblates<sup>2</sup> caractérisées par ombroscopie classique ( $\approx 60 \mu\text{m}/\text{px}$ ) à 120 kHz (Figure 4.2), montrent que la perturbation non axisymétrique (en forme de botte) subit un "épluchage" aérodynamique au niveau de son extrémité libre. Cette dynamique, schématisée par le croquis de la figure 4.2, suggère l'existence d'un système de vortex contrarotatifs à l'origine d'un effet laminoir. Les mesures sur 30 essais (en ombroscopie fort grossissement) pour des nombres de Weber variant de 330 à 1120 montrent que les perturbations prennent naissance à un angle polaire moyen d'environ  $136^\circ$ , ce qui est en bon accord quantitatif avec les prédictions numériques de Meng et Colonius [77] qui mettent en évidence, dans la zone de recirculation, l'interaction d'un flux de vorticités positif et d'un flux de vorticités négatif pour  $120^\circ \leq \theta \leq 137^\circ$ . Le caractère non axisymétrique des perturbations suggère le développement d'une instabilité 3D (azimutale) probablement induite par le système de vortex. À l'avenir, des études numériques appropriées seront nécessaires pour clarifier ce dernier point.

On s'intéresse à présent aux perturbations sur le front avant de la goutte [flèches bleues, Fig. 4.1(a2)-(a4)]. Les images montrent qu'elles apparaissent pour un angle polaire moyen de  $52^\circ$ . Cette moyenne, légèrement surestimée du fait d'une fréquence d'acquisition trop faible, est en bon accord avec la position du taux de cisaillement maximal à la surface de la goutte déterminée par Theofanous *et coll.* [138] et estimée au voisinage de  $\theta = 45^\circ$ . L'accord raisonnable entre les deux valeurs confirme l'implication d'une instabilité de cisaillement de type Kelvin-Helmholtz dans le développement des perturbations sur le front avant de la goutte. Bien que leur croissance soit parfaitement observable, la résolution (même à  $6.8 \mu\text{m}/\text{px}$ ) n'est clairement pas suffisante pour en proposer une mesure. En moyenne, la perturbation précédente  $\Omega_f$  [deuxième flèche bleue sur la figure 4.1(a5)] est seulement résolue sur une dizaine de pixels, et moins. Des études expérimentales à très fort grossissement (non proposées dans ce manuscrit), permettant d'atteindre au moins  $3 \mu\text{m}/\text{px}$ , sont nécessaires pour conduire une telle

---

<sup>2</sup>La nature oblate de la goutte impliquant un diamètre horizontal plus grand que le diamètre transverse permet de retarder le recouvrement du corps de la goutte par le liquide tracté par l'écoulement incident. Ainsi, les protubérances à l'arrière de la goutte sont observables plus longtemps.



(b) Position angulaire de la naissance des ondes. L'échelle de couleur fait référence au nombre de Weber.

Figure 4.1: Étape de déformation primaire. Déformation de la goutte, initialement sphérique, en forme de *muffin* et développement de perturbations sur la face avant et arrière.

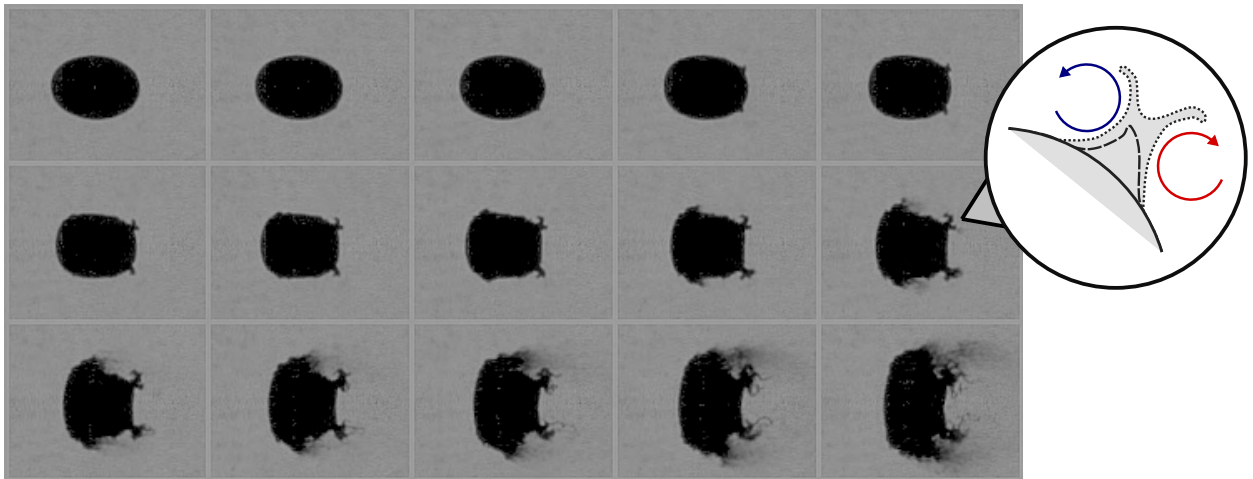


Figure 4.2: Expérience de fragmentation d'une goutte d'eau oblate ( $M_s = 1.3$ ) et développement des perturbations sur la face arrière. La première image est capturée 120  $\mu\text{s}$  après le passage du choc et la séquence est enregistrée à 120 kHz.

#### 4.1.2. Formation des ligaments

Lorsque la perturbation  $\Omega_f$  est suffisamment développée, elle est entraînée par l'écoulement incident qui l'étire en formant une nappe liquide [Fig. 4.3(a-b)] cylindrique autour du corps de la goutte en forme de disque [Fig. 4.3(a)]. À partir d'un certain temps caractéristique, en moyenne compris entre 0.5 et 0.7, une partie de la nappe, à son extrémité libre, se redresse à contre-courant et forme un anneau transverse à l'écoulement incident. Simultanément, la nappe d'eau est sujette à une déstabilisation azimuthale transverse qui se manifeste par des nervures sur la nappe d'eau (plis) [Fig. 4.3(b)].

Une couronne massive se manifeste à l'extrémité libre de la nappe. Du fait de l'intégration le long du chemin optique et d'une faible profondeur de champ ( $600 \mu\text{m}$ ), la nappe d'eau et ses nervures sont particulièrement difficiles à observer, voire impossibles dans le cas de gouttes de diamètre initial supérieur à la profondeur de champ. Entre les nervures, la nappe liquide forme des poches que gonfle l'écoulement incident jusqu'à éclatement : on parle alors de perçage aérodynamique. Ces poches non visibles sur les images expérimentales sont, en revanche, parfaitement observables sur les simulations numériques (voir figure 4.13). Après éclatement, seules les nervures qui séparaient les poches restent pour former des ligaments. Pour  $We \lesssim 700$ , les ligaments sont dénombrables, massifs et ordonnés. Ils suivent une distribution périodique autour du corps résiduel de la goutte. En revanche, pour  $We \gtrsim 700$ , une multitude de fins ligaments sont produits sans qu'aucune périodicité ne soit véritablement observée. Nous reviendrons sur la distribution ligamentaire, avec l'appui de simulations numériques 3D, à la section 4.2.

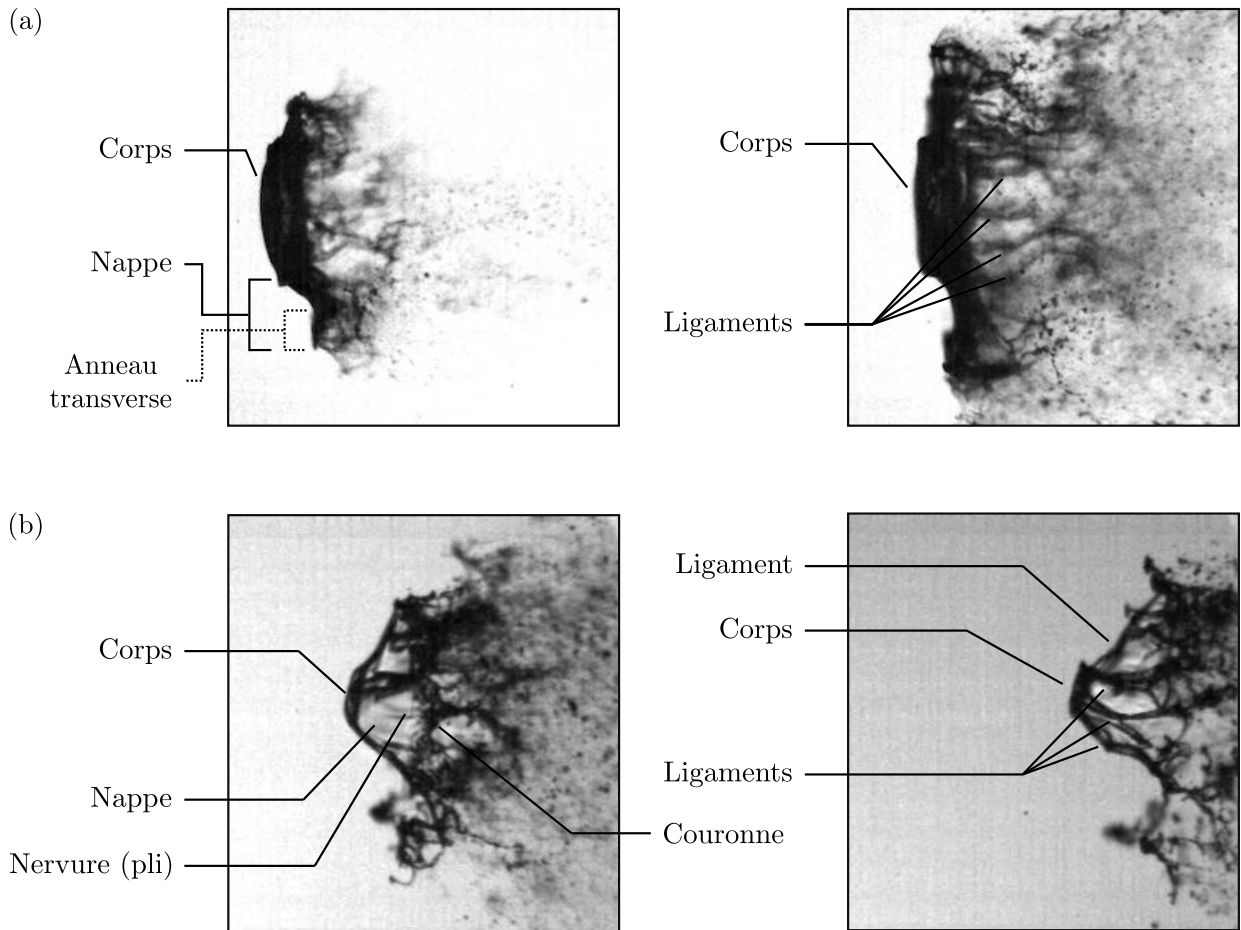


Figure 4.3: Formation d'une nappe liquide autour du corps résiduel de la goutte ainsi que d'un anneau transverse à l'extrémité libre de la nappe. Perte de l'intégrité de l'ensemble nappe-anneau au profit de la formation de ligaments. (a)  $We=492$  ( $\tilde{t} = 0.7 - 1.2$ ), (b)  $We=334$  ( $\tilde{t} = 2.7 - 3.0$ ).

Ce mécanisme de perçage aérodynamique, bien connu dans le contexte de la fragmentation et des régimes *bag breakup* et *multimode breakup*, et généralement initié par le développement de l'instabilité

de Rayleigh-Taylor où la croissance des perturbations s'opère dans l'axe de l'écoulement : on parle alors de *Rayleigh-Taylor Piercing (RTP)*. Les récents travaux expérimentaux de Wang *et coll.* [147] montrent, pour  $1000 < We < 1100$ , l'existence de plusieurs ligaments/poches semblables aux observations proposées sur la figure 4.3(a) et corrélient ces structures au RTP. Les résultats expérimentaux produits dans le cadre de ce travail de thèse, en revanche, ne semblent pas s'accorder avec ce mécanisme. Qualitativement, les nervures observées sur la nappe semblent indiquer une croissance transverse des perturbations, et non axiale comme l'impliquerait le processus de RTP. Quantitativement, la comparaison de nos résultats expérimentaux aux prédictions de l'analyse de stabilité simplifiée, proposée par Theofanous *et coll.* [135], n'est pas satisfaisante. Dans le cadre des régimes *bag breakup* et *multimode breakup*, Theofanous *et coll.* montrent que le nombre  $\mathcal{N}$  d'onde pouvant se développer sur la surface de la goutte est  $d_v/\lambda_{max}$ , où  $d_v$  est le diamètre transverse de la goutte déformée et  $\lambda_{max}$  la longueur d'onde la plus instable au sens de Rayleigh-Taylor donnée par  $\lambda_{max} = 2\pi\sqrt{3\gamma/a\rho_l}$ . Contrairement aux régimes *bag breakup* et *multimode breakup*, les résultats expérimentaux obtenus révèlent que les ondes se développent, non pas sur l'ensemble du front de goutte, mais sur les bords seulement. Il convient alors d'ajuster la prédiction du nombre d'onde, et donc du nombre de ligaments, tel que  $\mathcal{N} = \pi d_v/\lambda_{max}$  avec

$$\frac{\pi d_v}{\lambda_{max}} = \frac{1}{4} \left( \frac{d_v}{d_0} \right)^2 \sqrt{C_{d_v} \cdot We}, \quad (4.1)$$

où  $C_{d_v}$  est le coefficient de traînée de la goutte déformée dont deux expressions sont proposées dans la littérature [98, 72]

$$\tilde{x}_c = \frac{3}{8} C_{d_v} \tilde{t}^2 \quad \text{et} \quad \frac{C_{d_v}}{C_{d,s}} = 1 + 2.632 \left[ 1 - \left( \frac{d_0}{d_v} \right)^2 \right], \quad (4.2)$$

avec  $C_{d,s}$  le coefficient de traînée d'une sphère à Reynolds équivalent. D'après la figure 4.3(a) correspondant à un nombre de Weber de 492,  $d_v = 2.35d_0$ . L'estimation du coefficient de traînée, à partir de la seconde expression donnée dans la relation 4.2, est alors immédiate et vaut 1.26 à  $\tilde{t} = 0.72$ . Puis, à partir de la séquence d'image complète associée à la figure 4.3(a) permettant d'obtenir six points de mesure de  $\tilde{x}_c$  en fonction de  $\tilde{t}$  (ensuite interpolée par une fonction Spline), le coefficient de traînée peut être déterminé à partir de la première expression donnée dans la relation 4.2. Ainsi, pour  $\tilde{t}$  allant de 0.72 à 1.16,  $C_{d,s}$  est compris entre 1.2 et 1.4. Considérant un coefficient de traînée intermédiaire de 1.3, il vient alors  $\mathcal{N} = 35$ , ce qui est nettement supérieur aux observations proposées sur la figure 4.3(a). Le même calcul avec les conditions expérimentales correspondant à la figure 4.3(b), notamment  $We = 334$ , prédit un nombre d'onde  $\mathcal{N} = 28$  qui, une fois encore, n'est pas en accord avec les observations. Ainsi, il semble peu probable qu'un mécanisme du type RTP soit à l'origine de la formation des ligaments. Afin d'apporter des éléments de réponse quant à l'origine physique des ligaments observés, des simulations numériques 3D ont été réalisées. Les résultats, ainsi qu'une discussion, sont proposés à la section 4.2.2 et 4.3.

Une fois les ligaments formés et répartis autour du corps résiduel de la goutte, ils s'enroulent en se redressant à contre-courant et en s'allongeant. Il se forme alors une jupe autour du corps de la

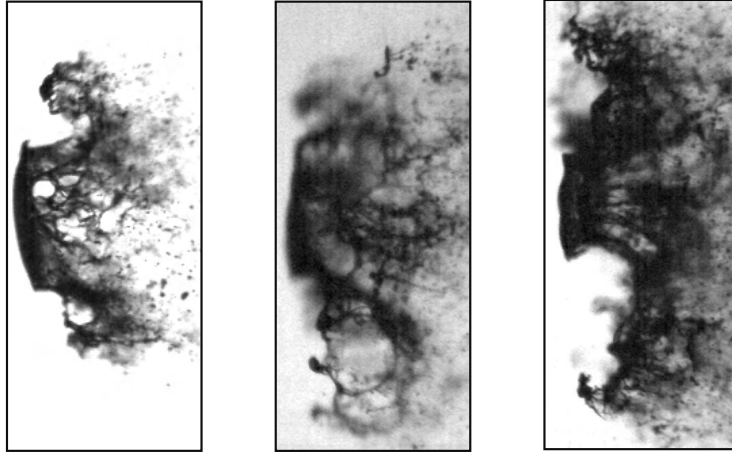


Figure 4.4: Formation d’une jupe de ligaments autour du corps de la goutte suite à l’enroulement et au redressement, à contre-courant, des ligaments. De gauche à droite, les nombres de Weber sont respectivement 295, 346 et 492 pour des temps caractéristiques de 1.1, 1.5 et 2.0.

goutte (Fig. 4.4). Cette jupe est constituée des ligaments dont le diamètre diminue en s’approchant de l’extrémité libre. Les ligaments, qui s’allongent continuellement, sont composés d’une protubérance à leur extrémité libre, que l’on appellera par la suite *noeud*, dont l’origine peut être liée à la rupture antérieure des poches (résidus) et/ou de la couronne, ou encore à un mécanisme de type *end-pinching*.

### 4.1.3. Rupture des ligaments

Soumis aux forces aérodynamiques, les ligaments se brisent en une multitude de fragments rapidement emportés par l’écoulement incident. Les figures 4.5(a-b) montrent deux images successives d’un même essai, espacées de 25  $\mu\text{s}$ , avant et après la rupture des ligaments. Les noeuds, à hauteur du corps de la goutte au moment de la rupture des ligaments, forment une couronne de satellites (Fig 4.6). Ils se caractérisent par une tête initialement sphérique de diamètre  $d_n$  qui surplombe une queue résiduelle du ligament. La figure 4.7 montre, pour  $295 < We < 700$ , l’évolution du diamètre des noeuds en fonction du diamètre initial qui varie entre  $d_0/4$  et  $d_0/20$ . Les noeuds sortant rapidement du champ de visualisation de la caméra, il est impossible de décrire leur comportement plus de 25  $\mu\text{s}$  après leur lâcher. Néanmoins, les quelques images obtenues montrent que la tête sphérique prend rapidement la forme d’un croissant. Compte tenu des mesures de  $d_n$ , il est probable que les noeuds subissent un deuxième processus de fragmentation en régime *multimode breakup* (cascade de fragmentation). Cependant, il ne fait aucun doute que la présence de la queue en aval de la tête du noeud puisse considérablement altérer le processus de fragmentation comme on le connaît, que ce soit au niveau de la recirculation ou du développement des instabilités. Pour des nombres de Weber allant de 200 à 700, l’ensemble des expériences montre que la dynamique ligamentaire, allant de la formation des ligaments à leur rupture, est un schéma répétitif. Après chaque rupture d’un ensemble de ligaments, une nouvelle nappe est générée autour du corps résiduel de la goutte pour subir exactement la même dynamique : (a) déstabilisation azimuthale, (b) formation des ligaments par perçage aérodynamique, (c) élongation



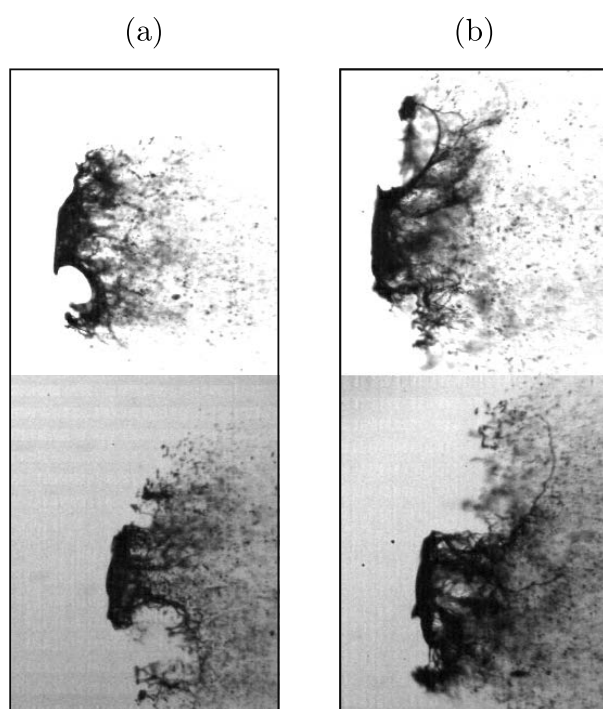


Figure 4.5: Fragmentation des ligaments. Les images du haut montrent des ligaments encore intègres et accrochés au corps de la goutte tandis que les images du bas, 25  $\mu\text{s}$  après, montrent les ligaments fragmentés. (a)  $We=332$  ( $\tilde{t} \approx 1.4 - 1.7$ ), (b)  $We=350$  ( $\tilde{t} \approx 1.4 - 1.7$ ).

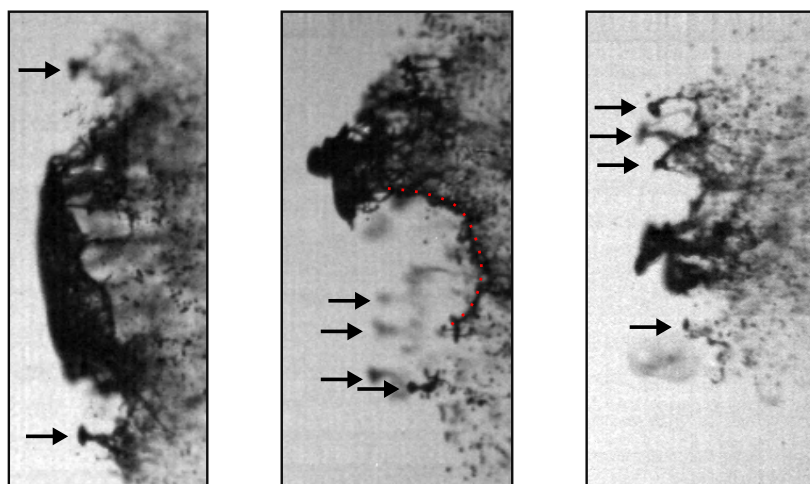


Figure 4.6: Couronne de satellites formée par les noeuds anciennement rattachés aux extrémités libres des ligaments. De gauche à droite, les nombres de Weber sont respectivement 388, 353 et 244 pour des temps caractéristiques de 1.4, 2.5 et 2.8. Les flèches ( $\rightarrow$ ) indiquent les noeuds. La ligne discontinue ( $\cdots$ ) indique un ligament enroulé et fragmenté.

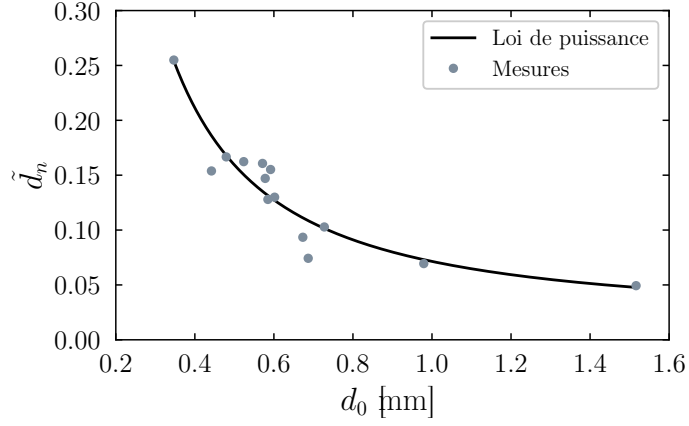


Figure 4.7: Évolution du diamètre  $\tilde{d}_n = d_n/d_0$  des noeuds en fonction du diamètre initial  $d_0$  et interpolation suivant une loi de puissance.

et enroulement des ligaments, (d) rupture des ligaments et enfin (e) formation d'une couronne de satellites. L'ensemble des expériences montre que le processus se répète quatre fois. On notera  $\mathcal{L}_i$  les différents cycles avec  $i \in [1, 4]$ . Une séquence type de quatre cycles est illustrée sur la figure 4.8. Le temps de rupture des ligaments, noté  $t_\ell$ , est défini comme le temps où le ligament perd son intégrité structurelle. La fréquence d'acquisition exploitée (40 kHz) ne permet pas une estimation fine de ce temps. En revanche, elle permet de proposer un intervalle où la borne minimale correspond au temps de la dernière image enregistrée montrant les ligaments intègres et où la borne maximale est le temps de la première image illustrant les ligaments fragmentés. S'agissant de deux images successives, l'étendue de l'intervalle est de 25  $\mu\text{s}$ . Les mesures ont été réalisées pour 29 essais indépendants sur une gamme de Weber allant de 200 et 700 (Fig. 4.9). Les barres d'erreur indiquent l'étendue de l'intervalle de  $t_\ell$ . Les mesures révèlent une dépendance du temps  $t_\ell$  aux effets capillaires qui atteint une valeur asymptotique pour  $We > 400$ . La dépendance fonctionnelle du temps de rupture des ligaments au nombre de Weber est estimée par une méthode des moindres carrés non linéaires de la forme  $\tilde{t}_\ell \approx aWe^b + c$ . Les coefficients d'interpolation, donnés dans le tableau 4.1, révèlent une dépendance similaire du temps de rupture au nombre de Weber pour les différents cycle  $\mathcal{L}_i$ . En particulier, l'accord entre les exposants  $b$  et la différence constante entre les coefficients  $c$  révèlent une fréquence relativement régulière entre les cycles  $\mathcal{L}_i$ . Ceci suggère que le cycle initial  $\mathcal{L}_1$  est dépendant du nombre de Weber (et donc de la tension de surface) tandis que les cycles suivants sont indépendants des effets capillaires. Ainsi, en décalant les données expérimentales d'une valeur de  $c$ , les courbes sur les figure 4.9(a) à (d) se superposent [Figure 4.10(a)]. L'interpolation  $f_1$  sur l'ensemble de cycles, décalés de  $c$ , suggère une dépendance du temps de rupture des ligaments  $\tilde{t}_\ell$  au nombre de Weber de la forme  $\tilde{t}_\ell = We^{-4}$ . La fréquence des cycles ne dépendant pas des effets capillaires, seuls les effets aérodynamiques semblent dominer ce processus cyclique. En l'occurrence, une évaluation du nombre de Strouhal ( $St$ ) pour les différents cycles est instructive. Le nombre de Strouhal est un nombre adimensionné caractérisant la fréquence des lâchés de tourbillons derrière un corps dans un écoulement. Il est défini par le rapport  $St = f_v l_c / u$ , où  $f_v$  est la

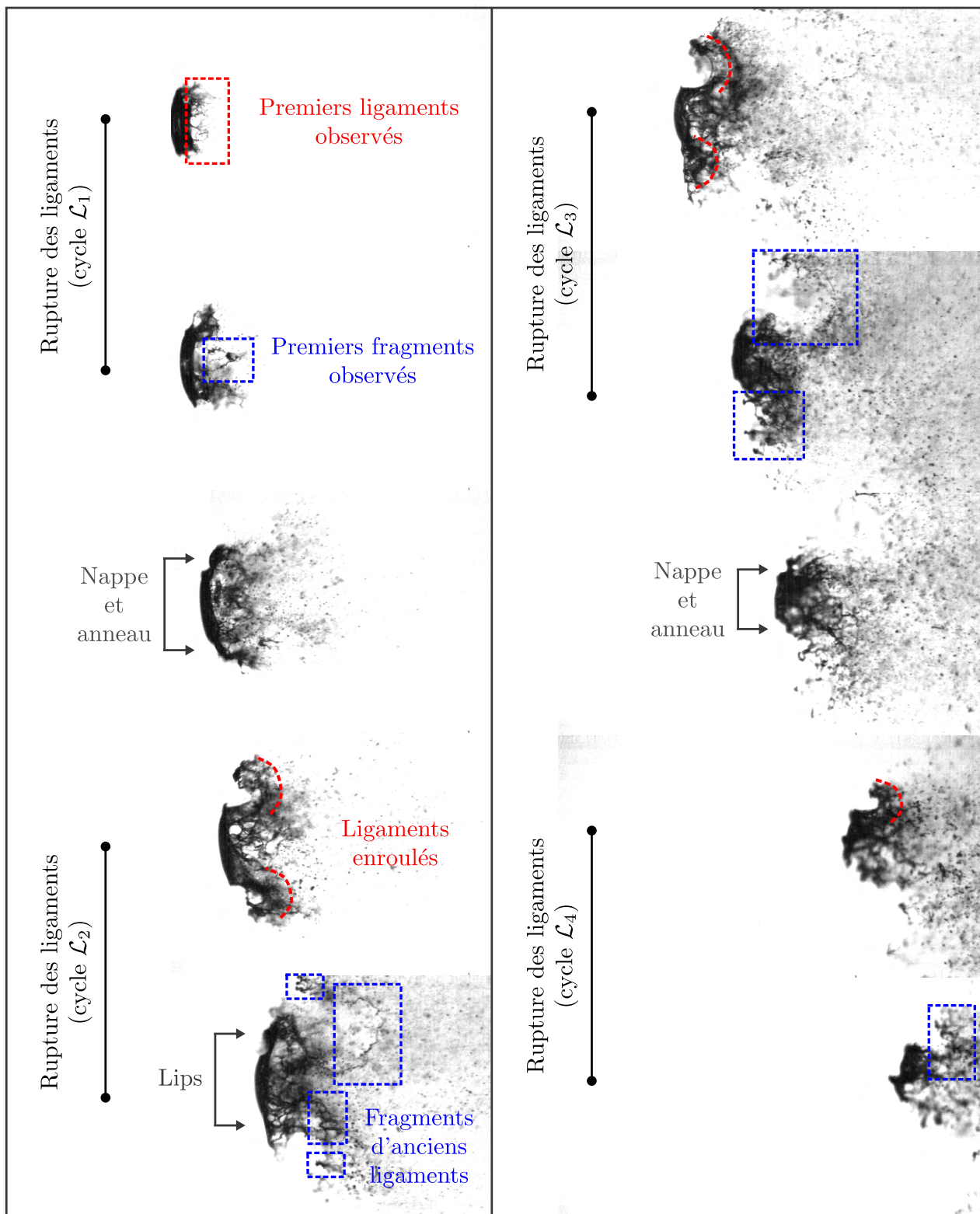


Figure 4.8: Séquence type du processus de fragmentation cyclique ( $We = 295$ ).

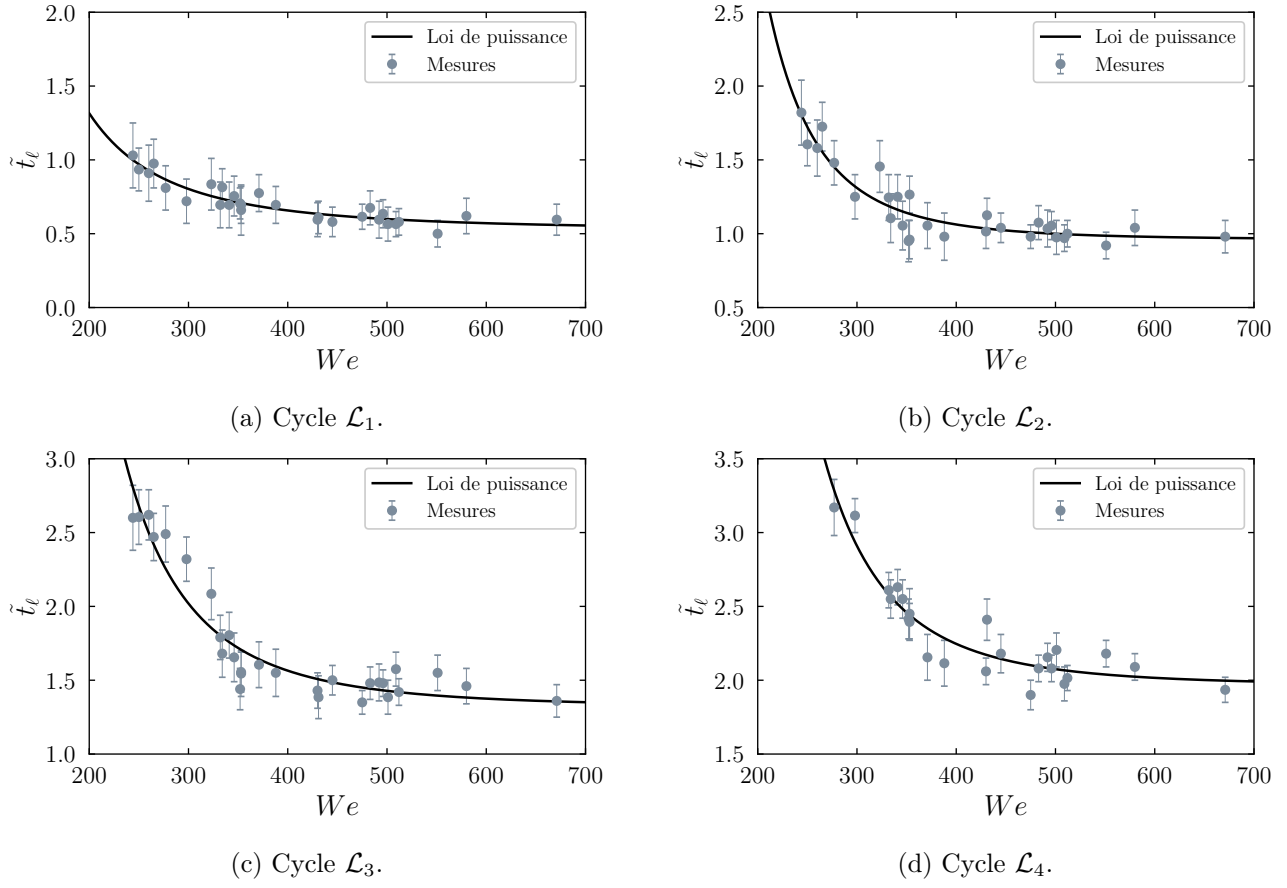


Figure 4.9: Temps de rupture des ligaments  $\tilde{t}_\ell = t_\ell/t_r$  pour les quatre cycles expérimentalement observés et pour  $200 \leq We \leq 700$ . La borne inférieure des barres d'erreur est le temps de la dernière image montrant les ligaments intègres et la borne supérieure correspond au temps de la première image où les ligaments fragmentés sont enregistrés. Le marqueur central est la moyenne de ces bornes.

fréquence des lâchés de vortex,  $l_c$  est la grandeur caractéristique du corps et  $u$  la vitesse de l'écoulement. Dans le cas de la fragmentation d'une goutte, la grandeur caractéristique  $l_c$  associée est le paramètre le plus complexe à déterminer, car sa définition n'est pas claire. Faut-il tenir compte uniquement du corps résiduel de la goutte ou bien du panache complet créé par la goutte déformée et fragmentée ? La figure 4.10(b) montre l'évolution du diamètre transverse  $d_c$  du corps de la goutte déformée pour des nombres de Weber allant de 200 à 700. Ce diamètre est directement mesuré à partir des images expérimentales et est défini comme étant l'étendue transverse maximale du corps résiduel de la goutte. Il apparaît que son évolution est indépendante du nombre de Weber et qu'il atteint jusqu'à deux fois le diamètre initial  $d_0$ . Pour des temps longs  $\tilde{t} > 1.0$ ,  $d_c$  décroît rapidement sous l'effet des lâchers successifs de ligament tel que pour  $\tilde{t} \approx 2.0$ ,  $d_c < d_0$ . Cependant, les structures ligamentaires/particulaires et le brouillard formés au voisinage du corps résiduel de la goutte conduisent à une grandeur caractéristique de l'ordre de  $2d_0$ . Dans le cadre d'une première évaluation du nombre de Strouhal,  $l_c = 2d_0$  semble donc être un choix raisonnable. Ainsi, les nombres de Strouhal mesurés à partir des données expérimentales et de la loi de puissance interpolée  $f_1$  sont, respectivement,  $St \approx 0.217$  et  $St \approx 0.180$ . Ces deux dernières

$\mathcal{L}$	a	b	c
1	$4.07 \times 10^5$	-2.47	0.51
2	$5.22 \times 10^{12}$	-5.36	0.99
3	$8.58 \times 10^{11}$	-4.93	1.41
4	$1.34 \times 10^{12}$	-4.92	2.00

Table 4.1: Coefficient d'interpolation pour la méthode des moindres carrés non linéaires de type  $\tilde{t}_\ell = aWe^b + c$  et avec un intervalle de confiance de 0.95%.

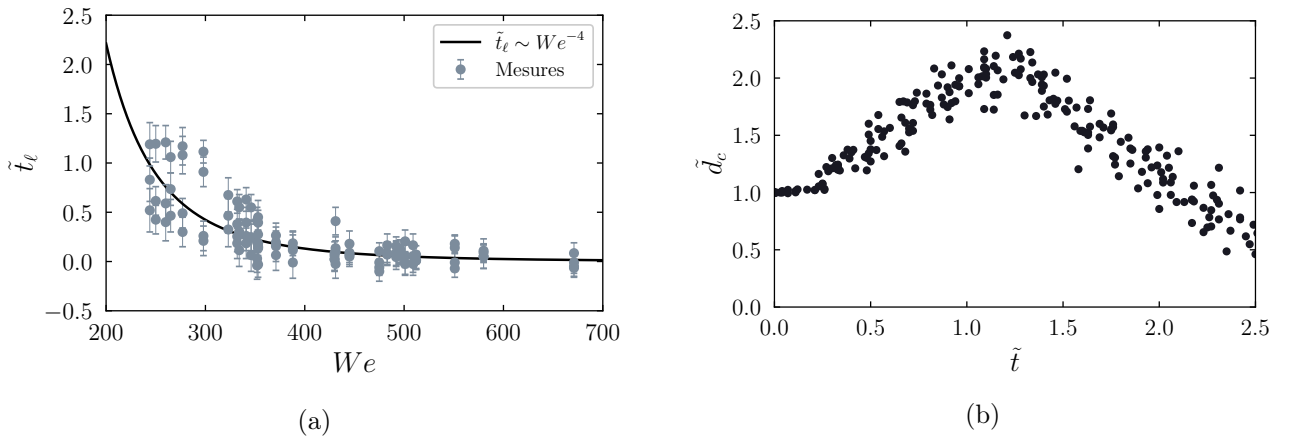


Figure 4.10: (a) Temps de rupture  $\tilde{t}_\ell$  en fonction du nombre de Weber. Superposition de tous les cycles, décalés de  $c$ . (b) Diamètre transverse  $\tilde{d}_c = d_c/d_0$  du corps résiduel de la goutte au cours du temps  $\tilde{t}$ .

valeurs sont en bon accord quantitatif avec celles rapportées dans la littérature dans le cas d'une sphère rigide soumise à un écoulement similaire à celui ici discuté [2, 63, 112], ce qui suggère que la nature cyclique de la dynamique ligamentaire est gouvernée par le traditionnel lâcher de vortex.

## 4.2. Analyse numérique de la modulation azimuthale

Comme évoqué dans l'introduction de ce manuscrit, lorsqu'une goutte est soumise à un écoulement gazeux rapide, une large différence de vitesse entre les deux fluides de densité différente est induite. En fonction des conditions initiales, l'interface liquide-gaz est susceptible de se déstabiliser au sens de Rayleigh-Taylor ou de Kelvin-Helmholtz, ou encore suivant une combinaison des deux instabilités. Pour de faibles nombres de Weber ( $20 \leq We \leq 80$ ), il est clair que l'instabilité de Rayleigh-Taylor est responsable des structures en poche, plus ou moins complexes, qui se manifestent en régime de fragmentation *bag breakup* et *multimode breakup* [135, 49]. La majeure partie des ligaments principaux sont alors formés des suites de l'éclatement de ces poches suivant un mécanisme de perçage aérody-

namique [36]. Concernant les régimes de fragmentation correspondant à des nombres de Weber plus importants, c.-à-d.,  $We \gtrsim 100$ , rien n'est aussi sûr. Traditionnellement, la formation des ligaments est décrite par le mécanisme de *sheet-thinning* proposé par Liu et Reitz [73] sur la base des travaux de Stapper et Samuelsen [130] dans le cadre de la rupture aérodynamique d'une nappe liquide. Pour une nappe liquide exposée à un écoulement gazeux co-axial de haute vitesse, Stapper et Samuelsen montrent que la nappe exhibe un motif cellulaire où de fines membranes sont formées entre deux ondes de vorticités croissantes se propageant, l'une dans la direction de l'écoulement, et l'autre dans la direction transverse. Il apparaît que dans le cas de vitesses d'écoulement très importantes, les ondes évoluant dans la direction du flux incident dominant le système et conduisent à la formation, non plus de membranes, mais de ligaments alignés à l'axe de l'écoulement. Sur la base d'observations expérimentales, Liu et Reitz remettent en question la validité du mécanisme *shear-stripping*, aussi connu sous le nom de *boundary-layer stripping*, proposé par Ranger et Nicholls [98]. Ce mécanisme stipule que les forces de cisaillement visqueux dans la couche limite du gaz et du liquide sont responsables de l'arrachage de matière liquide à l'équateur de la goutte. Ainsi, avec ce mécanisme, les forces de cisaillement visqueux sont considérées dominantes. C'est pourquoi, la théorie du *shear-stripping* prévoit que le processus de fragmentation soit dépendant du nombre de Reynolds, ce que dément les travaux de Liu et Reitz qui, au contraire, montrent une dépendance au nombre de Weber. Au vu de cette dernière dépendance et remarquant que pour des nombres de Weber modérés et supérieurs à 100, une nappe d'eau cylindrique alignée à l'écoulement se forme autour du corps de la goutte, Liu et Reitz proposent le mécanisme de *sheet-thinning* (indépendant du nombre de Reynolds) de Stapper et Samuelsen comme alternative à la théorie du *shear-stripping*. Bien que repris de nombreuses fois dans la littérature scientifique et malgré l'existence d'accords qualitatifs [36], la validité du mécanisme de *sheet-thinning* dans le cadre de la fragmentation aérodynamique d'une goutte peine à être confirmée. Précédemment dans ce chapitre, nous avons montré sur la base d'observations expérimentales que les ligaments semblent se développer des suites de la perturbation azimutale de la nappe formée autour du corps de la goutte. Nous avons notamment vu que ces perturbations se manifestent sous la forme de plis. Cette dynamique est remarquablement similaire à celle de la modulation azimutale transverse, formée du couplage des instabilités de Kelvin-Helmholtz et de Rayleigh-Taylor à la surface de la goutte, et suggérée comme mécanisme physique à l'origine de la formation des ligaments lors de la fragmentation d'une goutte par Jalaal et Mehravaran [52]. À l'origine, ce mécanisme est proposé par Marmottant et Villermaux [75] dans le cadre de l'atomisation d'un jet liquide dans un écoulement gazeux coaxial. Ils suggèrent que l'accélération perpendiculaire d'une onde de Kelvin-Helmholtz est à l'origine de sa déstabilisation azimutale secondaire, au sens de Rayleigh-Taylor. Les crêtes de Rayleigh-Taylor sont entraînées et amplifiées par l'écoulement incident, et finissent par former des ligaments. Afin de corréler nos observations expérimentales au mécanisme de modulation azimutale proposé par Marmottant et Villermaux [75], des simulations numériques 3-D sont réalisées avec le code ECOGEN. À partir d'une analyse de Fourier azimutale, l'objectif est de pouvoir corréler la formation des ligaments à l'instabilité de Rayleigh-Taylor et soutenir l'hypothèse de Jalaal et Mehravaran [52] quant à l'implication de la modulation azimutale de Marmottant et Villermaux [75] dans le processus de fragmentation aérodynamique d'une goutte. Malgré un bon accord quantitatif entre les résultats numériques et expérimentaux, nous verrons que l'identification du mécanisme sous-jacent à la formation des ligaments n'est pas immédiate

et que l'instabilité de Rayleigh-Taylor n'est pas une évidence.

## 4.2.1. Simulations numériques 3-D

### 4.2.1.1. Définition du problème numérique

Deux configurations numériques ont été explorées : la première tient compte des effets capillaires ( $\gamma = 72 \text{ mN} \cdot \text{m}^{-1}$ ) tandis que la seconde les néglige ( $\gamma = 0 \text{ mN} \cdot \text{m}^{-1}$ ). Sinon, à l'exception de la tension de surface, les conditions initiales des deux cas tests sont parfaitement identiques. L'idée avec ces deux configurations est d'évaluer le rôle de la capillarité dans le processus de formation des ligaments afin de pouvoir, d'une part, comprendre la distribution période observée et, d'autre part, discuter des potentielles origines physiques des ligaments. On notera que la première configuration correspond à une expérience de fragmentation à la transition RTP/SIE et que la seconde est représentative du régime SIE. Suite à une étude de sensibilité visant notamment à minimiser l'influence des conditions aux limites, le domaine de calcul rectangulaire des deux cas est défini sur  $[-7d_0, 15d_0] \times [-6d_0, 6d_0] \times [-6d_0, 6d_0]$ . Afin de capturer les mécanismes non axisymétriques et tridimensionnels, des simulations 3-D ont été réalisées (Figure 4.11). La goutte est initialement positionnée au repos à l'origine. Des conditions aux

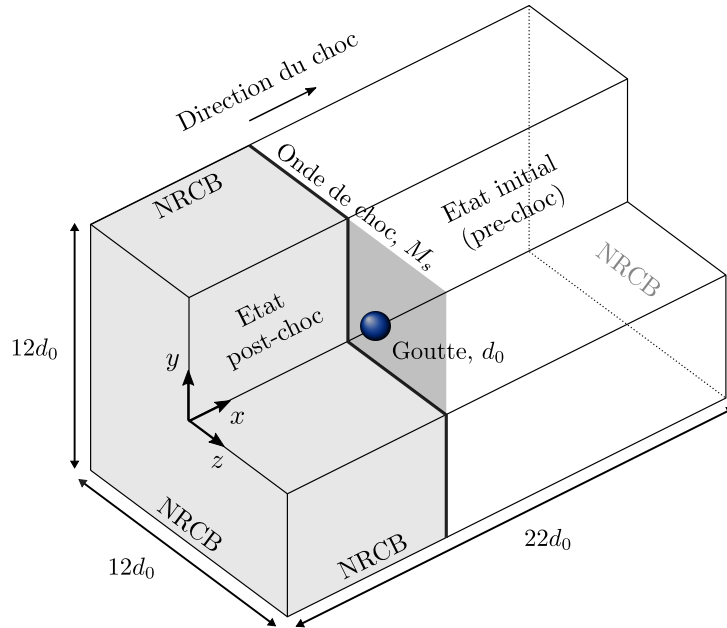


Figure 4.11: Schéma de la configuration initiale des simulations numériques 3-D. La goutte est initialement positionnée en  $(y, z) = (0, 0)$  et 1 mm devant l'onde de choc incidente.

limites non réfléchissantes (*non-reflective boundary conditions*, NRBC) sont imposées à tous les bords du domaine. Pour diminuer les coûts CPU et assurer une résolution correcte des chocs, des interfaces et de la turbulence, le raffinement adaptatif du maillage est réalisé sur quatre niveaux suivant la méthode

de Schmidmayer *et coll.* 2019 qui permet de raffiner la maille  $i$  lorsque le critère suivant est rempli

$$\frac{|X_{NB(i,j)} - X_i|}{\min(X_{NB(i,j)} - X_i)} > \varepsilon, \quad (4.3)$$

où  $X$  est une variable donnée de l'écoulement. Ce critère est testé pour toutes les cellules voisines  $NB(i,j)$  ( $j$ -ème maille voisine). Le seuil  $\varepsilon$  est fixé à 0.04. Le critère de raffinement ci-dessus est testé pour plusieurs variables de l'écoulement - densité, vitesse, pression et fraction volumique - et autorise le raffinement de la maille dès qu'il est satisfait pour l'une de ces variables. La résolution du diamètre initial de la goutte est fixée à 140 points/diamètre. Cette résolution permet, dans une certaine mesure, de résoudre les effets capillaires impliqués dans le processus de fragmentation. Le raffinement adaptatif du maillage à l'interface liquide-gaz et au niveau de l'onde de choc incidente, peu après l'interaction entre le choc et la goutte, est illustré avec la figure 4.12. De plus, un étirement conservatif du maillage vers les bords du domaine de calcul est imposé pour faciliter les opérations de calcul. Un bruit aléatoire d'amplitude maximale  $\mathcal{O}(10^{-4}u_g)$  est ajouté au champ de vitesse initial afin d'éviter les artefacts numériques liés aux conditions initiales artificiellement symétriques. Le CFL (Courant-Friedrichs-Lewy) est fixé à 0.3.

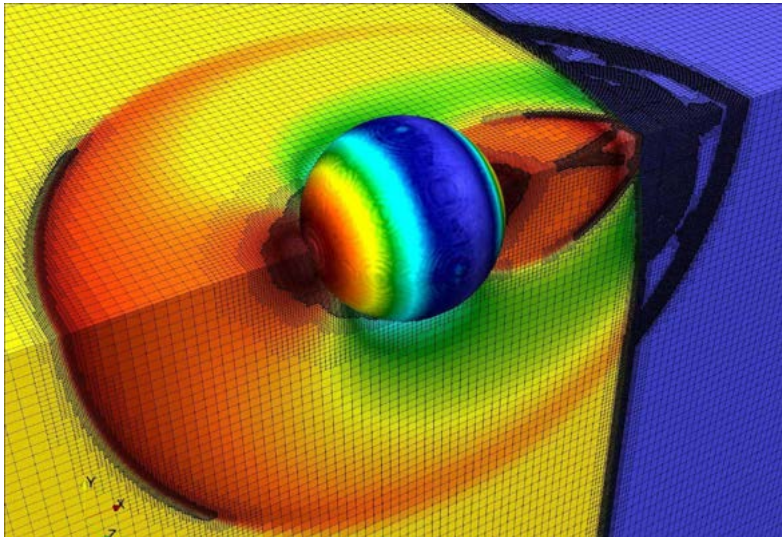


Figure 4.12: Raffinement adaptatif du maillage coloré avec le champ de pression.

#### 4.2.1.2. Validation des simulations

**Cas du Weber fini.** Ici, nous proposons une description comparative des résultats expérimentaux et numériques dans le cas d'une fragmentation à Weber fini. Les conditions initiales de l'expérience et de la simulation sont données dans le tableau 4.2. Aux premiers instants de la fragmentation ( $\tau = 0.27 - 0.91$ ), les simulations numériques reproduisent fidèlement les formes caractéristiques prises par la goutte lors de sa déformation. Ces morphologies de la goutte déformée, numériquement obtenues et répertoriées dans la littérature scientifique, sont en excellent accord qualitatif avec les observations



expérimentales réalisées par ombroscopie à fort grossissement (Figure 4.14). D’abord, la goutte initialement sphérique se déforme en une structure proche de celle d’un *muffin* caractérisée par une face avant sphérique avec des lèvres grandissantes dans la direction transverse à l’écoulement, un corps cylindrique conique et une face arrière plane ( $\tau = 0.27$ ). Alors que la goutte est continuellement aplatie sous l’effet des forces aérodynamiques, les lèvres sont ensuite étirées dans la direction de l’écoulement conduisant ainsi la formation d’une nappe liquide entourant le corps de la goutte ( $\tau = 0.47$ ). Les forces d’inertie étirent cette nappe jusqu’à ce que la goutte déformée quitte sa forme de muffin pour celle d’un croissant ( $\tau = 0.72$ ). La nappe commence ensuite à se fragmenter et à former les premiers ligaments. Pour des temps caractéristiques allant de 0.00 à 0.72, les contours de la goutte extraits des isosurfaces de la fraction volumique  $\alpha = 0.01$ , sont superposés aux observations expérimentales (Fig. 4.15). Un excellent accord qualitatif est constaté sur la phase de déformation initiale. Sur des temps plus avancés de la fragmentation ( $\tau = 0.72 - 1.16$ ) et malgré quelques désaccords sur la forme précise du corps de la goutte, les résultats numériques comme les images expérimentales révèlent une distribution périodique des ligaments, autour du corps de la goutte, lui conférant une forme de méduse. Nous verrons par la suite que les distributions ligamentaires, numériquement et expérimentalement caractérisées, sont en bon accord qualitatif et quantitatif. Pour  $\tau = 0.72$ , nous observons d’abord que la nappe, précédemment formée et continuellement étirée par l’écoulement gazeux, finit par se transformer en un rideau cylindrique entourant le demi-corps arrière de la goutte et formant une cavité cylindrique en aval. La

Cas	$M_s$	$\gamma$ ( $\text{N} \cdot \text{m}^{-1}$ )	$We$	$Re$	Régime
Expérimental	1.3	$72 \cdot 10^3$	492	$\approx 7000$	Transition RTP/SIE
Numérique	1.3	$72 \cdot 10^3$	470	$\approx 7000$	Transition RTP/SIE

Table 4.2: Conditions initiales pour la validation des simulations dans le cas d’un Weber fini.

forme alors exhibée par la goutte est communément appelée dans la littérature scientifique un *backward facing bag*. Les bords en aval de la partie cylindrique formant cette poche retournée, initialement alignés dans le sens de l’écoulement, se courbent et se développent dans la direction transverse à l’écoulement. Un anneau liquide transverse faisant front à l’écoulement incident est alors formé, à la suite de quoi, de multiples poches se développent dans la direction de l’écoulement et de façon analogue aux régimes *bag breakup* et *multimode breakup*. Comme illustré par la figure 4.13, ces poches finissent par éclater suivant un mécanisme de perçage aérodynamique. Les masses liquides résiduelles qui séparaient les poches les unes des autres forment alors des ligaments relativement épais. Un anneau liquide liant les ligaments entre eux par leurs extrémités est observé sur les simulations numériques. L’absence de cette structure toroïdale sur les images expérimentales peut aussi bien être d’origine physique que la conséquence d’une fréquence d’acquisition trop faible.

**Simulation sans tension de surface.** À présent, une description comparative des résultats expérimentaux et numériques dans le cas d’une fragmentation à Weber infini est proposée. Les conditions

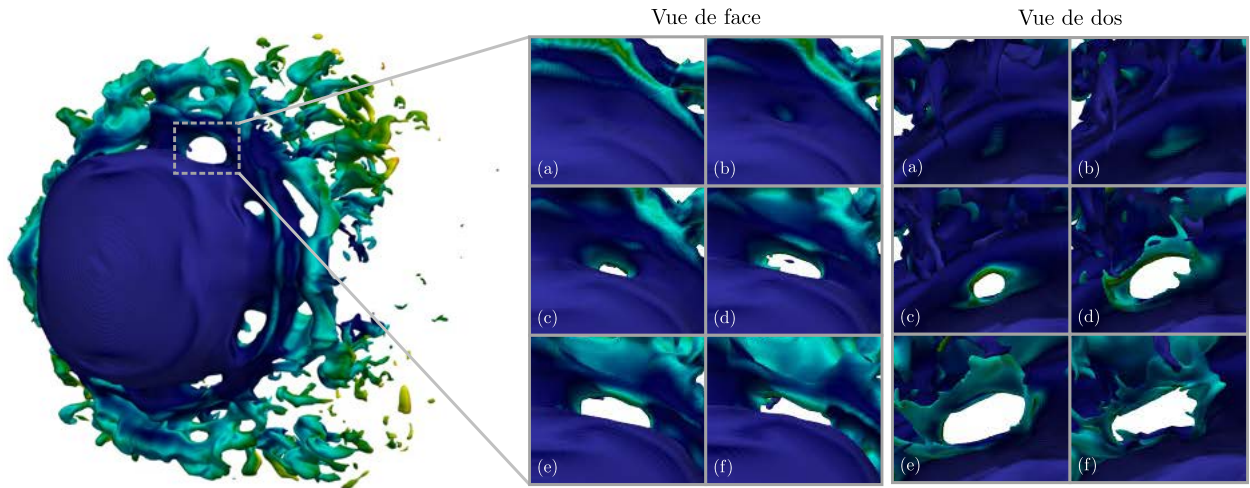


Figure 4.13: Mécanisme de perçage aérodynamique des poches pour en vue de face et vue de derrière. Le nombre de Weber est de 470. Les temps caractéristiques  $\tilde{t}$  sont (a) 0.88, (b) 0.90, (c) 0.92, (d) 0.94, (e) 0.96 et (f) 0.98.

initiales de l'expérience et de la simulation sont données dans le tableau 4.3. Afin de pouvoir qualitativement valider les résultats numériques, ceux-ci doivent être comparés à un cas expérimental où les effets de la tension de surface sont minimisés, c'est-à-dire un cas à grand nombre de Weber. La simulation sans tension de surface est donc ici comparée à une expérience de fragmentation pour un nombre de Weber de 1100. Par rapport aux conditions expérimentales proposées dans le tableau 4.2, la différence est dans le diamètre initial de la goutte qui, à conditions d'écoulement égales, permet d'atteindre un nombre de Weber plus élevé. La morphologie de la goutte observée (Figure 4.16) est

Cas	$M_s$	$\gamma$ ( $\text{N} \cdot \text{m}^{-1}$ )	$We$	$Re$	Régime
Expérimental	1.3	$72 \cdot 10^3$	1100	$\approx 7000$	SIE
Numérique	1.3	0	$\rightarrow \infty$	$\approx 7000$	SIE

Table 4.3: Conditions initiales pour la validation des simulations dans le cas d'un Weber infini.

relativement similaire au cas du Weber fini, notamment aux premiers instants du processus de fragmentation. La goutte prend d'abord la forme d'un muffin avec des lèvres se développant dans la direction transverse à l'écoulement. Sous l'effet des forces aérodynamiques, ces lèvres sont rapidement étirées dans le sens de l'écoulement jusqu'à former une nappe autour du corps de la goutte, puis un rideau cylindrique donnant lieu à une poche inversée (c.-à-d., *backward facing bag*). Comme dans le cas du Weber fini, un anneau transverse liquide se forme à l'extrémité de cette poche inversée. Cet anneau se fragmente en formant des ligaments plus fins et plus nombreux que ceux observés dans le cas du

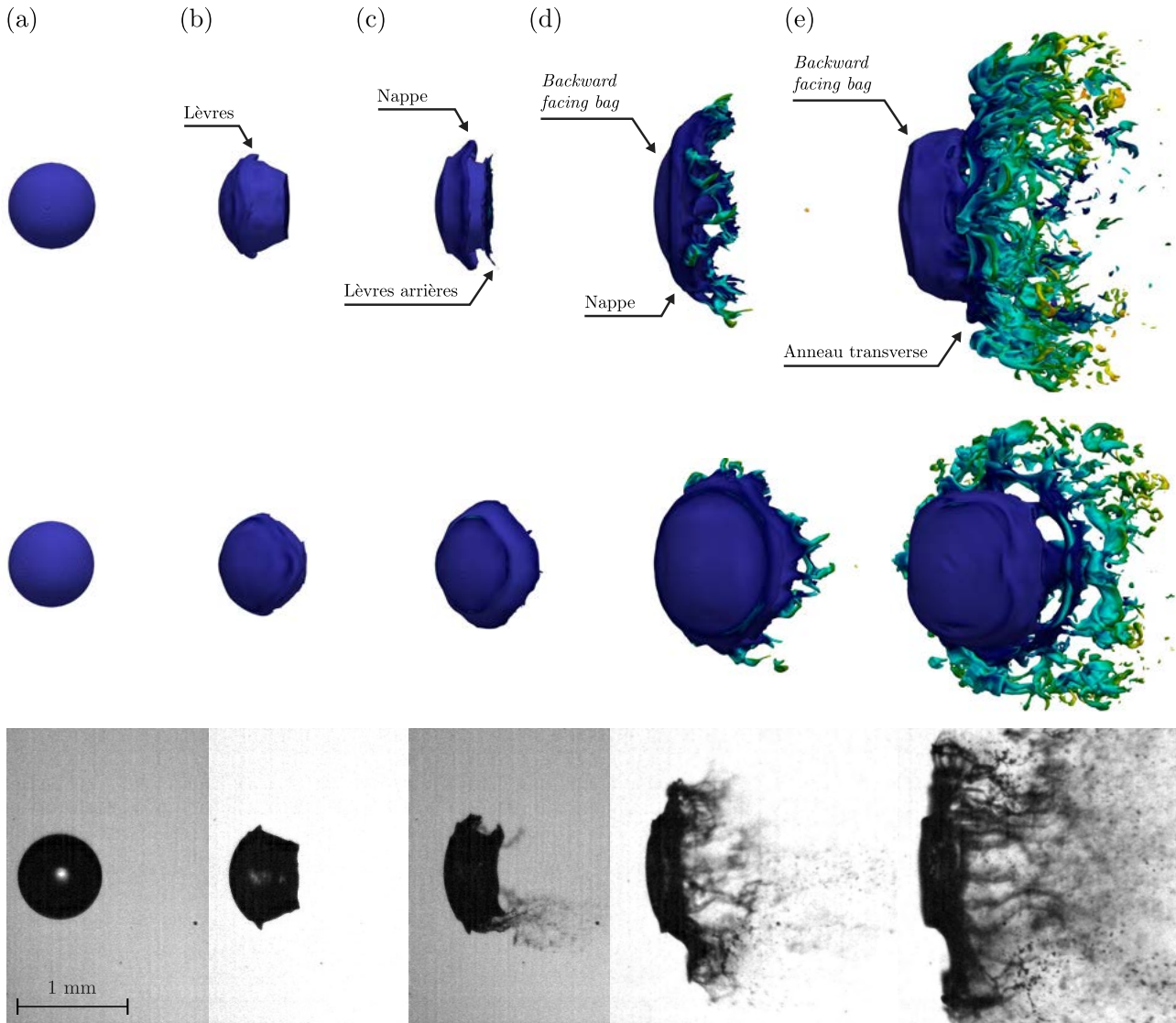


Figure 4.14: Comparaison des simulations numériques 3-D (deux premières lignes) avec l’ombroscopie à fort grossissement (dernière ligne). Les temps caractéristiques  $\tau$  sont (a) 0.00, (b) 0.27, (c) 0.47, (d) 0.72 et (e) 1.16. Les temps indiqués sont valables pour les simulations comme pour les images expérimentales à l’exception des simulations (e) qui correspondent au temps  $\tau = 1.01$ . Les images numériques sont, selon deux points de vues distincts, les isosurfaces pour une fraction volumique  $\alpha_l = 0.01$  colorées par le champ de vitesse. L’échelle (1 mm) n’est valable que pour les images expérimentales. Les nombres de Weber de la simulation numérique et de l’expérience sont, respectivement, 470 et 492.

Weber fini.

**Évolution du centre de masse** Dans cette section, une comparaison du déplacement du centre de masse est proposée à partir des simulations et des images expérimentales afin de valider, plus quantitativement, les simulations réalisées. Le centre de masse numérique est calculé suivant la méthode

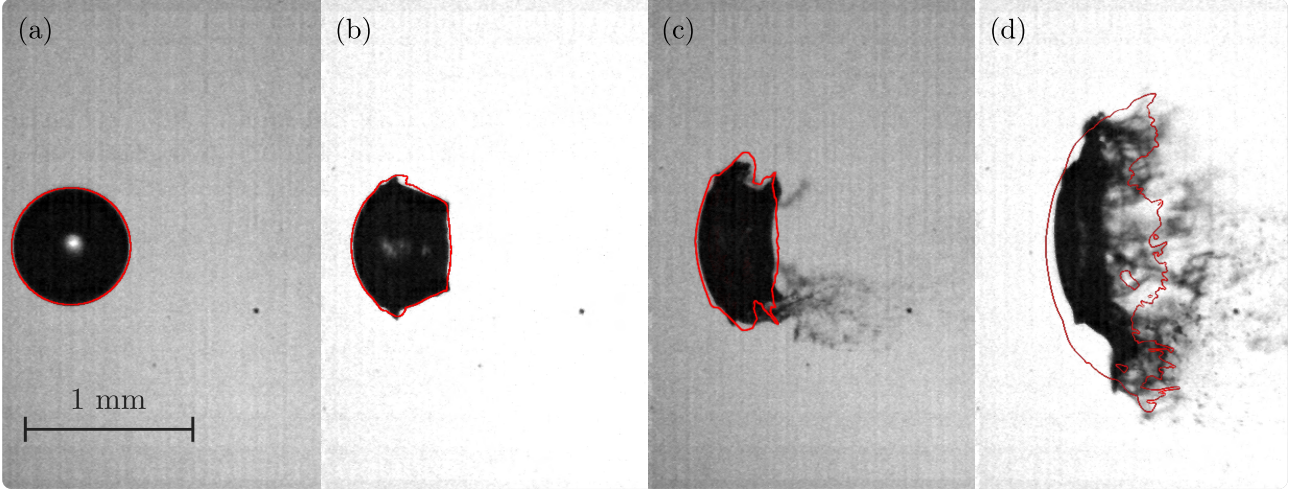


Figure 4.15: Superposition des contours de la goutte obtenus par simulation numérique (—) sur les images expérimentales aux premiers instants du processus de fragmentation. Les temps caractéristiques sont (a) 0.00, (b) 0.27, (c) 0.47 et (d) 0.72. Les nombres de Weber de la simulation numérique et de l'expérience sont, respectivement, 470 et 492.

de Meng et Colonius (2018) [79]

$$\mathbf{x}_c = \frac{\int_{\Omega_D} \alpha_l \rho_l \mathbf{x} dV}{\int_{\Omega_D} \alpha_l \rho_l dV}, \quad (4.4)$$

où  $\Omega_D$  est le domaine de calcul total. La détermination du centre de masse expérimental est réalisée à partir des images d'ombroscopie à fort grossissement, qui rappelons-le, sont des images intégrées sur le volume (donc 2D plan). Le centre de masse est déterminé en calculant les moments géométriques (du premier ordre) de l'image qui est la moyenne des coordonnées des pixels constituant la goutte pondérée par leurs intensités. Le moment géométrique de degré  $(p, q)$  est donné par

$$m_{p,q} = \sum_x \sum_y x^p y^q I(x, y). \quad (4.5)$$

Après binarisation des images,  $I(x, y) = 1$  si le point de coordonnées  $(x, y)$  appartient à la goutte, et 0 sinon. La binarisation est assurée en fixant à l'image un seuil d'intensité permettant d'isoler la goutte du fond. L'aire de la goutte est alors donnée par le moment  $m_{0,0}$  et les coordonnées  $(x_c, y_c)$  du centre de masse sont définies comme étant la normalisation par  $m_{0,0}$  des moments  $m_{1,0}$  et  $m_{0,1}$ , respectivement. Malgré une légère déviation entre le déplacement du centre de masse numérique et expérimental, principalement dû à la nature 2D plan de l'imagerie utilisée et du seuil d'intensité fixé pour le processus de binarisation, la comparaison illustrée sur la figure 4.17 révèle un bon accord quantitatif. On note que la tension de surface n'a pas d'effet majeur sur le déplacement du centre de masse.

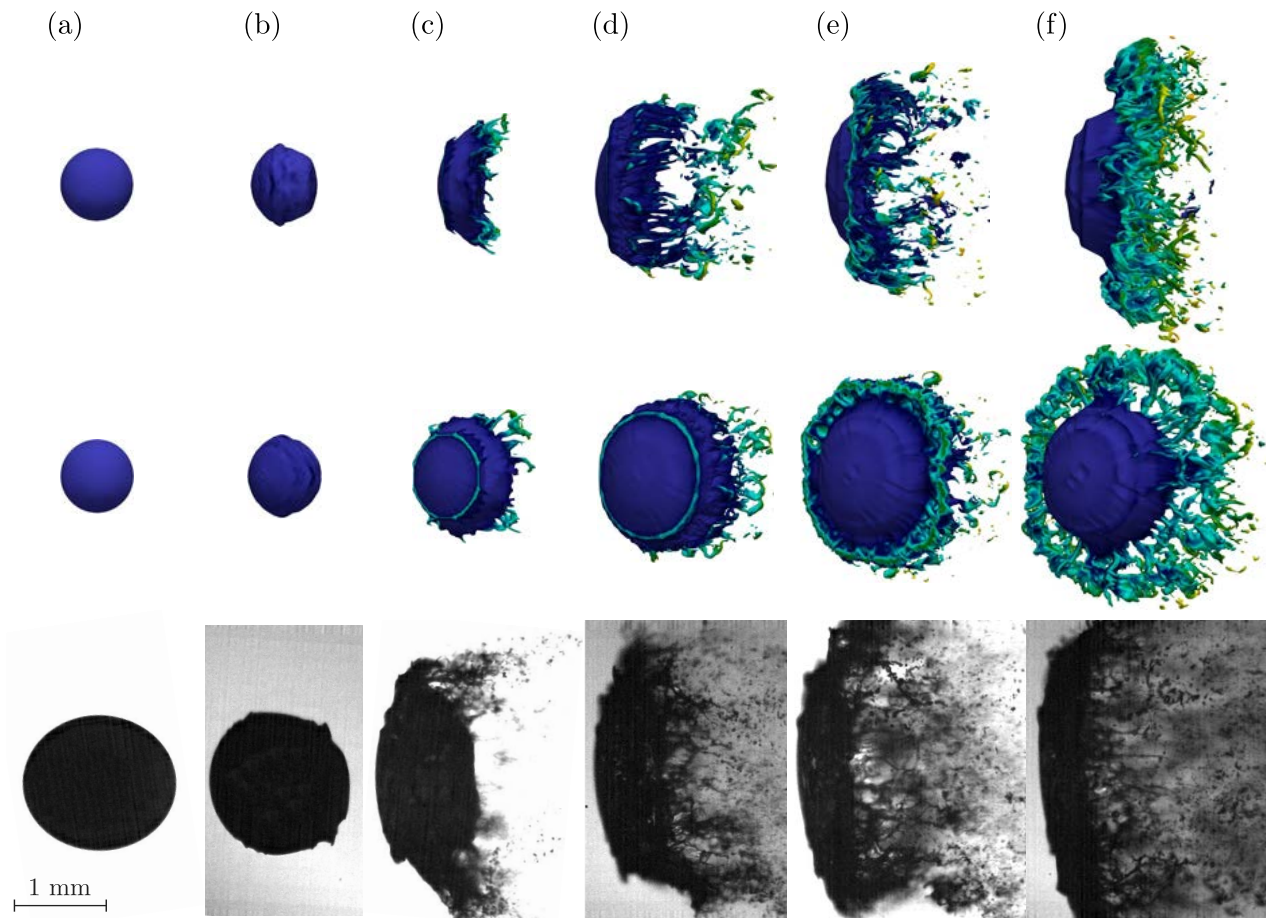


Figure 4.16: Comparaison des simulations numériques 3-D (deux premières lignes) avec l’ombroscopie à fort grossissement (dernière ligne). Les temps caractéristiques  $\tau$  sont (a) 0.00, (b) 0.20, (c) 0.52, (d) 0.73, (e) 0.86 et (f) 0.96. Les images numériques sont, selon deux points de vues distincts, les isosurfaces pour une fraction volumique  $\alpha_l = 0.01$  colorées par le champ de vitesse. L’échelle (1 mm) n’est valable que pour les images expérimentales. Le nombre de Weber de l’expérience est de 1100, tandis que les simulations numériques sont effectuées pour une tension de surface nulle (c.-à-d.,  $We \rightarrow \infty$ ).

## 4.2.2. Modes azimutaux

### 4.2.2.1. Décomposition de Fourier azimutale

La simulation à  $We = 470$  réalisée dans le cadre de ces travaux de thèse fait également état d’une perte d’axisymétrie de la goutte au cours du processus de fragmentation. Des perturbations transverses, d’amplitudes variables, mais appréciables, sont observées dès  $\tau \approx 0.80$  (Figure 4.25) indiquant ainsi une modulation azimutale transverse de la goutte. Afin d’identifier les modes associés à cette modulation azimutale et donc le nombre d’onde lié à la perte d’axisymétrie, l’écoulement autour de la goutte est décomposé en modes de Fourier azimutaux. Pour cela, une interpolation du maillage cartésien sur un maillage cylindrique est réalisée tout en conservant une résolution similaire suivant la direction azimutale  $\theta$ , radiale  $r$  et de l’écoulement  $x$ . Les coefficients de Fourier azimutaux associés à chaque

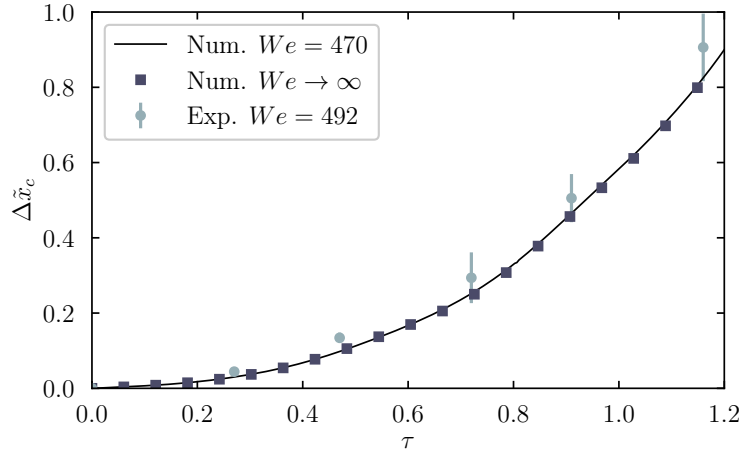


Figure 4.17: Évolution du centre de masse  $\Delta\tilde{x}_c = \Delta x_c/d_0$  au cours du temps  $\tilde{t}$ . Comparaison d'un cas expérimental ( $We = 492$ ) aux simulations avec et sans tension de surface.

mode  $\hat{\mathbf{u}}_m(x, r, t)$  sont obtenus par transformée de Fourier suivant la coordonnée  $\theta$ . Pour chaque mode, l'énergie métrique  $\hat{\kappa}_m$  de la vitesse (semblable à l'énergie cinétique) est calculée. Celle-ci est donnée par

$$\hat{\kappa}_m = |\hat{u}_{x,m}|^2 + |\hat{u}_{r,m}|^2 + |\hat{u}_{\theta,m}|^2, \quad (4.6)$$

où le chapeau ( $\hat{\cdot}$ ) signale la transformée de Fourier suivant la coordonnée  $\theta$ . La transformée de Fourier inverse de  $\hat{\kappa}_m$  est ensuite calculée (retour dans l'espace physique) afin de déterminer le mode de Fourier azimutal  $\kappa_m$ . Pour un mode azimutal  $\kappa_m$  donné, les isosurfaces du mode sont superposées avec celles de la fraction volumique (Figure 4.18). Il apparaît que le nombre d'onde correspondant au mode azimutal  $m = 4$  et son harmonique  $m = 8$  sont les plus prononcés à la surface de la goutte. Les autres nombres d'onde associés à des modes autres que  $m = 4$  et  $m = 8$  se développent dans le sillage du corps de goutte et ne semblent pas être responsables de la modulation azimutale et de la déformation de la goutte (perte d'axisymétrie). Ceci est illustré sur la figure 4.18 pour le sixième mode, mais est valable pour tous les autres nombres d'onde différents de  $m = 4$  et  $m = 8$ . Le nombre d'onde associé au mode azimutal  $m = 4$  et son harmonique  $m = 8$ , mise en évidence par l'analyse de Fourier, est en excellent accord avec le nombre  $\mathcal{N}$  de ligaments observés sur la figure 4.14(e) où  $\mathcal{N} = 8$ . Cet accord permet de faire un lien direct entre la modulation azimutale du champ d'écoulement ambiant et la formation des ligaments. Une telle analyse a également été conduite dans le cas de la simulation où la tension de surface est négligée (Figure 4.19) afin de pouvoir évaluer l'implication des effets capillaires dans cette déstabilisation azimutale transverse. Une fois encore, il apparaît que seuls les nombres d'onde associés aux modes  $m = 4$  et  $m = 8$  agissent sur la déformation de la goutte (les autres ne se manifestant que dans son sillage), ce qui suggère que les causes sous-jacentes de l'initiation de la modulation azimutale de la goutte ne sont pas d'origine capillaire. En revanche, la structure ligamentaire qui en résulte semble effectivement dépendre des effets capillaires. Pour la simulation sans tension de surface, les perturbations azimutales sont nettement moins amplifiées et l'instabilité module plus difficilement la

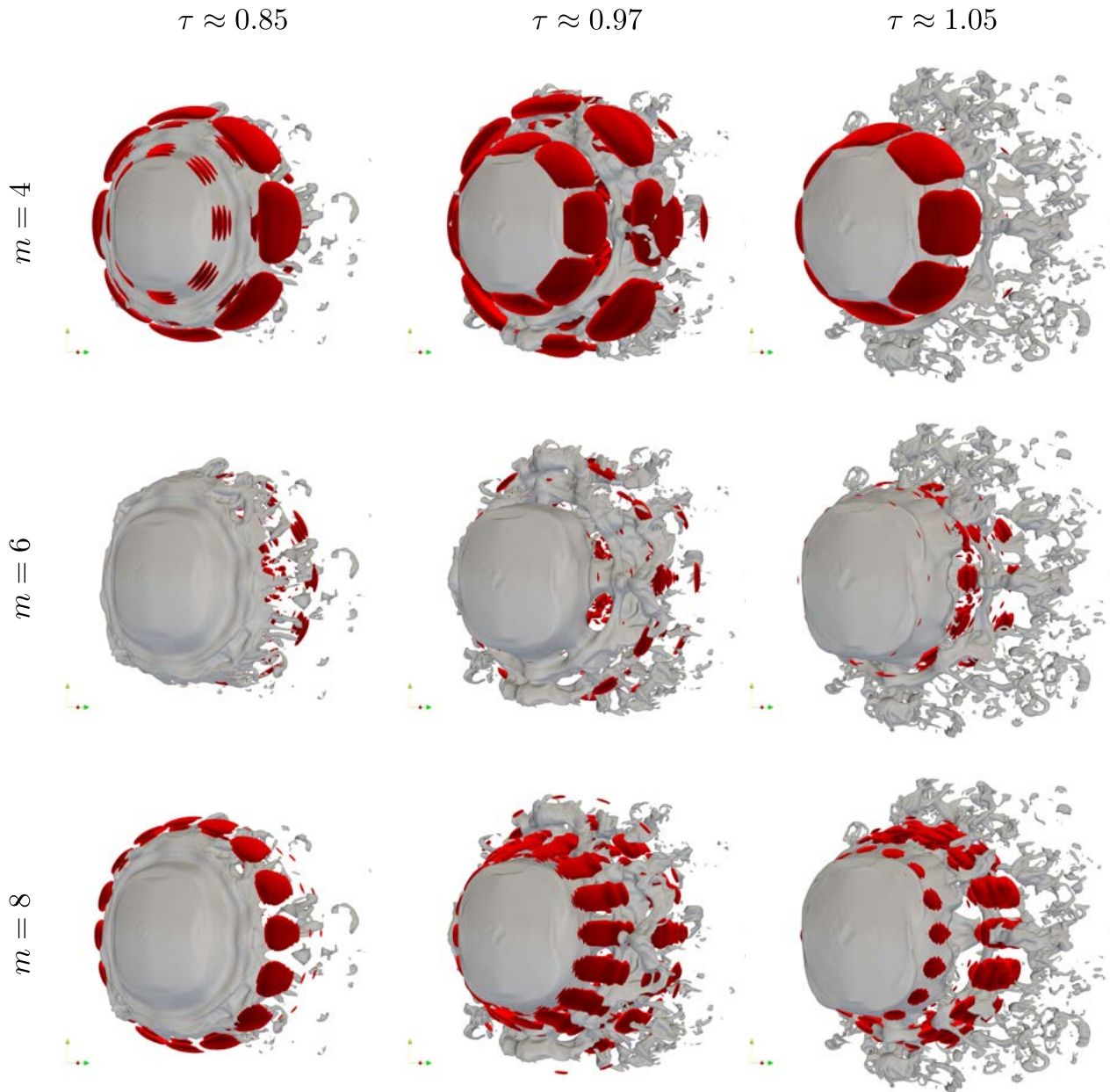


Figure 4.18: Isosurfaces du  $m$ -ème mode azimutal  $\kappa_m$  (rouge) superposées aux isosurfaces de la fraction volumique  $\alpha_l = 0.001$  (gris) pour  $We = 470$ .

nappe et l'anneau transverse formé autour du corps de la goutte. Ainsi, les ligaments apparaissent sous la forme de structures plus fines et en plus grand nombre ( $\mathcal{N} = 24$ ).

#### 4.2.2.2. Confirmation expérimentale d'une déstabilisation azimutale

La mise en évidence expérimentale de la modulation azimutale transverse est particulièrement compliquée dans le cas de la fragmentation aérodynamique d'une goutte, car nécessite de résoudre sa

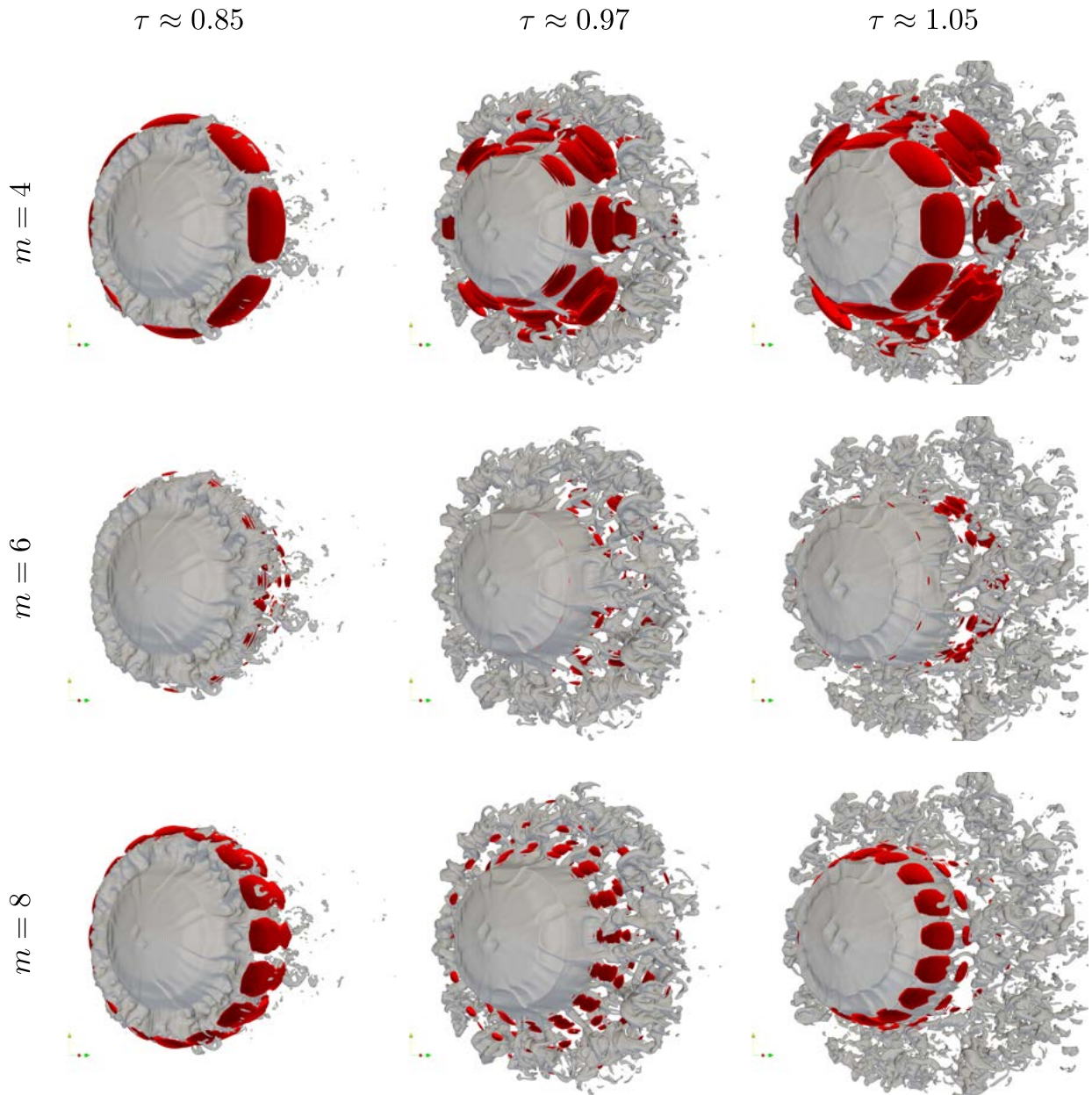


Figure 4.19: Isosurfaces du  $m$ -ème mode azimutal  $\kappa_m$  (rouge) superposées aux isosurfaces de la fraction volumique  $\alpha_l = 0.001$  (gris) pour  $We \rightarrow \infty$ .

morphologie sur des échelles de temps et d'espace incompatibles sur le plan technologique. Une approche directe consisterait à visualiser la perte d'axisymétrie de la goutte par imagerie rapide et de mesurer la longueur d'onde azimutale apparente. Une imagerie plane de type PLIF n'étant pas adaptée à la caractérisation de structures 3-D, seules des techniques intégrées comme l'ombroscopie sont envisageables. Une prise de vue par ombroscopie, perpendiculaire à l'écoulement, ne saurait permettre la visualisation d'une déstabilisation azimutale du fait de l'intégration de l'information le long du chemin optique. Une prise de vue dans l'axe de l'écoulement, en revanche, la permettrait. En effet,



si le diamètre extérieur de l'onde sur laquelle se développe la perturbation azimuthale est, dans l'axe de l'écoulement, l'enveloppe intégrée de la phase liquide, alors il est *a priori* possible d'observer la déstabilisation. Cependant, une telle prise de vue n'est pas réalisable pour deux raisons. D'abord, elle nécessite un accès optique non intrusif dans l'axe de l'écoulement que le DM52 ne propose pas. Ensuite, parce qu'une telle prise de vue implique un plan de mise au point perpendiculaire à la direction de l'écoulement. Cela signifie que le liquide se déplace dans l'axe de la profondeur de champ. La netteté de l'image ne peut donc pas être assurée. Bien que rigoureuse, on comprend donc bien que cette approche directe est irréalisable dans le cadre d'expérience de fragmentation sur l'installation DM52 ici exploitée. Si la mise en évidence expérimentale de la modulation azimuthale transverse n'est pas envisageable par une approche directe, une alternative indirecte existe néanmoins. L'amplification et l'élongation des crêtes de la perturbation azimuthale étant à l'origine de la formation des ligaments périodiquement distribués autour du corps de la goutte, on peut légitimement penser que proche du corps, la distance interligament est *a priori* égale à la longueur d'onde de la modulation. Ainsi, en identifiant une structure ligamentaire périodique, il est en principe possible d'apporter des preuves expérimentales à une modulation azimuthale. Néanmoins, l'identification d'une distribution ligamentaire périodique n'est pas chose aisée compte tenu, une fois encore, de l'intégration de l'information lors de l'acquisition des images qui rend la détection des ligaments complexe. La dissociation des différentes entités et l'identification des ligaments sans ambiguïté requièrent une imagerie à fort grossissement. En l'occurrence, le diagnostic d'ombroscopie à fort grossissement et à haute cadence, présenté à la section 2.2, est approprié. Cependant, pour un nombre de Weber de 470, les résultats numériques montrent qu'une structure ligamentaire périodique cohérente n'est observable qu'une dizaine de microsecondes environ. Une fréquence d'acquisition d'au moins 100 kHz est donc nécessaire pour capturer, à coup sûr, la manifestation de cette structure ligamentaire. Or, nous l'avons vu, le régime de fonctionnement optimal du diagnostic d'ombroscopie à fort grossissement, mis en place dans cette thèse, ne permet pas l'acquisition d'images au-delà de 40 kHz. À ce jour, il est d'ailleurs rare voir impossible de concilier fréquence d'acquisition de 100 kHz avec une résolution spatiale inférieure de 5 à 10  $\mu\text{m}/\text{px}$ . C'est en ce sens que, plus tôt, nous avons qualifié d'incompatibles sur le plan technologique les échelles de temps et d'espace. À la fréquence d'acquisition insuffisante de l'ombroscopie à fort grossissement, s'ajoute

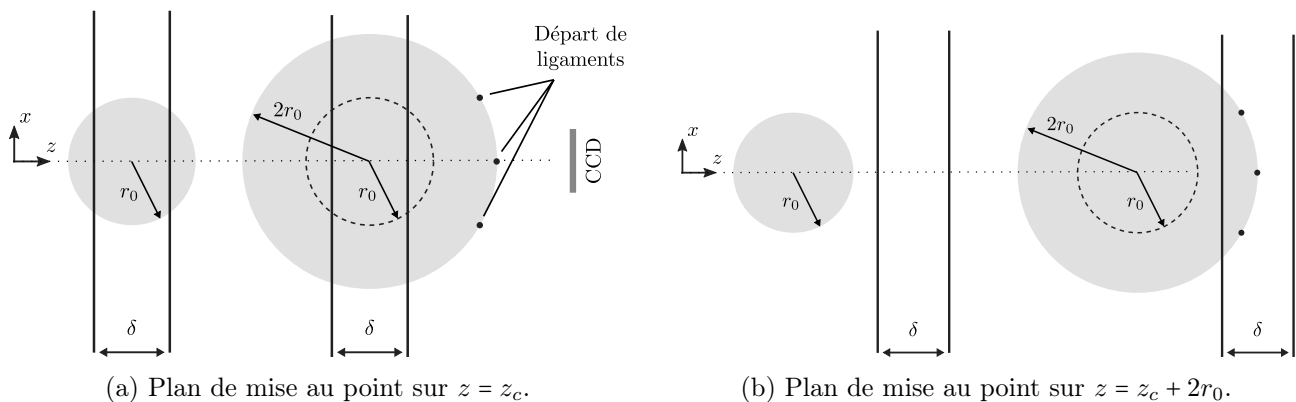
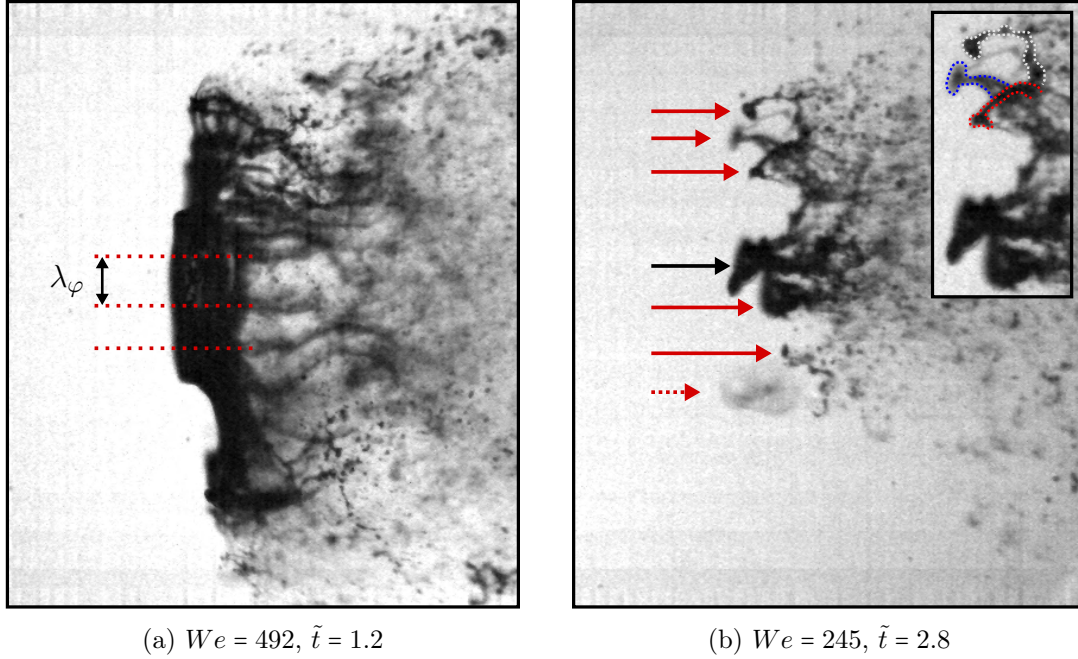


Figure 4.20: Positionnement du plan de mise au point pour la visualisation de la structure ligamentaire.



(a)  $We = 492$ ,  $\tilde{t} = 1.2$

(b)  $We = 245$ ,  $\tilde{t} = 2.8$

Figure 4.21: Distribution périodique des ligaments et des noeuds autour du corps résiduel de la goutte. (b) La flèche noire ( $\rightarrow$ ) indique le corps résiduel de la goutte tandis que les flèches rouges ( $\rightarrow$ ) indiquent les noeuds.

la faible profondeur de champ qui complique davantage la visualisation des ligaments. Nous avons vu qu'avec la figure 4.10(b) que le diamètre transverse du corps de la goutte autour duquel les ligaments se répartissent évolue jusqu'à deux fois le diamètre initial. Pour une goutte de diamètre initial 1 mm, cela signifie que la base des ligaments se situe jusqu'à  $\pm 1$  mm du centre de la goutte. Sachant que la profondeur de champ  $\delta$  du diagnostic est de 0.6 mm, si le plan de mise au point de la caméra est positionné en  $z = z_c$  avec  $z_c$  la coordonnée transverse du centre de la goutte, alors les ligaments ne peuvent pas être perçus [Fig. 4.20(a)]. Il est donc nécessaire, avant chaque essai, de positionner le plan de netteté optimale en avant de la goutte (entre  $z_c$  et la caméra) en  $z = z_c + 2r_0$  [Fig. 4.20(b)]. Notamment, la visualisation des ligaments à hauteur de  $z = z_c + 2r_0$ , où les effets de courbure sont minimisés, est privilégiée. Du fait de la fréquence d'acquisition néanmoins insuffisante, l'aléa devient naturellement un paramètre non négligeable quant à l'observation expérimentale d'une distribution ligamentaire périodique. Néanmoins, si les ligaments intègres ne peuvent être capturés, les fragments issus de leurs ruptures peuvent l'être. Si la visualisation des fragments ne permet pas une mesure directe de la longueur d'onde de la modulation azimutale, elle permet toutefois d'estimer le nombre de ligaments. La figure 4.21(a) révèle une distribution ligamentaire périodique autour du corps de la goutte. Cette observation, première en son genre, a été réalisée avec succès un peu moins d'une dizaine de fois sur plus d'une centaine d'essais. Quatre ligaments massifs sont nettement perceptibles en aval du noyau liquide et permettent une estimation de la longueur d'onde de la perturbation azimutale  $\lambda_\varphi$ . Au vu du faible nombre d'échantillons, la mesure de la distance interligament est réalisée manuellement. La longueur d'onde moyenne  $\bar{\lambda}_\varphi$  est de 280  $\mu\text{m}$  pour un écart-type de 19  $\mu\text{m}$ . Le nombre de ligaments  $\mathcal{N}$

associés à  $\bar{\lambda}_\varphi$  est donné par la relation  $\mathcal{N} = \pi d / \bar{\lambda}_\varphi$ , où  $d$  est la distance du centre de la goutte à la corde de la perturbation. Il est raisonnable de considérer que  $d_0 \leq d \leq d_{\tilde{t}}$  avec  $d_{\tilde{t}}$  la mesure de la distance du centre à la corde à l’instant  $\tilde{t}$  de la mesure de  $\lambda_\varphi$ . Ainsi, le nombre de ligaments  $\mathcal{N}$  est estimé entre 8 et 10, ce qui est en bon accord quantitatif avec la simulation numérique qui fait état de 8 ligaments. La figure 4.21(b), enregistrée sur un temps plus lointain que la figure 4.21(a), révèle une goutte sans plus aucune intégrité structurelle. La flèche noire pointe vers le corps résiduel de la goutte, tandis que les flèches rouges montrent des noeuds liquides. Ces noeuds sont les extrémités libres de ceux qui étaient, quelque temps avant, des ligaments (voir section 4.1). Bien qu’il s’agisse là d’une image intégrée, le niveau de flou nous renseigne quant à la topologie tridimensionnelle de l’ensemble corps-noeuds illustré et laisse entrevoir une couronne de noeuds autour du noyau liquide. Cette observation est en bon accord qualitatif avec le processus de modulation azimutale. Bien que les images comme celle présentée sur la figure 4.21(b) ne permettent en aucun cas de valider l’hypothèse d’une déstabilisation transverse, elles témoignent néanmoins, et avec répétabilité, d’une dynamique ligamentaire ordonnée sur le plan azimutal. Le nombre de noeuds répertoriés sur l’ensemble des expériences de fragmentation réalisées à  $200 \leq We \leq 700$  varie entre 4 et 8. Aucune dépendance significative du nombre de noeuds au nombre de Weber n’est relevée. Le tableau 4.4 est un récapitulatif du nombre de ligaments déterminés à partir

Simulation numérique	8
Distribution ligamentaire (expérimental)	8-10
Nombre de noeuds (expérimental)	4-8

Table 4.4: Nombre de ligaments estimé à partir de la simulation numérique ( $We = 470$ ), des distributions ligamentaires observées sur les temps courts à moyens ( $300 < We < 550$ ), et des noeuds identifiés sur les temps plus longs ( $300 < We < 550$ ).

des simulations numériques 3-D et sur la base des observations expérimentales (distance interligament et nombre de noeuds). Par les trois approches, on note que l’ordre de grandeur est respecté et que les trois intervalles se croisent pour un nombre de ligaments égal à 8.

### 4.3. Discussions et perspectives

Dans la suite, sur la base des nos résultats et de la littérature scientifique, une discussion est proposée autour de deux mécanismes qui pourraient être à l’origine de la formation des ligaments : (i) la modulation azimutale de Marmottant et Villermaux [75] précédemment introduite et (ii) les interactions vortex-interface. Nous le verrons, alors que les résultats acquis ne semblent pas converger vers ce premier mécanisme qui demande néanmoins des efforts de modélisation plus importants, le second semble être un excellent candidat.

### 4.3.1. Déstabilisation azimuthale d'une onde de Kelvin-Helmholtz

#### 4.3.1.1. Description originelle et modélisation

Dans une étude portant sur l'atomisation d'un jet liquide assistée par un courant gazeux co-axial, Marmottant et Villermaux [75] observent la formation de ligaments périodiquement distribués autour du corps cylindrique du jet. Leurs expériences montrent que ces ligaments sont issus de la déstabilisation

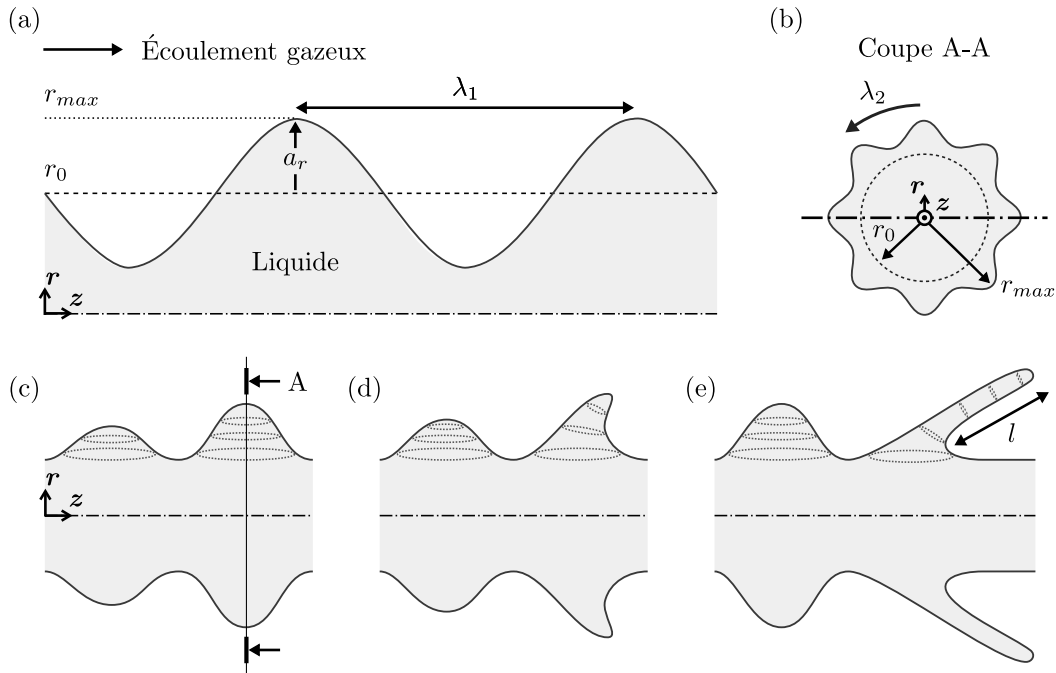


Figure 4.22: (a) Demi-espace supérieur d'un jet liquide dans un écoulement co-axial. (b-c) Schématisation de la modulation azimuthale transverse. (d) Croissance de la perturbation secondaire transverse et entraînement aérodynamique de ses crêtes. (e) Formation et élongation des ligaments. Configuration des travaux de Marmottant et Villermaux [75].

transverse azimuthale des ondes de surface générées par le différentiel de vitesse à l'interface liquide-gaz. Ces perturbations, de nature axisymétrique, sont initiées par le développement de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz [Fig. 4.22(a)]. En se développant, elles conduisent à l'oscillation de l'interface autour de son altitude de référence  $r_0$ . La direction de l'accélération transverse de l'interface  $g_t$ , liée à son mouvement ondulatoire, est alternativement orientée vers le gaz et le liquide. Lorsque l'interface accélère en direction de la phase la plus dense, en l'occurrence la phase liquide, elle se déstabilise au sens de Rayleigh-Taylor [101, 132, 70] [Fig. 4.22(b)]. Cette accélération étant en opposition de phase avec l'élévation de l'interface, cette déstabilisation secondaire se manifeste lorsque l'ondulation de l'interface est au voisinage de son altitude maximale  $r_{max}$ . L'instabilité de Rayleigh-Taylor, ainsi initiée, est donc à l'origine de perturbations secondaires transverses aux ondes primaires axisymétriques associées à l'instabilité de Kelvin-Helmholtz [Fig. 4.22(b)-(c)]. Dès lors que l'amplitude de ces perturbations est appréciable [Fig. 4.22(d)], les crêtes formées sont entraînées par l'écoulement gazeux incident et étirées par les forces aérodynamiques [Fig. 4.22(e)]. L'axisymétrie des protubérances formées par la combi-

raison de deux instabilités étant conservée lors de leurs élongations, des ligaments sont formés. Leur longueur est notée  $l$ . Les résultats expérimentaux de Marmottant et Villermaux [75] sont soutenus d'une modélisation analytique visant à expliciter les mécanismes sous-jacents à la formation des ligaments. Dans un souci de concision, nous limiterons la description de cette approche théorique aux relations clefs. Le lecteur est invité à lire les références [74, 75], ainsi que celles qui y sont citées, pour plus de détails.

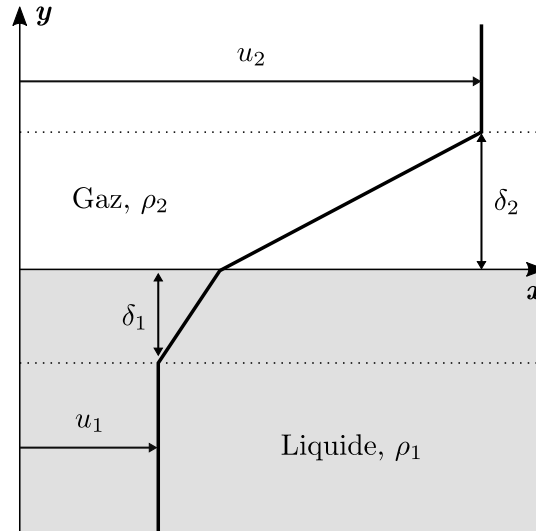


Figure 4.23: Profil de vitesse linéaire utilisé par Marmottant et Villermaux [75] dans leur analyse de stabilité.

**Ondes primaires de Kelvin-Helmholtz.** Dans l'hypothèse d'un écoulement potentiel et d'une couche de vorticité infiniment mince ( $\delta \rightarrow 0$ ), et en l'absence de gravité, la relation de dispersion de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz est donnée par la relation [12]

$$\omega = k \frac{\rho_1 u_1 + \rho_2 u_2}{\rho_1 + \rho_2} \pm i \frac{k}{\rho_1 + \rho_2} \sqrt{\rho_1 \rho_2 (u_2 - u_1)^2 - (\rho_1 + \rho_2) \gamma k}. \quad (4.7)$$

Lorsque la vitesse du liquide<sup>3</sup> est négligeable devant celle de l'écoulement gazeux et que le rapport des densités est élevé ( $\rho_2 \ll \rho_1$ ), le nombre d'onde  $k_m$  associé au mode le plus instable et sa vitesse de groupe sont donnés par

$$k_m = \frac{2}{3} \frac{\rho_2 u_2^2}{\gamma} \quad \text{et} \quad \varpi = \frac{\partial \omega}{\partial k} = u_1 + \frac{\rho_2}{\rho_1} u_2. \quad (4.8)$$

<sup>3</sup>Le liquide et le gaz sont respectivement identifiés par les indices 1 et 2.

Considérant ensuite une couche de vorticité non nulle caractérisée par un profil de vitesse linéaire par morceaux (Figure 4.23), la relation de dispersion [140, 141, 102] devient

$$e^{-2\tilde{k}} = \left[ 1 - 2 \left( \tilde{\omega} + \tilde{k} \frac{u_{21}}{u_{21} - 1} \right) \right] \frac{1 + (\rho_{12} + 1) \left( \tilde{\omega} + \frac{\tilde{k}}{u_{21} - 1} \right) - \frac{\tilde{k}^3}{We_{\delta_2}} \left( \tilde{\omega} + \frac{\tilde{k}}{u_{21} - 1} \right)^{-1}}{1 + (\rho_{12} - 1) \left( \tilde{\omega} + \frac{\tilde{k}}{u_{21} - 1} \right) - \frac{\tilde{k}^3}{We_{\delta_2}} \left( \tilde{\omega} + \frac{\tilde{k}}{u_{21} - 1} \right)^{-1}}, \quad (4.9)$$

avec,

$$We_{\delta_2} = \frac{\rho_2 \delta_2 (u_2 - u_1)^2}{\gamma}, \quad u_{21} = \frac{u_2}{u_1}, \quad \rho_{12} = \frac{\rho_1}{\rho_2}, \quad \tilde{k} = k \delta_2 \quad \text{et} \quad \tilde{\omega} = \frac{\omega \delta_2}{u_2 - u_1}. \quad (4.10)$$

Dans l'ordre, les grandeurs définies par (Eq. 4.10) sont : le nombre d'onde et le taux de croissance adimensionnés, le rapport des vitesses gaz/liquide, le rapport des densités liquide/gaz et le nombre de Weber basé sur l'épaisseur de la couche limite dans le gaz  $\delta_2$ . La longueur d'onde associée au mode le plus instable, d'après la relation de dispersion Eq. (4.9) est [62]

$$\tilde{\lambda}_m = \frac{5\pi\delta_2}{12} \left( 5 - \frac{1}{\rho_{12}} + \frac{\sqrt{27\rho_{12}^3 - 37\rho_{12}^2 + 13\rho_{12} + 5}}{\rho_{12}\sqrt{2}} \right), \quad (4.11)$$

ce qui permet d'écrire, immédiatement, l'expression du nombre  $\tilde{k}_m$  donné par le rapport  $2\pi/\tilde{\lambda}_m$ . Enfin, Marmottant et Villiermaux [75] proposent une relation de dispersion pour une couche de vorticité épaisse. Cette dernière condition se place dans la limite des grands nombres de Weber où le rapport  $We_{\delta_2}$  tend vers 0. Ceci permet de simplifier la relation de dispersion Eq. (4.9) qui devient [140, 141, 75]

$$e^{-2\tilde{k}} = \left[ 1 - (2\tilde{\omega} + \tilde{k}) \right] \frac{1 + \frac{1}{2}(\rho_{12} + 1)(2\tilde{\omega} - \tilde{k})}{1 + \frac{1}{2}(\rho_{12} - 1)(2\tilde{\omega} - \tilde{k})}, \quad (4.12)$$

où

$$\tilde{\omega} = \tilde{\omega} - 2\tilde{k} \frac{u_2 + u_1}{u_2 - u_1}, \quad (4.13)$$

dans le référentiel se déplaçant   la vitesse moyenne de  $u_2 + u_1/2$ . Cette dernière relation de dispersion est une extension des travaux de Rayleigh [100] dans le cas d'un gradient de densité. Le nombre d'onde  $\tilde{k}_m$  associé au mode le plus amplifié est donné par ( $u_1 \ll u_2$ )

$$\tilde{k}_m \simeq \frac{3}{2\delta_2} \sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_1}}. \quad (4.14)$$

La vitesse de phase<sup>4</sup> correspondante aux équations (4.12) et (4.13) est donnée par la vitesse de convection évaluée   partir de la condition de continuité des contraintes   l'interface des fluides [6, 24] (avec une précision de 10 % pour  $\rho_1/\rho_2 \approx 1000$ )

$$\tilde{\omega} = \left. \frac{\partial \tilde{\omega}}{\partial \tilde{k}} \right|_{\tilde{k}_m} \simeq \frac{\sqrt{\rho_2} u_2 + \sqrt{\rho_1} u_1}{\sqrt{\rho_2} + \sqrt{\rho_1}}. \quad (4.15)$$

<sup>4</sup>L'analyse de stabilité [74] de l'écoulement montre, dans la configuration ici discutée, que la vitesse de phase est égale   la vitesse de groupe.

**Accélération de l'interface.** L'analyse de stabilité dans le cas d'une couche de vorticit e épaisse indique que les perturbations primaires de type Kelvin-Helmholtz se propagent   la vitesse de phase  $\tilde{\omega}$  donn ee par la relation (4.15). Notons  $\omega_l$  la pulsation de l'interface liquide-gaz soumise   ces perturbations de longueur d'onde  $\lambda$ . En consid erant que la vitesse de l'interface est égale   celle du liquide et supposant que  $\tilde{\omega} \approx u_1 + u_2\sqrt{(\rho_2/\rho_1)}$  dans la limite où  $u_1 \ll u_2$ , Marmottant et Villermaux [75] montrent que

$$\omega_l = 2\pi \sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_1} \frac{u_2}{\lambda}}, \quad (4.16)$$

dans le r ef erentiel du liquide. D es que les perturbations primaires arrivent   saturation (ce qui est v erifi e d es lors que l'amplitude des perturbations primaires,  $a$ , atteint l'amplitude de saturation  $a_s$ ), la d estabilisation transverse secondaire est initi ee. L'acc el eration transverse de l'interface liquide-gaz est donn ee par la d eriv ee seconde de l'altitude  $\xi$  de l'interface par rapport au temps tel que, Marmottant et Villermaux [75] montrent que

$$\underline{g} = \frac{d^2\xi}{dt^2} = a_s \omega_l^2 \sin(\omega_l t). \quad (4.17)$$

**Ondes secondaires de Rayleigh-Taylor.** Lorsque la direction de l'acc el eration transverse de l'interface  $\underline{g}$  est orient ee vers la phase la plus dense (c.- -d., le liquide), l'interface se d estabilise au sens de Rayleigh-Taylor. La relation (4.17), montrant l'opposition de phase entre l'acc el eration et l' el evation de l'interface, indique que cette situation se produit lorsque l'interface est   son altitude maximale. Lorsque c'est le cas, une perturbation azimutale peut être amplifi ee. Dans le cas d'une interface plane soumise   une acc el eration constante  $g$ , l'analyse de stabilit e de Rayleigh-Taylor pr evoit une longueur d'onde la plus amplifi ee et un taux de croissance temporel de la forme [12]

$$\underline{\lambda} = 2\pi \sqrt{\frac{3\gamma}{\rho_1 g}}. \quad (4.18)$$

Notons  $\underline{a}$  l'amplitude de la perturbation azimutale. L'acc el eration de l'interface n'est dirig ee vers le liquide que le temps d'une demi-p eriode. La longueur d'onde correspondant au taux d'amplification le plus important, sur cette demi-p eriode, est celle associ ee   l'acc el eration maximale de l'interface, donn ee par

$$\underline{a}_{max} = a\omega_l^2 = a \left( 2\pi \frac{\tilde{\omega} - u_1}{\lambda} \right), \quad (4.19)$$

d'apr es Eq. (4.16). La longueur d'onde associ ee   l'instabilit e azimutale transverse de type Rayleigh-Taylor des ondes primaires de Kelvin-Helmholtz s'écrit, d'apr es Eqs. (4.18) et (4.19)

$$\underline{\lambda}_m = 2\pi \sqrt{\frac{3\gamma}{\rho_1 a \left( 2\pi \frac{\tilde{\omega} - u_1}{\lambda} \right)}}. \quad (4.20)$$

Cette d emarche analytique permettant une estimation th eorique de la longueur d'onde  $\underline{\lambda}$  de l'instabilit e secondaire de Rayleigh-Taylor, et donc la distance interligamentaire, confirme les observations et les mesures exp erimentales [74, 75]. Un bon accord est également trouvée entre cette th eorie et les r esultats produits par simulations num eriques, dans des conditions semblables, de Kim *et coll.* [62].

### 4.3.1.2. Adaptation à la fragmentation des gouttes

Récemment, Jalaal et Mehravaran [52] ont conduit des simulations numériques<sup>5</sup> 3-D de la fragmentation aérodynamique d'une goutte pour des nombres de Weber modérés ( $50 \lesssim We \lesssim 200$ ). Entre autres, leurs résultats révèlent l'apparition d'une instabilité 3-D à l'origine de la formation de ligaments. Les simulations montrent qu'elle est initiée par le développement, et la déstabilisation transverse, d'ondes de Kelvin-Helmholtz au voisinage des pôles équatoriaux de la goutte. Les auteurs suggèrent que les perturbations azimuthales observées sont induites par l'accélération perpendiculaire de l'onde et, compte tenu du gradient de densité du système, concluent quant à la déstabilisation azimuthale transverse des ondes de Kelvin-Helmholtz sous l'effet de l'instabilité de Rayleigh-Taylor. Afin de confirmer cette phénoménologie et, notamment l'implication de l'instabilité de Rayleigh-Taylor dans le processus de formation des ligaments, ils proposent une validation théorique de leurs résultats numériques à partir de la modélisation de Marmottant et Villermaux [75] précédemment discutée. Pour une goutte d'eau sphérique soumise à un écoulement gazeux axial et dans le cadre de la théorie d'une couche de vorticité infiniment mince ( $\delta \rightarrow 0$ ), ils montrent    partir des relations (4.8), (4.19) et (4.20) que le nombre d'onde  $\underline{k}_m$  associé    la longueur d'onde la plus amplifiée  $\underline{\lambda}_m$  (de l'instabilité de Rayleigh-Taylor transverse) est donnée par

$$\underline{k}_m = \frac{3\rho_1}{2} (\varpi - u_1) (u_\infty \sin \theta)^2 \sqrt{\frac{a(\rho_1 - \rho_2)}{3\gamma^3}}, \quad (4.21)$$

où  $u_\infty$  est la vitesse de l'écoulement gazeux uniforme non perturbée et  $\theta$  est l'angle polaire de la goutte. Puis, dans le cas d'une couche de vorticité épaisse et    partir de l'équation (4.14), ils montrent que le nombre d'onde  $\underline{k}_m$  est tel que

$$\underline{k}_m = \frac{\tilde{\varpi} - u_1}{2\delta_2} \sqrt{\frac{3a\rho_2(\rho_2 - \rho_1)}{\gamma\rho_1}}. \quad (4.22)$$

Le tableau 4.5 compare le nombre d'onde le plus amplifiée (adimensionnée par le diamètre initial de la goutte  $d_0$ ) déterminée    partir des simulations numériques de Jalaal et Mehravaran [52]    ceux prédits par la théorie de Marmottant et Villermaux [75] dans l'approximation d'une couche de vorticité infiniment mince [Eq. (4.21) et épaisse [Eq. (4.22)]. La comparaison est sans équivoque. Dans les deux cas, les nombres d'onde ne sont pas en bon accord. Un    deux ordres de grandeur séparent les résultats numériques des prédictions théoriques. On constate, cependant, que l'approximation d'une couche de vorticité épaisse réduit considérablement l'écart entre les simulations et la théorie. Le désaccord constaté ne permet donc qu'une validation purement qualitative de l'hypothèse d'une combinaison des instabilités de Kelvin-Helmholtz et de Rayleigh-Taylor dans le processus de formation des ligaments. Jalaal et Mehravaran [52] attribuent cette discordance    une modélisation trop simplifiée ou, entre autres, le profil de vitesse linéaire dans la couche limite et l'hypothèse d'une interface plane sont des conditions initiales trop éloignées du cas de l'interaction d'une goutte avec un écoulement gazeux.

Suite    leurs travaux et dans le même esprit, de nouveaux efforts de recherche ont très récemment été fournis par Meng et Colonius [79] dans l'espoir de valider, ou d'invalider, la responsabilité de

---

<sup>5</sup>La simulation est réalisée pour un écoulement incompressible et tient compte des effets capillaires. Le code numérique open-source Gerris [96] est exploitée.



Configuration	We	$d_0 \underline{k}_m$ (simulation)	$d_0 \underline{k}_m$ [Eq. (4.21)]	$d_0 \underline{k}_m$ [Eq. (4.22)]
3-D	100	35-40	1627	342

Table 4.5: Comparaison des résultats numériques de Jalaal et Mehravaran [52] à la théorie de Marmottant et Villermaux [75] dans l’approximation d’une couche de vorticit e infiniment mince [Eq. (4.21)] et épaisse [Eq. (4.22)].

l’instabilit e azimutale transverse, comme d ecrite par Marmottant et Villermaux [75], dans le processus de formation des ligaments. Une fois encore, des simulations num eriques<sup>6</sup> 3-D ont  et e effectu ees.   l’inverse des simulations num eriques conduites par Jalaal et Mehravaran [52], l’écoulement est ici compressible, mais les effets capillaires ne sont pas pris en compte. Sur la plan qualitatif, les simulations convergent vers le m ecanisme suspectée. En effet, la perte d’axisym etrie de la goutte est clairement observ ee. Cependant, une analyse de Fourier du champ de vitesse r evolant un d eveloppement rapide de la perturbation azimutale pour tous les modes ne permet pas la confirmation du d eveloppement d’une instabilit e de Rayleigh-Taylor transverse.

Le nombre d’onde le plus amplifiée d etermin e   partir des simulations num eriques 3-D (We=470) r ealis ees dans le cadre de cette th ese sont du m eme ordre de grandeur que ceux obtenus par Jalaal et Mehravaran [52]. Ainsi, sans surprise, la comparaison de nos r esultats avec le mod ele th eorique de Marmottant et Villermaux [75] n’est pas concluante. Du fait d’une vitesse d’écoulement sensiblement diff erente, le d esaccord observée est d’ailleurs bien plus important que celui rapportée par Jalaal et Mehravaran [52] comme l’indique la figure 4.24.   partir de l’analyse de Fourier et des images exp erimentales, nous avons estimée   environ huit le nombre de ligaments se d eveloppant autour du corps de la goutte (voir tableau 4.4). Les courbes illustr ees sur la figure 4.24 montrent que, pour We=470 et dans l’approximation d’une couche limite infiniment mince, cet ordre de grandeur est th eoriquement respectée d es lors que l’amplitude des ondes de Kelvin-Helmholtz est comprise entre  $10^{-4}$  et  $10^{-3}$  nm, ce qui n’est évidemment pas r ealiste au vu des images exp erimentales exhibant des ondes d’amplitudes microm etriques (submillim etriques). Ce d esaccord entre les r esultats num eriques et la mod elisation th eorique   We=470 est confortée par l’évolution de la modulation lorsque la tension de surface est n eglig ee. L’analyse de Fourier azimutale pr esent ee   la section 4.2.2 montre que la tension de surface ne semble pas influencer l’initiation de la perturbation azimutale. Que les effets capillaires soient n eglig es ou pas, le mode le plus amplifiée est le m eme. Cette observation est contradictoire avec la relation (4.20) qui pr evoit une influence imm ediate de la tension de surface.

De plus, en d epit de la perte d’axisym etrie av er ee de la goutte et du d eveloppement notable de perturbations azimutales transverses, la dynamique observ ee ne correspond pas totalement au m ecanisme initialement proposée par Marmottant et Villermaux [75]. Les r esultats num eriques où les effets capillaires sont n eglig es, r evolent la formation d’un nombre fini de ligaments ( $\mathcal{N} = 24$ ). Ceci est également

<sup>6</sup>Le code num erique open-source MCF [9] est exploitée.

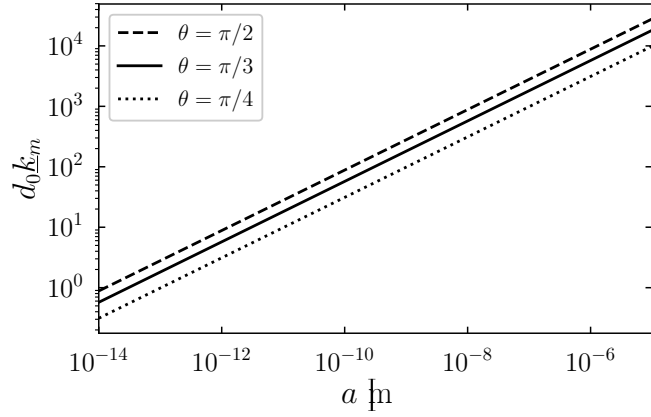


Figure 4.24: Dépendance fonctionnelle du nombre d'onde adimensionné  $d_0 k_m$  à l'amplitude de la perturbation primaire dans l'approximation d'une couche limite infiniment mince.

en désaccord avec la théorie décrite par la relation (4.20) qui prédit, pour  $\gamma \rightarrow 0$ , une longueur d'onde  $\underline{\lambda}_m$  infiniment petites et donc, un nombre de ligaments infini. De plus, le scénario proposé par Jalaal et Mehravaran suggère que les ligaments sont issus de l'élongation des crêtes de la perturbation azimutale par les forces aérodynamiques. Autrement dit, autant de ligaments que de crêtes sont attendus. Comme le montre la figure 4.25, le nombre de crêtes formées à la surface de la goutte ne correspond pas avec le nombre de ligaments ( $\mathcal{N} = 8$ ) finalement formés, ce qui suggère que ceux-ci ne sont pas directement issus de l'entraînement aérodynamique des perturbations. Au contraire, les observations expérimentales et numériques s'accordent à montrer que les ligaments sont formés à la suite du perçage aérodynamique des poches qui se développent entre les nervures formées sur la nappe.

Le désaccord entre la théorie de Marmottant et Villermaux [75] et les résultats numériques et expérimentaux peut effectivement être la conséquence d'un modèle analytique trop simplifié (p. ex., interface plane, profil de vitesse linéaire, théorie non-visqueuse [29]). Cependant, sur des aspects purement qualitatifs et phénoménologiques, nos simulations numériques et nos images expérimentales semblent difficilement converger vers un scénario où les ligaments seraient formés des suites de l'entraînement aérodynamique de perturbations axisymétriques produites par la combinaison des instabilités de Kelvin-Helmholtz et de Rayleigh-Taylor. Une toute autre physique sous-jacente n'est donc pas à exclure et, notamment, l'interaction de vortex (voir section 4.3.3) au voisinage des ondes Kelvin-Helmholtz.

### 4.3.2. Instabilité dans le cas d'une goutte sphérique

Comme nous l'avons montré dans la section 4.3.1.2, l'exploitation du modèle théorique de Marmottant et Villermaux [75] est peu concluante dans le cadre des études sur la fragmentation aérodynamique d'une goutte. L'une des raisons potentielles est le recours à une hypothèse d'interface plane. On trouve dans la littérature des études sur les instabilités de Rayleigh-Taylor dans le cadre de configura-

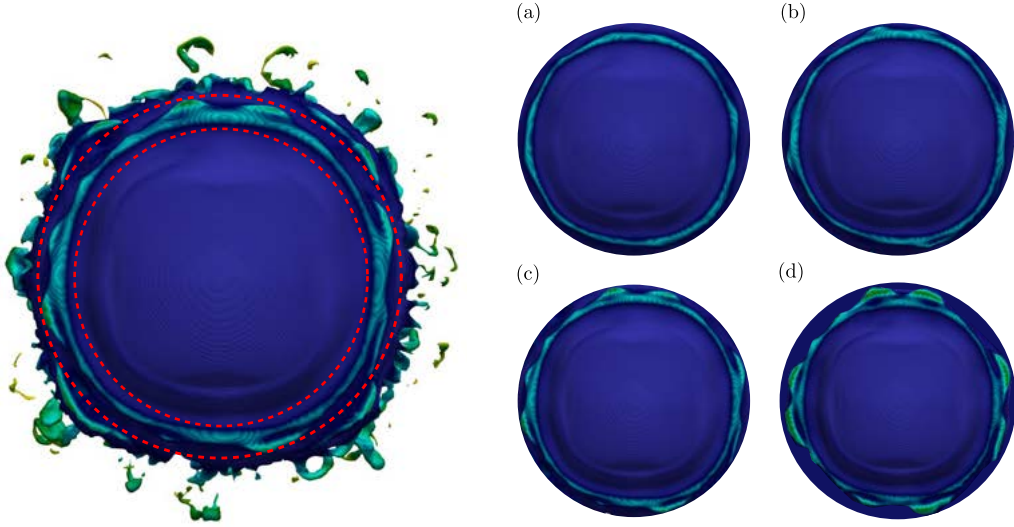


Figure 4.25: Développement de perturbations azimutale transverse pour  $We = 470$  (vue de face). Les temps caractéristiques  $\tilde{t}$  sont (a) 0.79, (b) 0.82, (c) 0.84 et (d) 0.86. Les images (a)-(d) sont des coupes.

tion sphérique, mais qui ne font intervenir que des accélérations radiales [11, 95]. À notre connaissance, la seule étude qui correspond au cas de la fragmentation aérodynamique d'une goutte est celle publiée par Harper *et coll.* [39]. Cependant, l'approche proposée par Harper *et coll.* [39] fait l'hypothèse d'une symétrie axiale du système qui ne permet pas de considérer une déstabilisation azimutale. Durant cette thèse, nous avons commencé à travailler sur une variante du modèle de Harper *et coll.* [39] qui tient compte de la dépendance azimutale de la stabilité de la goutte. Une fois abouti, ce travail devrait nous permettre d'établir la relation de dispersion généralisée. Cette section présente très brièvement notre modélisation.

Dans la suite, les indices 1 et 2 se réfèrent respectivement au fluide à l'extérieur de la goutte et celui la constituant. On considère une goutte liquide sphérique de diamètre initial  $R_0$ , de densité  $\rho_2$  et de viscosité dynamique  $\mu_2$ , immergée dans un fluide gazeux infini de densité  $\rho_1$ . Les deux fluides sont supposés incompressibles et immiscibles. La tension de surface du liquide est notée  $\gamma$  et est supposée constante. On appelle  $\theta$  et  $\phi$  les angles polaire et azimutal de la goutte. À l'état initial, les deux fluides sont au repos. La vitesse de la goutte est nulle tout comme l'accélération de son centre de masse. La pression dans le liquide et dans le gaz est constante. Le saut de pression au travers de l'interface liquide-gaz de la goutte est donné par l'équation de Laplace-Young [Eq. (1.6)]. A l'instant  $t = 0^+$ , le fluide autour de la goutte est instantanément mis en mouvement. L'écoulement gazeux est considéré parfait tandis que le liquide constituant la goutte est supposé visqueux. Les équations de la quantité de mouvement, du gaz et du liquide, décrivant la dynamique du système sont respectivement données par les équations d'Euler et de Navier-Stokes auxquelles s'ajoutent les conditions d'incompressibilité ( $\nabla \cdot \mathbf{u}_2 = \nabla \cdot \mathbf{u}_1 = 0$ ). La condition cinématique à l'interface liquide-gaz impose la continuité de la composante normale de la vitesse des deux fluides au travers de cette interface. La condition dynamique

traduit, quant à elle, l'équilibre des contraintes de part et d'autre de l'interface. À partir de là, on peut montrer que le saut du laplacien de la pression (Eq. 4.23) peut s'écrire seulement en fonction de la composante radiale de la vitesse de la phase liquide  $u_{2r}$  et de la déformation de l'interface  $\eta$ ,

$$\Delta_\pi p_2 - \Delta_\pi p_1 - 2\mu_2 \Delta_\pi \left( \frac{\partial u_{2r}}{\partial r} \right) = -\gamma \left( \frac{2}{R_0} + \Delta_\pi \right) \Delta_\pi \eta, \quad (4.23)$$

où  $\Delta_\pi$  est l'opérateur laplacien horizontal<sup>7</sup>. Puis, en prenant la divergence horizontale<sup>8</sup> des équations du mouvement, et en utilisant l'incompressibilité des écoulements, on montre que

$$\Delta_\pi p_1 = \rho_1 \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial}{\partial r} [r^2 u_{1r}] \right) + \rho_1 a \eta \cos \theta, \quad (4.26)$$

$$\Delta_\pi p_2 = \rho_2 \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial}{\partial r} [r^2 u_{2r}] \right) - \frac{\mu_2}{r_2} \Delta \left( r^2 \frac{\partial u_{2r}}{\partial r} \right) + \rho_2 a \eta \cos \theta. \quad (4.27)$$

On insère ensuite les expressions de (4.26) et (4.27) dans l'équation (4.23), ce qui donne

$$\begin{aligned} \rho_2 \left[ \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial}{\partial r} [r^2 u_{2r}] \right) + a \eta \cos \theta \right] - \rho_1 \left[ \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial}{\partial r} [r^2 u_{1r}] \right) + a \eta \cos \theta \right] \\ - \mu_2 \left[ \frac{1}{r_2} \Delta_\pi \left( r^2 \frac{\partial u_{2r}}{\partial r} \right) + 2 \Delta \left( \frac{\partial u_{2r}}{\partial r} \right) \right] = -\gamma \left( \frac{2}{R_0} + \Delta_\pi \right) \Delta_\pi \eta. \end{aligned} \quad (4.28)$$

Le caractère incompressible des écoulements permet de décomposer leurs vitesses en un champ poloïdal et un champ toroïdal  $\mathbf{u} = \nabla \times (\nabla \times \mathbf{r}S) + \nabla \times (\mathbf{r}T)$  [12], où  $S$  et  $T$  sont respectivement le potentiel scalaire poloïdal et toroïdal, et  $\mathbf{r}$  est le rayon vecteur. On note que seule la composante poloïdale du champ de vitesse est nécessaire pour calculer  $u_{2r}$ . Partant de ce constat, on développe  $\eta$  et  $S$  en séries d'harmoniques sphériques

$$\eta(\theta, \phi; t) = \sum_{l=0}^{+\infty} \sum_{m=-l}^l \eta_{lm} Y_l^m(\theta, \phi), \quad (4.29)$$

$$S(r, \theta, \phi; t) = \sum_{l=0}^{+\infty} \sum_{m=-l}^l s_{lm} Y_l^m(\theta, \phi), \quad (4.30)$$

où les coefficients des harmoniques dépendent uniquement de la variable radiale  $r$  et du temps  $t$ . Les fonctions  $Y_l^m(\theta, \phi)$  sont les harmoniques sphériques définies par [82]

$$Y_l^m(\theta, \phi) = \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi} \frac{(l-m)!}{(l+m)!}} P_l^m(\cos \theta) e^{im\phi}, \quad (4.31)$$

où  $P_l^m(\cos \theta)$  sont les polynômes de Legendre associés. En utilisant les relations (4.29) et (4.30) dans

---

7

$$\Delta_\pi \equiv \frac{1}{R_0^2 \sin \theta} \left[ \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} \right] \quad (4.24)$$

8

$$\nabla_\pi \cdot \equiv \frac{1}{R_0 \sin \theta} \left[ \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta e_\theta \cdot) + \frac{\partial}{\partial \phi} e_\phi \cdot \right] \quad (4.25)$$

(4.28), on trouve le résultat suivant

$$\sum_{l,m} [(A_l \sigma^2 + B_l \sigma + C_l) \eta_l^m + D_l \eta_{l+1}^m + E_l \eta_{l-1}^m] Y_l^m(\theta, \phi) = 0, \quad (4.32)$$

où  $\sigma$  est le taux de croissance. Les coefficients  $A_l$ ,  $B_l$ ,  $C_l$ ,  $D_l$  et  $E_l$  qui multiplient les harmoniques sphériques dans la relation (4.32) sont donnés par

$$A_l = R_0^2 \left[ l \rho_2 + (l+1) \rho_1 \frac{2l J_{l+3/2}(kR_0) - kR_0 J_{l+1/2}(kR_0)}{2J_{l+3/2}(kR_0) - kR_0 J_{l+1/2}(kR_0)} \right], \quad (4.33)$$

$$B_l = -2\mu_2 \sigma (l^2 - 1) \left[ \frac{(k^2 R_0^2 + 2l^2 + 4l) J_{l+3/2}(kR_0) + kR_0 (2l+1) J_{l+1/2}(kR_0)}{2J_{l+3/2}(kR_0) - kR_0 J_{l+1/2}(kR_0)} \right], \quad (4.34)$$

$$C_l = \frac{l(l^2 - 1)(l+2)}{R_0} \gamma, \quad (4.35)$$

$$D_l = -2aR_0(\rho_2 - \rho_1) \left[ \frac{(l+1)^2 - m^2}{(2l+3)(2l+1)} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (4.36)$$

$$E_l = -2aR_0(\rho_2 - \rho_1) \left[ \frac{l^2 - m^2}{4l^2 - 1} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (4.37)$$

où  $J_{l+1/2}(kR_0)$  et  $J_{l+3/2}(kR_0)$  sont, respectivement, les fonctions de Bessel sphérique de degrés  $l+1/2$  et  $l+3/2$ , et  $k = \sqrt{\sigma \rho_2 / \mu_2}$ . L'orthogonalité des  $Y_l^m(\theta, \phi)$  implique que tous les coefficients qui multiplient les harmoniques sphériques sont nuls quels que soient le degré  $l$  et l'ordre  $m$ , ce qui donne le système linéaire d'équations aux différences (4.38) dont une solution triviale n'existe que, si et seulement si, le déterminant du système est nul.

$$(A_l \sigma^2 + B_l \sigma + C_l) \eta_l^m + D_l \eta_{l+1}^m + E_l \eta_{l-1}^m = 0. \quad (4.38)$$

La résolution numérique de ce système, qui n'a pas pu être menée dans le cadre de cette thèse, nous permettra de terminer notre étude de stabilité d'une goutte sphérique. Nous espérons pouvoir communiquer nos résultats très prochainement.

### 4.3.3. Interactions vortex-interface

Comme indiqué précédemment, un autre mécanisme que celui de Marmottant et Villermaux [75] n'est pas à exclure en ce qui concerne le processus de formation des ligaments. Sur le principe, la dynamique des vortex à l'interface de la goutte peut également conduire à la déstabilisation azimutale de la nappe liquide et la formation des ligaments. En effet, le cisaillement induit par les forces aérodynamiques génère de la vorticité azimutale  $\omega_\theta$  à la surface de la goutte donnant lieu à la création de vortex toroïdaux (que l'on appellera *vortex KH* par la suite) à l'origine du développement d'ondes axisymétriques de Kelvin-Helmholtz. Comme Zandian *et coll.* [152] l'ont récemment montré dans le cas d'un jet liquide soumis à un écoulement gazeux co-axial, les vortex KH initialement axisymétriques gagnent en vorticité axiale  $\omega_x$  au cours de leur croissance et se déforment en adoptant une structure en épingle (*hairpin*). Suite à cette déformation, des paires de vortex contrarotatifs sont générées. Deux

configurations peuvent alors être discutées : l’une considérant une distribution de vortex symétrique par rapport à l’onde de Kelvin-Helmholtz, et l’autre supposant une distribution asymétrique.

#### 4.3.3.1. Distribution symétrique

Dans le cas d’une distribution symétrique des tourbillons, Zandian *et coll.* montrent que les paires de vortex contrarotatifs sont à l’origine de la formation de lobes sur l’onde de Kelvin-Helmholtz et donc à sa perte d’axisymétrie. Notamment, ils corrélient avec succès le nombre d’onde (c.-à-d., la longueur d’onde azimutale) des lobes au nombre de paires de vortex contrarotatifs. Ainsi, lorsque la vorticité axiale  $\omega_x$  devient comparable à  $\omega_\theta$ , une instabilité 3-D peut se développer conduisant à la perte d’axisymétrie et à la déformation azimutale des ondes de Kelvin-Helmholtz. Comme l’illustre

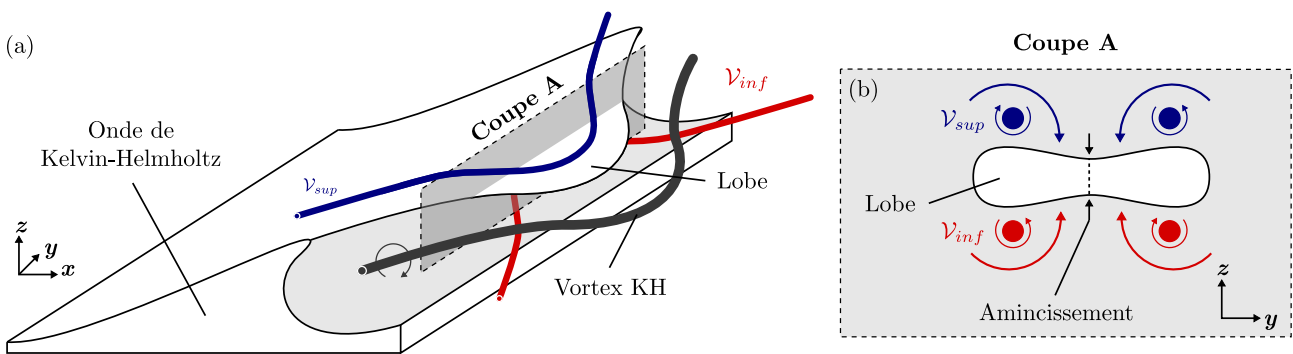


Figure 4.26: (a) Schéma 3-D de la superposition de deux vortex en épingle contra-rotatifs, l’un au-dessus du lobe (bleu) et l’autre en-dessous (rouge). (b) Coupe  $z - y$  (plan A) du lobe de l’onde Kelvin-Helmholtz illustrant l’action combinée des deux vortex à l’origine de l’amincissement du lobe. Les vortex sont périodiques suivant les directions  $x$  et  $y$ . Ce schéma s’inspire de la figure 16 de la référence [152].

la figure 4.26(a), l’interaction de vortex contrarotatifs est également à l’origine de la formation de ligaments à partir des lobes formés. Ce schéma représente la superposition de vortex en épingle, contrarotatifs, à l’interface liquide-gaz du lobe d’une onde de Kelvin-Helmholtz : le vortex supérieur ( $\mathcal{V}_{sup}$ ) qui part du sommet du lobe et s’étend en aval; et le vortex inférieur ( $\mathcal{V}_{inf}$ ) qui prend place sous le lobe en s’étendant en amont. Le vortex KH principal est schématisé en gris. La figure 4.26(b) montre une coupe transverse (coupe A) du complexe de vorticité constitué par les vortex  $\mathcal{V}_{inf}$  et  $\mathcal{V}_{sup}$ . L’alignement des deux vortex  $\mathcal{V}_{inf}$  et  $\mathcal{V}_{sup}$  est assuré par l’effet rouleau du vortex KH. L’interaction de ces deux vortex en épingle, d’orientation opposée, génère un effet laminoir qui tend à affiner le lobe en son centre. Cet amincissement local favorise la perforation du lobe en son centre. Un pont liquide, résiduel du lobe perforé, est alors formé et est étiré dans l’axe de l’écoulement jusqu’à rupture. En se brisant, le pont forme une paire de ligaments attachés au corps du jet liquide et à ce qu’il reste de l’onde de Kelvin-Helmholtz. Zandian *et coll.* révèlent que la formation des ponts liquides et leurs ruptures successives constituent un processus global qui est répétitif et périodique.

La production de vorticité axiale  $\omega_x$  semble être le mécanisme gouvernant la déstabilisation 3-D de l’interface liquide-gaz du jet et le processus sous-jacent à la formation de lobes et, successivement, de

ligaments par rupture des ponts liquides. Sur les temps qui nous intéressent, c'est-à-dire ceux pour lesquels les instabilités 3-D se manifestent, Jarrahbashi et Sirignano [53] montrent que les effets baroclines introduits respectivement par les composantes radiale et tangentielle des gradients de densité et de pression ne gouvernent plus la production de vorticité axiale. Celle-ci est, en fait, générée par l'inclinaison (*tilting*) et l'étirement des vortex (*stretching*). Ils montrent d'ailleurs que pour des fluides de densités comparables, la perturbation azimutale se manifeste. Ce qui, en outre, écarte l'instabilité de Rayleigh-Taylor comme mécanisme prédominant.

Dans le cadre de la fragmentation aérodynamique d'une goutte, nos observations quant   la déstabilisation azimutale transverse observée et la formation des ligaments sont en bon accord qualitatif avec le mécanisme proposé par Jarrahbashi et Sirignano et Zandian *et coll.*. La figure 4.27 montre une com-

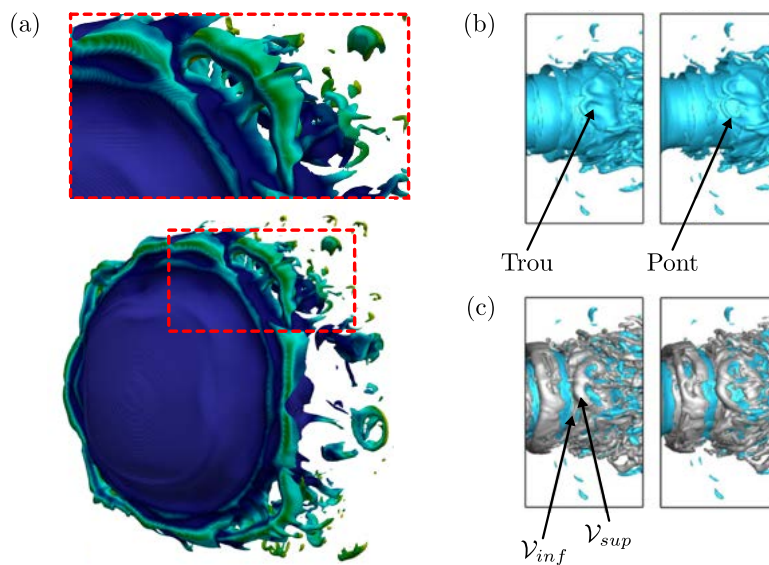


Figure 4.27: (a) Observation de structures pseudoligamentaires semblables aux ponts liquides décrits par Zandian *et coll.* dans le cas de la fragmentation aérodynamique d'une goutte. (b) Formation des ponts liquides donnant lieu, *in fine*,   des ligaments. (c) Visualisation des vortex   la surface du liquide observée en (b). Les images (b) et (c) sont adaptées de Zandian *et coll.* [49]

paraison des structures pseudoligamentaires (ligaments et ponts) observées   partir des simulations 3-D conduites dans le cadre de ce travail de thèse [Fig. 4.27(a)] et celles réalisées par Zandian *et coll.* [152] [Fig. 4.27(b-c)]. Sur la figure 4.27(a), il est clairement observé une structure morphologiquement identique aux ponts et ligaments centraux précédemment discutés et illustrés sur les figures 4.27(b-c). La nature récurrente du processus de formation des lobes, des ponts et des ligaments est également en accord avec nos observations qui ont montré une récurrence périodique dans le processus de rupture des ligaments que nous avons associé au lâcher de vortex dans le sillage de la goutte. Enfin, nous avons montré que la tension de surface ne semble pas être un paramètre dominant de l'instabilité 3-D observée ce qui, une fois encore, n'est pas contradictoire avec le mécanisme d'interaction de vortex-interface proposé par Zandian *et coll.*

### 4.3.3.2. Distribution asymétrique

Malgré un bon accord qualitatif entre nos résultats numériques et les travaux de Zandian *et coll.* [152], une distribution symétrique des vortex autour de l'onde de Kelvin-Helmholtz est peut-être une simplification excessive dans le cas de la fragmentation d'une goutte d'eau par un écoulement d'air. Entre autres, Jain *et coll.* [50] ont récemment montré que pour de forts rapports de densité, le vortex KH perd sa nature axisymétrique qui, par effet rouleau, permettait l'alignement des vortex  $\mathcal{V}_{sup}$  et  $\mathcal{V}_{inf}$ . Une distribution asymétrique des tourbillons autour de l'onde de Kelvin-Helmholtz est donc à prévoir. Nous conviendrons que dans une telle configuration, l'effet laminoir conduisant à l'amincissement de la nappe liquide jusqu'à perforation, n'est plus un mécanisme valable (la distribution symétrique et le caractère contrarotatif des vortex sont des propriétés nécessaires à un mécanisme d'amincissement, mais pas suffisantes). En revanche, et comme l'indique la figure 4.28, les dépressions locales  $P_-$  induites par les tourbillons de part et d'autre de l'objet liquide ne se compensent plus et sont opposées à la pression du gaz ambiant  $P_+ > P_-$ . Dans le cas d'un jet liquide cylindrique comme d'une goutte d'eau, nous pouvons légitimement penser que ces différentiels de pression successifs conduisent à la modulation azimuthale de l'onde de Kelvin-Helmholtz. On peut alors imaginer que les ligaments se forment lorsque l'amplitude des oscillations devient trop importante et que le liquide se déchire entre les pics et les creux de la modulation. Si ce mécanisme venait à se confirmer, le nombre d'onde de la modulation et le nombre de paires de vortex serait donc dépendant. Bien qu'il n'existe aucune preuve

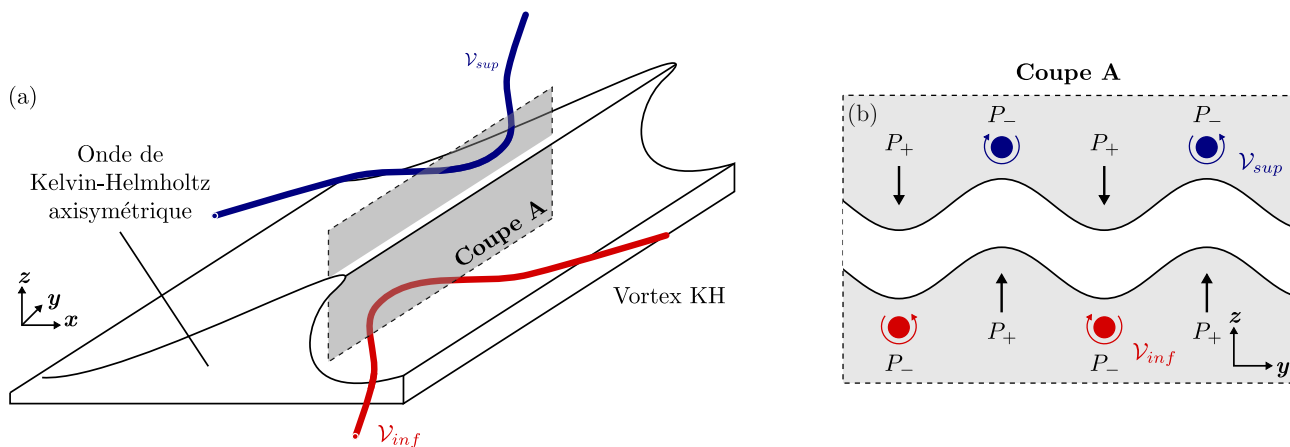


Figure 4.28: (a) Schéma 3-D de la superposition de deux vortex en épingle contra-rotatifs non-alignés, l'un au-dessus du lobe (bleu) et l'autre en-dessous (rouge). (b) Coupe  $z-y$  (plan A) de l'onde Kelvin-Helmholtz illustrant l'action combinée des deux vortex à l'origine d'un différentiel de pression de part et d'autre de l'onde. Les flèches noires illustrent la pression  $P_+$  du gaz ambiant exercée sur l'objet liquide, supérieure à la dépression  $P_-$  générée par les tourbillons.

directe d'un tel scénario (en configuration sphérique comme cylindrique), ce dernier semble compatible avec les résultats numériques obtenus dans ce travail de thèse (c.-à-d., processus récurrent, initiation de la modulation azimuthale indépendante des effets capillaires). Que cela concerne une distribution symétrique ou asymétrique des tourbillons, une étude à part entière sur la question est méritée et sera conduite ultérieurement à ce travail de thèse.



## 4.4. Rupture du corps résiduel

Dans cette section, une discussion portant sur le devenir du corps résiduel de la goutte, une fois la dynamique ligamentaire cyclique terminée, est proposée sur la base d'observations expérimentales obtenues par diagnostic combiné PLIF-ombroscopie (voir section 2.3.4). Nous verrons que pour  $500 \lesssim We \lesssim 800$ , la perte de l'intégrité structurelle du corps résiduel est liée au développement d'une cavité gazeuse centrale probablement induite par un processus d'emprisonnement d'air. Pour  $800 \lesssim We \lesssim 1500$ , l'existence d'une cavité gazeuse croissante au voisinage du point de stagnation avant de la goutte sera mise en évidence. À l'exception de la figure 4.29(k), les figures 4.29 et 4.31 sont enregistrées à une fréquence d'acquisition de 96 kHz et une résolution spatiale d'environ  $26 \mu\text{m}/\text{px}$ . Pour rappel, l'intensité de fluorescence est représentée en niveaux de vert et est superposée au signal d'ombroscopie en niveaux gris. La figure 4.29(k) est réalisée en PLIF simple, non combinée, et à fort grossissement. La fréquence d'acquisition est de 40 kHz et la résolution spatiale est de  $6.8 \mu\text{m}/\text{px}$ . Pour des raisons de lisibilité, l'intensité de fluorescence sur la figure 4.29(k) apparaît en niveau de gris. Dans tous les cas, l'épaisseur moyenne de la nappe laser est d'environ  $200 \mu\text{m}$ .

### 4.4.1. Cavité centrale

La séquence d'image présentée sur la figure 4.29 est obtenue à partir d'une unique expérience de fragmentation à  $We = 762$  et pour une goutte initialement oblate. Pour des raisons de lisibilité, les images sont présentées à  $90^\circ$ . Ainsi, sur la figure 4.29, l'onde de choc et l'écoulement induit se propagent

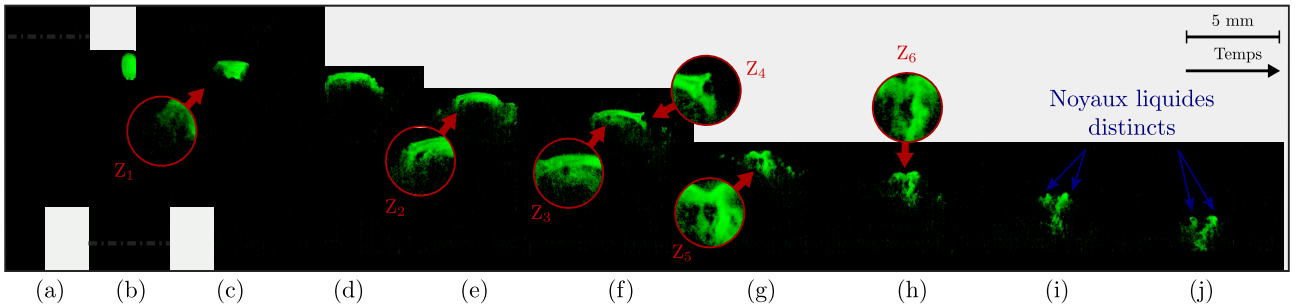


Figure 4.29: Manifestation de cavités gazeuses au cours d'une expérience de fragmentation aérodynamique à  $We = 762$ . Les temps, physiques, sont donnés en  $\mu\text{s}$ : (a)  $< 0$ , (b) 25, (c) 98, (d) 202, (e) 307, (f) 359, (g) 463, (h) 505, (i) 546 and (j) 588.

du haut vers le bas. À l'inverse de l'imagerie par ombroscopie qui intègre toute l'information sur le volume, les images de PLIF permettent de résoudre la structure diphasique interne de la goutte, et donc de mettre en évidence des changements topologiques que l'ombroscopie ne peut détecter. Ces changements sont particulièrement observables en traquant les fluctuations d'intensité dès  $t = 307 \mu\text{s}$ . En effet, une inspection attentive du grossissement proposé sur la figure 4.29(f) montre l'existence de deux zones noires sur le fond vert ( $Z_3$  et  $Z_4$ ). Ces régions sombres, non fluorescentes, révèlent la présence de cavités gazeuses dans la phase liquide fluorescente. Leur proximité avec la surface de la goutte suggère que la formation de ces cavités résulte d'un processus d'emprisonnement de l'air à

l'interface. Néanmoins, la fréquence d'acquisition, pourtant déjà importante, ne permet pas de capturer la formation progressive de ces cavités et donc de discuter le mécanisme physique sous-jacent. Un scénario plausible expliquant la formation de telles poches gazeuses serait un phénomène de *breaking wave* à la surface de la goutte. En se développant, les ondes de cisaillement formées à l'interface de la goutte s'enroulent autour d'un volume d'air et se brisent en impactant la surface. L'air autour duquel l'onde s'est enroulée est alors emprisonné entre l'onde et la surface de la goutte, puis convectée en profondeur. C'est ce que pourraient montrer les grossissements  $Z_2$  et  $Z_4$ . Sur la figure 4.29(g),

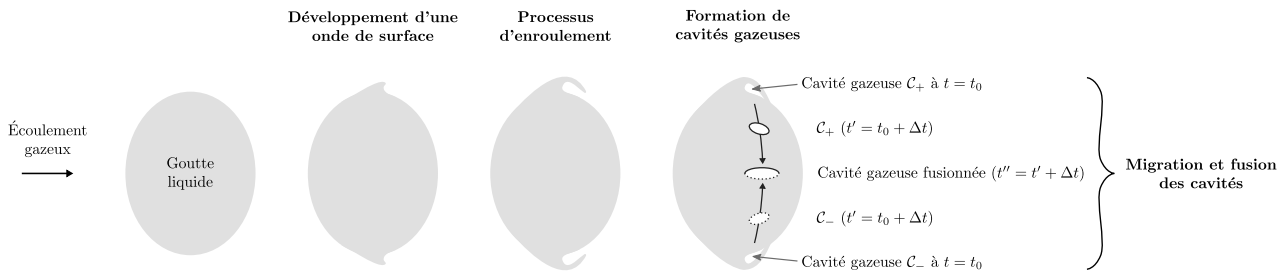


Figure 4.30: Processus de formation des cavités gazeuses (*breaking wave*) et schématisation du scénario de migration et de fusion des cavités au centre du corps résiduel de la goutte.

l'ombroscopie montre la goutte fragmentée comme une unique silhouette noire avec un affaissement au niveau du point de stagnation avant. Sans PLIF, nous pourrions penser que le corps résiduel de la goutte s'est fragmenté en au moins deux morceaux. Cependant, grâce à la PLIF, il est évident de constater que le corps résiduel conserve encore son intégrité structurelle. Il contient, en revanche, une poche d'air centrale mise en évidence par la zone noire en  $Z_5$ . Avec le temps, cette poche gazeuse centrale se distord et s'étire dans la direction de l'écoulement ( $Z_6$ ) jusqu'à atteindre l'interface de la goutte et déchirer le corps résiduel en plusieurs noyaux liquides, ici indiqués par les flèches bleues sur les figures 4.29(i)-(j). Ces observations montrent que les poches gazeuses, et notamment la poche centrale, agissent comme des points de fragilité favorisant la rupture du corps résiduel. L'origine de la poche centrale observée en  $Z_5$  reste à comprendre. Une fusion des poches gazeuses formées à la surface et convectées vers le centre de la goutte est une piste probable.

Cette rupture du corps résiduel de la goutte, des suites du développement d'une cavité gazeuse au centre de la goutte, est observée pour tous les essais réalisés et répétés sur la gamme  $500 \leq We \leq 800$ .

#### 4.4.2. Cavité frontale

Le mode de fragmentation *catastrophic breakup* est sujet à débats depuis plusieurs années, notamment depuis l'article critique de Theofanous et Li [134] concernant les travaux de Joseph *et coll.* [56] déclarant l'instabilité de Rayleigh-Taylor comme étant le mécanisme sous-jacent à la rupture du corps résiduel de la goutte. Sur la base d'observations expérimentales acquises par ombroscopie, Joseph *et coll.* [56] rapportent l'apparition et la croissance de perturbations sur le front de goutte et les associent à l'instabilité de Rayleigh-Taylor. Ils parlent notamment de *Rayleigh-Taylor fingers*. Theofanous

et Li, de leur côté, montrent à partir d'images réalisées par PLIF que les observations de Joseph *et coll.* ne sont qu'un artefact induit par l'effet d'intégration le long du chemin optique qu'implique la technique d'ombroscopie<sup>9</sup>. Ils démontrent notamment l'absence des fameux doigts de Rayleigh-Taylor et concluent que le noyau liquide reste une entité cohérente et intègre soumise au processus de SIE. Nos observations, réalisées à l'aide du diagnostic combiné ombroscopie-PLIF confirment l'absence de perturbation liée au développement de l'instabilité de Rayleigh-Taylor sur le front de goutte (Fig. 4.31). Cependant, elles ne s'accordent pas entièrement avec les conclusions apportées par Theofanous et Li quant au devenir du corps résiduel de la goutte. La figure 4.31 montre trois séquences d'images sur

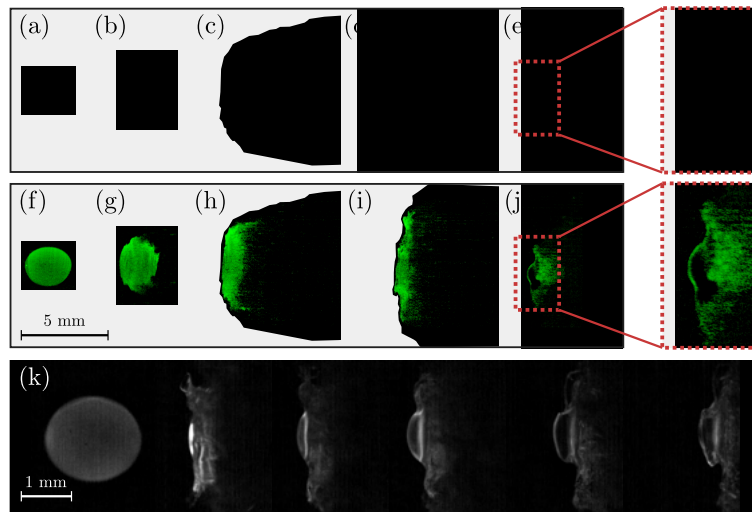


Figure 4.31: Visualisation d'une cavité gazeuse sphérique au cours d'une expérience de fragmentation à  $We = 1447$ . Les temps, physiques, sont donnés en  $\mu s$ : (a,f)  $< 0$ , (b,g) 129, (c,h) 289, (d,i) 419 and (e,j) 779. (k) Séquence d'images obtenue par imagerie PLIF non combinée à fort grossissement.

trois lignes. Les deux premières lignes, c'est-à-dire les figures (a-e) et (f-j), présentent la même séquence : en ombroscopie pure sur la première ligne et avec une superposition de l'ombroscopie et de la PLIF sur la seconde. Jusqu'aux figures (d) et (i), le morphologie de la goutte est en totale adéquation avec la description proposée plus tôt dans ce chapitre. La goutte perd sa sphéricité au profit d'une forme en muffin et des ondes de type de Kelvin-Helmholtz se développent à sa surface [Fig. 4.31(a)-(b) et (f)-(g)]. Puis, la masse liquide située aux pôles de la goutte est entraînée par l'écoulement jusqu'à former une nappe liquide cylindrique autour, et en aval, du corps de la goutte [Fig. 4.31(b)-(c) et (g)-(h)]. Ensuite, la nappe se redresse dans la direction transverse à l'écoulement [Fig. 4.31(c)-(d) et (h)-(i)]. Intéressons nous à présent à l'image figure 4.31(e) et le grossissement associé dans l'encadré rouge. Un front ondulé est clairement visible avec au moins deux larges ondulations morphologiquement similaires aux *Rayleigh-Taylor fingers* observés par Joseph *et coll.*. La superposition avec l'imagerie par PLIF [Fig. 4.31(j)] révèle que ce front ondulé n'est pas un artefact lié à l'intégration de l'information par l'ombroscopie, mais que la bosse centrale qui se dessine sur le front de la goutte résulte de la croissance

<sup>9</sup> "The catastrophic regime, as envisioned by Joseph et al., does not exist; it was a mirage of the shadowgraphs used to "visualize" waves." [134]

d'une cavité gazeuse à l'intérieur du noyau liquide. Cette cavité se développe entre un film liquide sphérique (en amont) et le reste du corps résiduel de la goutte (en aval).

Une observation de la cavité gazeuse par PLIF non-combinée à fort grossissement, offrant une meilleure résolution spatiale, a été réalisée afin, d'une part, de confirmer l'existence de la cavité et lever ainsi toute ambiguïté sur un possible artefact, et d'autre part, de pouvoir quantitativement caractériser la cavité [Fig. 4.31(k)]. Il apparaît que l'épaisseur moyenne du film liquide est d'environ  $100\ \mu\text{m}$ . La cavité gazeuse devient perceptible dès  $\tilde{t} \approx 2.0$ . À  $\tilde{t} \approx 2.3$ , sa grandeur caractéristique atteint en moyenne 20% du diamètre initial de la goutte. Le corps résiduel de la goutte perd son intégrité structurelle avec l'effondrement de la cavité gazeuse. Cet effondrement semble être induit par l'ouverture, à contre-courant, du film liquide. Car très rarement observé, le processus de rupture du film reste encore très obscur, tout comme le temps auquel cela se produit. De même, aucune piste quant à l'origine physique de cette cavité n'a été identifiée à ce jour, et ce, probablement du fait des capacités technologiques limitées (en matière de résolution temporelle notamment).

La formation d'une telle cavité n'est pas visible sur les images de PLIF proposées par Theofanous et Li et ce, probablement du fait d'un rapport trop élevé entre l'épaisseur de la nappe laser et le diamètre initial de la goutte qui est d'environ 30%. Ceci implique que le signal de fluorescence collecté par la caméra est un signal intégré sur  $0.3d_0$  et donc que toute cavité gazeuse inférieure à  $0.3d_0$  ne peut pas être détectée. Or d'après nos mesures, la cavité observée ne dépasse pas  $0.2d_0$ .

La rupture du corps résiduel de la goutte, des suites du développement d'une cavité gazeuse à hauteur du point de stagnation avant de la goutte, est observée pour tous les essais réalisés et répétés sur la gamme  $We \in [800, 1500]$ .



---

## Conclusions et perspectives

---

CE travail de thèse est une contribution à la compréhension des processus de fragmentation aérodynamique d'une goutte d'eau, induite par une onde de choc plane, à la transition entre les régimes de fragmentation *Rayleigh-Taylor Piercing* et *Shear-Induced Entrainment*. La littérature définit ce régime transitoire sur l'intervalle  $We \sim 10^2 - 10^3$ .

La caractérisation expérimentale des mécanismes de fragmentation s'appuie sur l'exploitation d'un tube à choc et de deux diagnostics optiques : l'ombroscopie rapide à fort grossissement et un système d'imagerie rapide multimode couplant la fluorescence induite par plan laser à l'ombroscopie classique. L'ensemble des moyens expérimentaux a été finement qualifié afin d'éviter toutes interprétations malheureuses des résultats acquis lors des expériences de fragmentation. Plus particulièrement, l'onde de choc et la topologie de l'écoulement ont été caractérisées par capteur de pression dynamique, strioscopie ultrarapide et PIV. Nous avons montré qu'à hauteur de la zone d'essai, l'onde de choc est parfaitement établie (c.-à-d., front d'onde plan et mince, vitesse de propagation constante) et l'écoulement est laminaire, homogène et stationnaire. Concernant les diagnostics optiques, nous avons vu que le couplage d'une cellule de fluorescence à un système de recirculation par pompe permet le rafraîchissement rapide des molécules fluorescentes. La combinaison de cette cellule à un laser haute cadence offre donc la possibilité de générer un rétroéclairage pulsé à haute fréquence (40 kHz) suffisamment intense pour produire une imagerie à fort grossissement. En l'occurrence, un télescope de Maksutov-Cassegrain a été exploité. L'ensemble de ces éléments a permis la mise en place d'un diagnostic d'ombroscopie rapide à fort grossissement conciliant la résolution en temps et en espace. La dynamique spatio-temporelle atteinte avec ce dispositif est inédite dans le contexte de la fragmentation et permet, pour la première fois, de produire des séquences d'images à fort grossissement à partir d'un unique essai (c.-à-d., sans avoir recours à une quelconque reconstruction). Le second diagnostic développé dans le cadre de cette thèse est un système d'imagerie combinant la technique d'ombroscopie à celle de PLIF. Pour ce faire, un traceur fluorescent (solution pharmaceutique d'éosine disodique Y (non toxique) à 200 mg/L) est incorporé à la goutte d'eau et excité par un rayonnement laser continu. Un effort de caractérisation important du mélange eau-traceur a été effectué afin de s'assurer que l'ajout d'un colorant fluorescent dans l'eau ne modifie pas ses propriétés physiques (desquels dépendent fortement les mécanismes de déformation et de rupture de la goutte) et que la dynamique spatiale, temporelle et spectrale du signal de fluorescence est en adéquation avec celle de la fragmentation. Le diagnostic combiné permet une visu-

alisation plane des processus de fragmentation qui n'est pas biaisée par les effets d'intégration comme ceux inhérents à l'ombroscopie par exemple. Nous avons également montré, avec succès, l'aptitude du diagnostic à résoudre les structures diphasiques grâce à la fluorescence dont le rayonnement n'est perceptible que dans la phase liquide (du moins sur une largeur spectrale de 200 à 1000 nm). Les résultats expérimentaux acquis dans le cadre de ce travail de thèse ont été complétés par des simulations numériques réalisées à partir d'un code open-source dédié aux écoulements multiphasiques compressibles (ECOGEN). Ensemble, les outils expérimentaux et numériques ont permis d'établir une première description phénoménologique originale de la fragmentation d'une goutte d'eau à la transition RTP-SIE, de l'interaction de la goutte avec l'onde de choc jusqu'à la rupture finale du corps résiduel.

Dans un premier temps, nous nous sommes évertués à mettre en évidence les effets de l'onde de choc incidente sur la goutte d'eau. Parce que le temps de relaxation de la goutte est plus important que la durée de son interaction avec l'onde de choc, et du fait d'une forte différence d'impédance entre l'eau et l'air, nous avons plutôt tendance à croire que l'onde de choc n'a aucune influence sur la goutte. Cependant, à partir d'une modélisation théorique basée sur la théorie des rayons en optique et acoustique géométriques et de simulations numériques 2-D en parfait accord, nous avons montré que la convergence et l'amplification des réflexions dans la goutte peuvent conduire à un champ de pression négative suffisamment intense pour être à l'origine d'un processus de cavitation. En effet, lors de son interaction avec la goutte, l'onde de choc incidente lui transmet une partie de son énergie sous la forme d'une surface d'onde convexe se propageant à une vitesse proche de la célérité du son dans l'eau. Du fait de la différence d'impédance acoustique entre l'eau et l'air, ce front constitue une onde de compression. Les premières réflexions, formées par l'interaction de l'onde de compression avec les bords intérieurs de la goutte, convergent sur une surface de focalisation (c.-à-d., la caustique des réflexions premières) où se concentre la densité d'énergie de l'onde réfléchie. L'onde réfléchie étant une détente, la caustique est donc le lieu des points de plus basse pression. Le point de focalisation du front de détente se situe sur l'axe de symétrie à une distance  $(x_0 - x_{\Omega_{S_f}})[1 + 2(x_0 - x_{\Omega_{S_f}})/R_0]^{-1}$  du centre de la goutte. Il s'agit du point focal des rayons paraxiaux où se situe la plus forte concentration en rayons réfléchis. Par conséquent, c'est aussi le point de plus haute densité d'énergie à l'origine d'un minimum de pression. Les simulations numériques 2-D nous ont permis d'apprécier le champ de pression à l'intérieur de la goutte et, notamment, d'évaluer les pressions négatives en fonction du nombre de Mach de l'onde de choc incidente. Afin de déterminer le Mach critique  $M_{s,c}$  à partir duquel un processus de cavitation devient possible et sur la base des travaux de Sembian *et coll.*, nous avons choisi un seuil de pression à rupture pour l'eau d'environ -23 bar (car, pour rappel, le code numérique exploité ne traite pas les changements de phase). Ce seuil étant probablement surestimé, les résultats numériques nous ont amenés à conclure que  $1.5 \lesssim M_{s,c} \lesssim 1.7$ . La manifestation d'un phénomène de cavitation nécessite, sans aucun doute, des efforts de recherche numériques et expérimentaux supplémentaires. Néanmoins, si cela venait à se confirmer, les conséquences sur le processus de fragmentation pourraient être majeures. Entre autres, une fin précoce de la fragmentation est envisageable du fait du développement possible d'un (ou plusieurs) jet tranverse lors de l'effondrement des bulles de cavitation [71] qui pourrait déchirer le corps de la goutte en plusieurs fragments.

À partir d'expériences de fragmentation impliquant des ondes de choc à Mach 1.3, pour lesquelles nous pouvons raisonnablement exclure un processus de cavitation, nous nous sommes ensuite intéressés à la dynamique interfaciale et ligamentaire auxquelles la goutte est soumise sous l'effet des forces aérodynamiques. Grâce à l'ombroscopie rapide à fort grossissement, nous avons alors vu que la déformation de la surface est initiée par le développement de perturbations sur le front arrière de la goutte (déformation primaire) que nos mesures corrélaient à l'interaction de champs de vorticités contrarotatifs dans la zone de recirculation. Assez rapidement s'en suit la croissance de perturbations axisymétriques sur le front avant de la goutte liées aux effets de cisaillement. Nous avons montré qu'elles prennent naissance dans la région où le taux de cisaillement est le plus élevé, c'est-à-dire, au voisinage de  $45^\circ$  [138]. Ces perturbations sont convectées jusqu'au pôle de la goutte où elles sont ensuite entraînées par l'écoulement incident. Ainsi, débute l'étape de déformation secondaire. L'élongation de la perturbation au pôle forme une nappe liquide cylindrique qui entoure le corps de la goutte. Celle-ci subit ensuite une modulation azimutale (qui se manifeste par des plis sur la nappe) dont la croissance, couplée à un processus de perforation aérodynamique, est à l'origine de la formation de ligaments périodiquement distribués autour du corps de la goutte. Une fois formés, les ligaments s'enroulent sur eux-mêmes en se redressant à contresens. Sous l'effet d'un mécanisme probablement d'origine capillaire (type *end-pinching*), un nœud liquide se forme à l'extrémité libre de chaque ligament. Lors de la rupture des ligaments, les nœuds étant plus lourds que les autres fragments formés, ils ne sont pas immédiatement entraînés par l'écoulement incident et restent donc en orbite autour du corps de la goutte en formant une couronne de satellites. Les observations expérimentales ont montré que la déformation secondaire est un schéma récurrent composé de quatre cycles. Une évaluation du nombre de Strouhal a permis la corrélation de la fréquence de rupture des ligaments à celle des traditionnels lâchés de tourbillon dans le sillage de la goutte. Une fois ce processus cyclique terminé, seul le corps de la goutte demeure. Pour des nombres de Weber compris entre 200 et 500, le champ de visualisation ne permet pas d'observer la goutte sur des temps suffisamment long ( $\tilde{t} > 4$ ) pour décrire son devenir. Néanmoins, les quelques images obtenues suggèrent un nouveau processus de fragmentation en régime RTP. Pour des nombres de Weber compris entre 500 et 800, l'imagerie par PLIF révèle la formation et la croissance d'une cavité gazeuse à l'intérieur du corps résiduel. Cette cavité semble être issue d'un processus d'emprisonnement de l'air à l'interface de la goutte suivant un mécanisme analogue au *breaking wave*. La cavité est observée au centre du corps et agit comme un point de fragilité d'où s'amorce la rupture finale du corps de la goutte. Pour des nombres de Weber compris entre 800 et 1500, la fluorescence montre également la formation d'une poche d'air, non plus au centre du corps, mais à hauteur du point de stagnation avant. Cette fois-ci, aucune piste quant à la formation de cette cavité n'est révélée par les images expérimentales. L'ouverture de cette cavité, suivant un processus encore inconnu, est à l'origine de la perte de l'intégrité structurelle du corps résiduel de la goutte. L'ensemble de cette description phénoménologique de la fragmentation d'une goutte est schématisée sur la figure 5.1. Afin de mieux comprendre le processus de formation des ligaments, les résultats expérimentaux à l'origine de la description phénoménologique précédente, ont été complétés par des simulations numériques 3-D. La décomposition en modes de Fourier azimutaux de l'écoulement autour de la goutte révèle un excellent accord entre le nombre d'onde associé au mode le plus amplifié et le nombre de ligaments observés. Alors que les simulations permettent d'établir un lien entre la modulation de la nappe et la formation



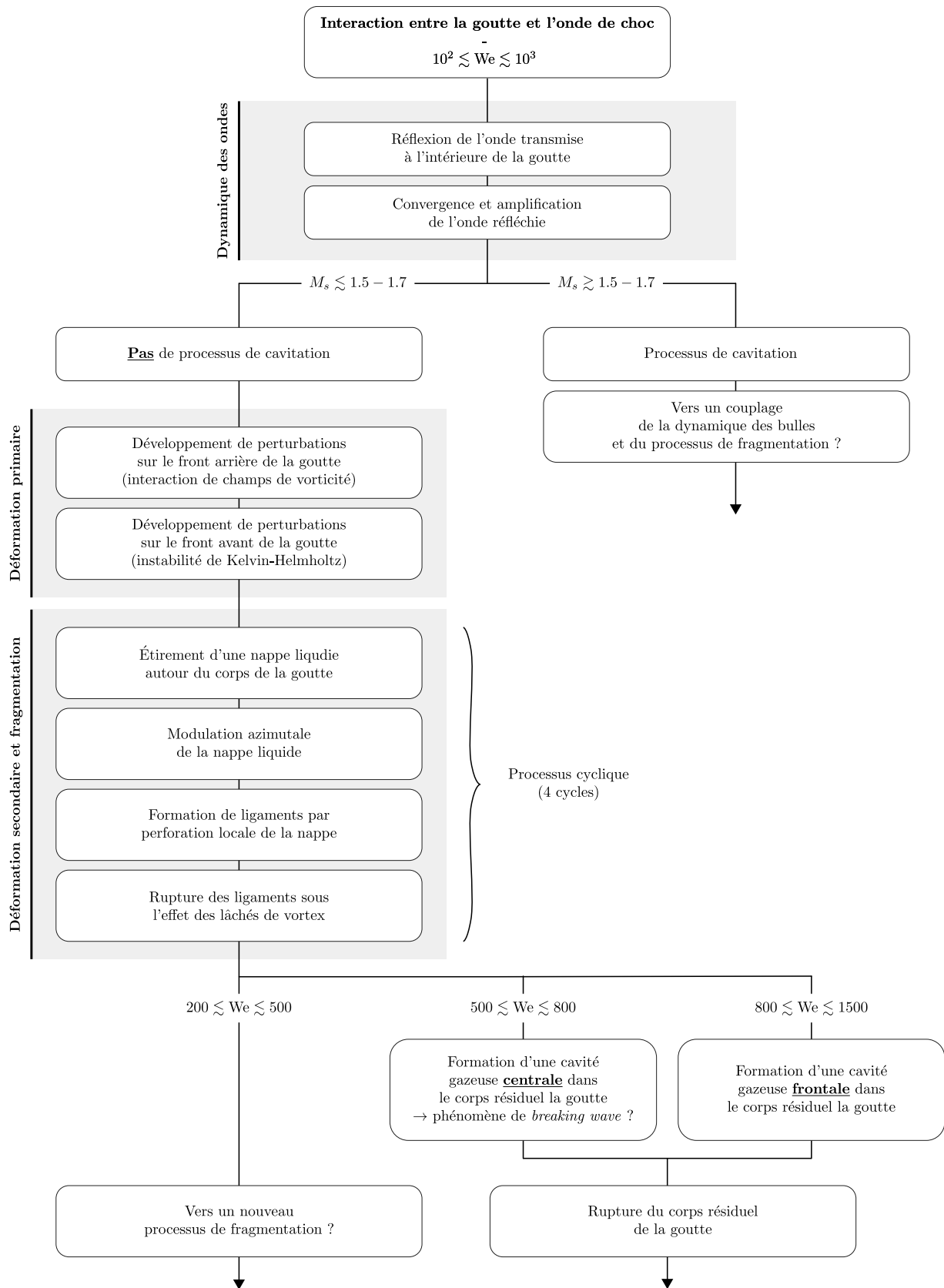


Figure 5.1: Phénoménologie de la fragmentation aérodynamique d'une goutte d'eau   la transition entre les régimes RTP et SIE.

des ligaments, elles ne permettent pas de mettre en lumière le mécanisme sous-jacent à la modulation. L'analyse de Fourier, avec et sans tension de surface, indique que les effets capillaires n'ont pas d'influence sur l'initiation de la modulation. En revanche, ils semblent agir sur son développement. Cette observation tend à exclure l'implication d'un couplage des instabilités de Kelvin-Helmholtz et de Rayleigh-Taylor (KH-RT) comme récemment proposé par Jalaal et Mehravaran [52] sur la base des travaux originaux de Marmottant et Villermaux [75]. Cependant, les travaux de ces derniers étant trop approximatifs pour analyser rigoureusement la fragmentation d'une goutte, une modélisation avancée de la combinaison des instabilités KH-RT, initiée dans ce travail de thèse, doit être conduite pour conclure quand à l'implication d'un tel couplage dans la modulation de la nappe, et donc dans la formation des ligaments.

## 5.1. Perspectives

### 5.1.1. Confirmation expérimentale d'un processus de cavitation

Les résultats théoriques et numériques présentés dans le chapitre 3 prédisent, pour une onde de choc se propageant à un nombre de Mach supérieur à 1.7, un processus de cavitation à l'intérieur de la goutte. Aujourd'hui, il n'existe aucune preuve expérimentale d'un tel phénomène dans le contexte de l'interaction d'une goutte avec une onde de choc plane. Il serait intéressant de conduire des expériences de fragmentation à haut nombre de Mach afin de confirmer cette prédiction. Notamment, nous avons estimé pour une onde de choc à  $M_s \sim 4-5$ , que le pic de pression négatif est de l'ordre de 1000 atm, soit la pression de rupture définie par la théorie de la nucléation [10]. Ainsi, des expériences d'interaction entre une goutte et une onde de choc jusqu'en régime (faiblement) hypersonique seraient intéressantes.

Une étude préliminaire visant à évaluer la faisabilité de ce type d'expérience a d'ores et déjà été conduite durant cette thèse. Alors que les ondes de choc à  $1.7 \lesssim M_s \lesssim 2.5$  peuvent être facilement générées à partir de l'installation DM52 présentée dans ce manuscrit, en remplaçant l'air par un gaz plus léger comme l'hélium, les ondes de choc à  $M_s \gtrsim 2.5$  nécessitent l'utilisation d'un dispositif plus avancé. En l'occurrence, nous avons travaillé avec un dispositif expérimental où l'onde de choc est initiée par une onde de détonation. Des ondes évoluant jusque Mach 7 ont été générées pour une vitesse moyenne de l'écoulement post-choc d'environ 2300 m/s. Une chambre de visualisation, déjà existante et dimensionnée pour des ondes de choc jusque Mach 12, a été modifiée de sorte à pouvoir réaliser une imagerie rapide par PLIF qui devrait pouvoir révéler la présence d'une phase gazeuse dans la goutte (c.-à-d., ajout d'un accès optique pour la nappe laser). Actuellement, le système de lévitation n'est pas opérationnel sur cette seconde installation. La goutte est donc maintenue sur le croisement de deux fils tendus<sup>1</sup>. La figure 5.2 montre une séquence d'images, enregistrée par visualisation directe, d'une

---

<sup>1</sup>Cette technique a déjà été utilisée pour des études sur le coefficient de traînée d'une sphère rigide [57]. Néanmoins, des essais à  $M_s = 1.3$  où la goutte est maintenue par le croisement de deux fils ont été réalisés et comparés au cas d'une goutte en lévitation. Au-delà de la morphologie macroscopique du panache formé, il apparaît que les fils sont trop intrusifs et perturbent considérablement la dynamique de la fragmentation. Cependant, dans le cadre d'expériences préliminaires, l'utilisation de fils permet d'obtenir une première visualisation de l'interaction d'une goutte à haut nombre Mach.

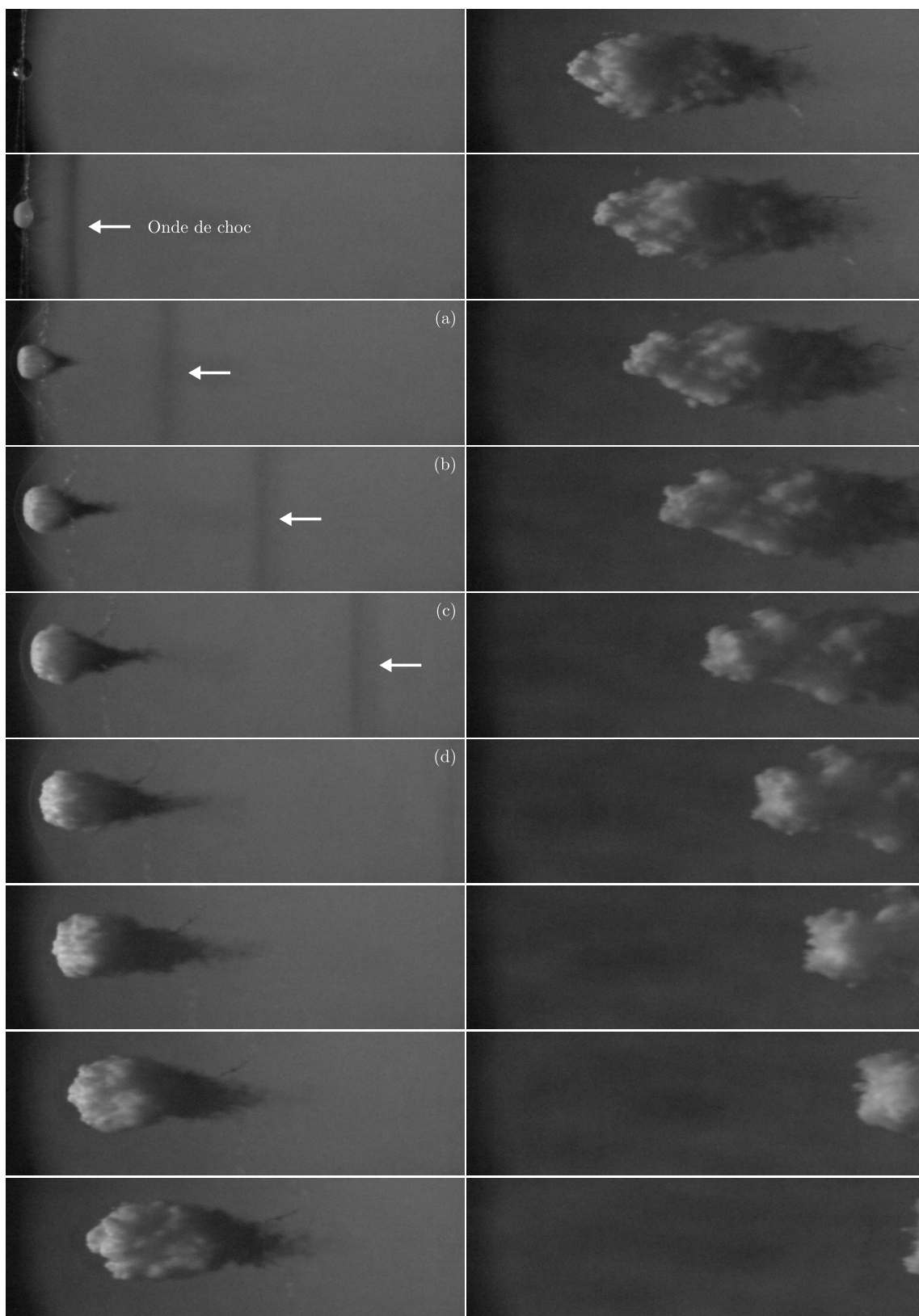


Figure 5.2: Visualisation directe de l'interaction d'une goutte avec une onde de choc se propageant à Mach 4. Aucun éclairage artificiel n'est exploité. Le signal lumineux collecté provient de la diffusion de l'incandescence des produits de la détonation (gaz brûlés) par la goutte.

expérience de fragmentation pour une onde de choc se propageant à Mach 4.

La modification de la chambre de visualisation, récemment terminée, donnera bientôt lieu à une campagne d'expériences à haut Mach où la fragmentation de la goutte sera examinée par PLIF à fort grossissement et haute fréquence. Ainsi, nous espérons pouvoir confirmer la manifestation d'un processus de cavitation à  $M_s \gtrsim 1.7$  (théoriquement prédit) et d'évaluer les conséquences sur la dynamique de la fragmentation. Idéalement, cette étude mériterait d'être complétée par des simulations numériques prenant en compte les changements de phase dont les résultats, certainement plus nombreux, plus variés et mieux résolus en temps et en espace, pourraient permettre une analyse détaillée et relativement complète du phénomène en question.

### 5.1.2. Formation des ligaments et modulation azimutale

Comme discuté à la section 4.3, la physique sous-jacente à la modulation azimutale de la nappe liquide, à l'origine de la formation des ligaments, n'a pas encore été identifiée. Depuis les travaux de Jalaal et Mehravaran [52] et sur la base de la modélisation théorique de Marmottant et Villermaux [75], la communauté s'oriente vers un mécanisme combinant les instabilités de Kelvin-Helmholtz et de Rayleigh-Taylor. Cependant, les résultats numériques [52, 79] (auxquels nos travaux s'adjoignent) et les prédictions théoriques ne sont pas en bon accord. Les hypothèses du modèle de Marmottant et Villermaux [75], inadaptées au cas d'une goutte sphérique, sont principalement incriminées. Ainsi, aujourd'hui encore, il est difficile de conclure quant à l'implication d'un couplage KH-RT dans la modulation de la nappe liquide. Une modélisation plus appropriée du mécanisme, comme initiée dans ce travail de thèse (voir section 4.3.2), est attendue pour pouvoir véritablement discuter de cette combinaison. Notamment, il est nécessaire que le modèle tienne compte de la dépendance azimutale de la stabilité de la goutte. Dans cette thèse, nous avons pu expliciter le système aux différences linéaire dont le déterminant nul conduit à la relation de dispersion du problème physique considéré. Cependant, nous n'avons pas eu le temps de mener à bien la résolution numérique et l'analyse de stabilité linéaire associée. Nous espérons néanmoins pouvoir communiquer les résultats de ces deux dernières étapes très prochainement. En fonction de l'accord de ces nouvelles prédictions théoriques avec les résultats numériques et expérimentaux jusqu'ici obtenus, nous devrions pouvoir confirmer ou écarter l'hypothèse d'une combinaison KH-RT. Dans le cas où ce couplage ne serait finalement pas le mécanisme sous-jacent, une étude numérique avancée sur les interactions entre les vortex et l'interface liquide-gaz (voir section 4.3.3) mériterait d'être conduite. En effet, d'un point de vue purement qualitatif, l'excellent accord entre nos observations et les travaux de Zandian *et coll.* [152] sur ces interactions est plus qu'encourageant.



# Annexes

---

## Annexe A

**Table des grandeurs physiques associées aux simulations**

Configuration	$d_0$	$M_s$	$u_s$	$u_g$	$\gamma$	We	$t_r$
-	mm	-	m/s	m/s	mN/m	-	$\mu\text{s}$
2-D	2	1.1	378	55	72	$1.15 \times 10^2$	976
2-D	2	1.3	446	152	72	$1.16 \times 10^3$	308
2-D	2	1.5	515	238	72	$3.50 \times 10^3$	177
2-D	2	1.7	583	318	72	$7.35 \times 10^3$	122
2-D	2	2.0	686	429	72	$1.62 \times 10^4$	82
2-D	2	2.3	789	533	72	$2.90 \times 10^4$	62
2-D	2	2.6	892	634	72	$4.58 \times 10^4$	49
2-D	2	3.0	1030	763	72	$7.42 \times 10^4$	38
2-D	2	3.5	1201	919	72	$1.19 \times 10^5$	30
2-D	2	4.0	1373	1073	72	$1.74 \times 10^5$	25
2-D	2	4.5	1544	1223	72	$2.38 \times 10^5$	21
2-D	2	5.0	1716	1373	72	$3.12 \times 10^5$	19
2-D	2	5.5	1888	1521	72	$3.94 \times 10^5$	17
2-D	2	6.0	2059	1668	72	$4.95 \times 10^5$	15
3-D	0.804	1.3	446	152	72	$4.70 \times 10^2$	125
3-D	0.804	1.3	446	152	0	$\rightarrow +\infty$	125

Table 6.1: Grandeurs physiques associées aux conditions initiales des simulations numériques en configuration 2-D et 3-D où  $d_0$  est le diamètre initial de la goutte,  $M_s$  le nombre de Mach de l'onde de choc,  $u_s$  la vitesse de l'onde de choc,  $u_g$  la vitesse de l'écoulement post-choc,  $\gamma$  le coefficient de tension de surface de l'eau, We le nombre de Weber (Eq. 1.18) et  $t_r$  le temps caractéristique de transport de la goutte (Eq. 1.20).

---

## Annexe B

### Table des grandeurs physiques associées aux expériences

$d_0$	$M_s$	$u_s$	$u_g$	We	$t_r$
mm	-	m/s	m/s	-	$\mu\text{s}$
0.35	1.3	446	152	200	53
0.43	1.3	446	152	250	67
0.52	1.3	446	152	300	80
0.61	1.3	446	152	350	93
0.69	1.3	446	152	400	107
0.78	1.3	446	152	450	120
0.87	1.3	446	152	500	133
0.95	1.3	446	152	550	147
1.04	1.3	446	152	600	160
1.13	1.3	446	152	650	173
1.21	1.3	446	152	700	187
1.30	1.3	446	152	750	200
1.38	1.3	446	152	800	214
1.47	1.3	446	152	850	227
1.56	1.3	446	152	900	240
1.64	1.3	446	152	950	254
1.73	1.3	446	152	1000	267
1.82	1.3	446	152	1050	280
1.90	1.3	446	152	1100	294
1.99	1.3	446	152	1150	307
2.08	1.3	446	152	1200	320
2.16	1.3	446	152	1250	334
2.25	1.3	446	152	1300	347
2.34	1.3	446	152	1350	360
2.42	1.3	446	152	1400	374
2.51	1.3	446	152	1450	387
2.60	1.3	446	152	1500	400

Table 6.2: Grandeurs physiques associées aux conditions initiales des expériences où  $d_0$  est le diamètre initial de la goutte,  $M_s$  le nombre de Mach de l'onde de choc,  $u_s$  la vitesse de l'onde de choc,  $u_g$  la vitesse de l'écoulement post-choc, We le nombre de Weber (Eq. 1.18) et  $t_r$  le temps caractéristique de transport de la goutte (Eq. 1.20).

## Annexe C

### Liste de publications

#### **High-magnification shadowgraphy for the study of dropbreakup in a high-speed gas flow**

L. Biasiori-Poulanges and H. El-Rabii

*Optics letters*, 44(23):5884–5887, 2019

#### **On the formation and recurrent shedding of ligaments in droplet aerobreakup**

B. Dorschner, L. Biasiori-Poulanges, K. Schmidmayer, H. El-Rabii, and T. Colonius

*Journal of Fluid Mechanics*, 904:A20, 2020

#### **Data on eosin y solutions for laser-induced fluorescence in water flows**

L. Biasiori-Poulanges, S. Jarny, and H. El-Rabii

*Data in Brief*, 105350, 2020

#### **Multimodal imaging for intra-droplet gas-cavity observation during droplet fragmentation**

L. Biasiori-Poulanges and H. El-Rabii

*Optics Letters*, 45(11):3091–3094, 2020

#### **Potential cavitation in shock impacted water droplets**

L. Biasiori-Poulanges and H. El-Rabii

*Submitted*, 2021





---

# Bibliographie

---

- [1] AALBURG, C., LEER, B. VAN ET FAETH, G.M. 2003 Deformation and drag properties of round drops subjected to shock-wave disturbances. *AIAA journal* **41** (12), 2371–2378.
- [2] ACHENBACH, E. 1974 Vortex shedding from spheres. *Journal of Fluid Mechanics* **62** (2), 209–221.
- [3] BATCHELOR, GEORGE K 1967 An introduction to fluid dynamics. 1967. *Cambridge, : UP xviii* **615**.
- [4] BEN-DOR, GABI ET BEN-DOR, GABI 2007 *Shock wave reflection phenomena*, , vol. 2. Springer.
- [5] BEN-DOR, G ET TAKAYAMA, K 1992 The phenomena of shock wave reflection—a review of unsolved problems and future research needs. *Shock Waves* **2** (4), 211–223.
- [6] BERNAL, LP ET ROSHKO, ALAN 1986 Streamwise vortex structure in plane mixing layers. *Journal of Fluid Mechanics* **170**, 499–525.
- [7] BERRY, JOSEPH D, NEESON, MICHAEL J, DAGASTINE, RAYMOND R, CHAN, DEREK YC ET TABOR, RICO F 2015 Measurement of surface and interfacial tension using pendant drop tensiometry. *Journal of colloid and interface science* **454**, 226–237.
- [8] BIASIORI-POULANGES, L. ET EL-RABII, H. 2019 High-magnification shadowgraphy for the study of drop breakup in a high-speed gas flow. *Optics letters* **44** (23), 5884–5887.
- [9] BRYNGELSON, SPENCER H, SCHMIDMAYER, KEVIN, CORALIC, VEDRAN, MENG, JOMELA C, MAEDA, KAZUKI ET COLONIUS, TIM 2020 Mfc: An open-source high-order multi-component, multi-phase, and multi-scale compressible flow solver. *Computer Physics Communications* p. 107396.
- [10] CAUPIN, FRÉDÉRIC ET HERBERT, ERIC 2006 Cavitation in water: a review. *Comptes Rendus Physique* **7** (9-10), 1000–1017.
- [11] CHANDRASEKHAR, S 1955 The character of the equilibrium of an incompressible fluid sphere of variable density and viscosity subject to radial acceleration. *The Quarterly Journal of Mechanics and Applied Mathematics* **8** (1), 1–21.

- [12] CHANDRASEKHAR, SUBRAHMANYAN 1961 *Hydrodynamic and hydromagnetic stability*. Oxford University Press.
- [13] CHAOS, MARCOS ET DRYER, FREDERICK L 2010 Chemical-kinetic modeling of ignition delay: Considerations in interpreting shock tube data. *International Journal of Chemical Kinetics* **42** (3), 143–150.
- [14] CHARRU, FRANÇOIS 2011 *Hydrodynamic instabilities*, , vol. 37. Cambridge University Press.
- [15] CHAUVIN, ALICE 2012 Etude expérimentale de l’atténuation d’une onde de choc par un nuage de gouttes et validation numérique. PhD thesis, Aix-Marseille.
- [16] CHEN, H. ET LIANG, S.M. 2008 Flow visualization of shock/water column interactions. *Shock Waves* **17** (5), 309–321.
- [17] CHOJNICKI, KIRSTEN, CLARKE, AB ET PHILLIPS, JC 2006 A shock-tube investigation of the dynamics of gas-particle mixtures: Implications for explosive volcanic eruptions. *Geophysical research letters* **33** (15).
- [18] CHOU, W-H ET FAETH, GM 1998 Temporal properties of secondary drop breakup in the bag breakup regime. *International journal of multiphase flow* **24** (6), 889–912.
- [19] COOKSEY, C.J. 2018 Quirks of dye nomenclature. 10. eosin y and its close relatives. *Biotechnic & Histochemistry* **93** (3), 211–219.
- [20] CORALIC, V. ET COLONIUS, T. 2014 Finite-volume WENO scheme for viscous compressible multicomponent flows. *Journal of Computational Physics* **274**, 95–121.
- [21] CRIMALDI, JP 2008 Planar laser induced fluorescence in aqueous flows. *Experiments in fluids* **44** (6), 851–863.
- [22] DAI, Z ET FAETH, GM 2001 Temporal properties of secondary drop breakup in the multimode breakup regime. *International Journal of Multiphase Flow* **27** (2), 217–236.
- [23] DIASPRO, ALBERTO, CHIRICO, GIUSEPPE, USAI, CESARE, RAMOINO, PAOLA ET DOBRUCKI, JUREK 2006 Photobleaching. In *Handbook of biological confocal microscopy*, pp. 690–702. Springer.
- [24] DIMOTAKIS, PAUL E 1986 Two-dimensional shear-layer entrainment. *AIAA journal* **24** (11), 1791–1796.
- [25] DRELICH, J, FANG, CH ET WHITE, CL 2002 Measurement of interfacial tension in fluid-fluid systems. *Encyclopedia of surface and colloid science* **3**, 3158–3163.
- [26] EGGERS, JENS ET VILLERMAUX, EMMANUEL 2008 Physics of liquid jets. *Reports on progress in physics* **71** (3), 036601.

- [27] FAETH, G.M., HSIANG, L.P. ET WU, P.K. 1995 Structure and breakup properties of sprays. *International Journal of Multiphase Flow* **21**, 99–127.
- [28] FRANCES, ELIAS I, BASARAN, OSMAN A ET CHANG, CHIEN-HSIANG 1996 Techniques to measure dynamic surface tension. *Current Opinion in Colloid & Interface Science* **1** (2), 296–303.
- [29] FUSTER, DANIEL, MATAS, JEAN-PHILIPPE, MARTY, SYLVAIN, POPINET, STÉPHANE, HOEPFFNER, JÉRÔME, CARTELLIER, ALAIN H ET ZALESKI, STÉPHANE 2013 Instability regimes in the primary breakup region of planar coflowing sheets. *Journal of Fluid Mechanics* **736**, 150–176.
- [30] GALLAIRE, FRANÇOIS ET BRUN, P-T 2017 Fluid dynamic instabilities: theory and application to pattern forming in complex media. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* **375** (2093), 20160155.
- [31] GELFAND, B.E. 1996 Droplet breakup phenomena in flows with velocity lag. *Progress in energy and combustion science* **22** (3), 201–265.
- [32] GEL'FAND, BE, GUBIN, SA, KOGARKO, SM ET KOMAR, SP 1973 Singularities of the breakup of viscous liquid droplets in shock waves. *Journal of engineering physics* **25** (3), 1140–1142.
- [33] GIFFEN, EDMUND ET MURASZEW, ALEXANDER 1953 *The atomization of liquid fuels*. Chapman & Hall.
- [34] GLASS, IRVINE ISRAEL ET HALL, J GORDON 1959 Handbook of supersonic aerodynamics. section 18. shock tubes. *Tech. Rep.*. BUREAU OF NAVAL WEAPONS WASHINGTON DC.
- [35] GONOR, AL, GOTTLIEB, JJ ET HOOTON, I 2004 Shock wave diffraction over wedges, cylinders, and spheres in gases, liquids, and condensed matter. *Journal of applied physics* **95** (3), 1577–1585.
- [36] GULDENBECHER, DR, LÓPEZ-RIVERA, C ET SOJKA, PE 2009 Secondary atomization. *Experiments in Fluids* **46** (3), 371.
- [37] HAMDI, M, HAVET, MICHEL, ROUAUD, OLIVIER ET TARLET, D 2014 Comparison of different tracers for piv measurements in ehd airflow. *Experiments in fluids* **55** (4), 1–12.
- [38] HANSON, A.R., DOMICH, E.G. ET ADAMS, H.S. 1963 Shock tube investigation of the breakup of drops by air blasts. *The Physics of Fluids* **6** (8), 1070–1080.
- [39] HARPER, E.Y., GRUBE, G.W. ET CHANG, I.D. 1972 On the breakup of accelerating liquid drops. *Journal of Fluid Mechanics* **52** (3), 565–591.
- [40] HENDERSON, LF 1989 On the refraction of shock waves. *Journal of Fluid Mechanics* **198**, 365–386.
- [41] HENDERSON, LF ET LOZZI, A 1975 Experiments on transition of mach reflexion. *Journal of Fluid Mechanics* **68** (1), 139–155.

- [42] HERBERT, ÉRIC 2006 Cavitation acoustique dans l'eau pure. PhD thesis.
- [43] HINZE, JO 1949 Critical speeds and sizes of liquid globules. *Flow, Turbulence and Combustion* **1** (1), 273.
- [44] HINZE, J.O. 1955 Fundamentals of the hydrodynamic mechanism of splitting in dispersion processes. *AIChE Journal* **1** (3), 289–295.
- [45] HSIANG, L.P. ET FAETH, G.M. 1993 Drop properties after secondary breakup. *International Journal of Multiphase Flow* **19** (5), 721–735.
- [46] HSIANG, L-P ET FAETH, GERARD M 1992 Near-limit drop deformation and secondary breakup. *International journal of multiphase flow* **18** (5), 635–652.
- [47] HUYGENS, CHRISTIAAN 1920 *Traité de la lumière:....* chez Pierre vander Aa, marchand libraire.
- [48] IGRA, D ET TAKAYAMA, K 2001 A study of shock wave loading on a cylindrical water column. *Report of the Institute of Fluid Science, Tohoku University* **13**, 19–36.
- [49] JAIN, M., PRAKASH, R.S., TOMAR, G. ET RAVIKRISHNA, R.V. 2015 Secondary breakup of a drop at moderate weber numbers. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* **471** (2177), 20140930.
- [50] JAIN, SUHAS S, TYAGI, NEHA, PRAKASH, R SURYA, RAVIKRISHNA, RV ET TOMAR, GAURAV 2019 Secondary breakup of drops at moderate weber numbers: Effect of density ratio and reynolds number. *International Journal of Multiphase Flow* **117**, 25–41.
- [51] JAKOBSEN, ARNE, RASMUSSEN, BJARNE D ET ANDERSEN, SIMON ENGEDAL 1999 Coolpack–simulation tools for refrigeration systems. *Scan Ref* **28** (4), 7–10.
- [52] JALAAL, M. ET MEHRAVARAN, K. 2014 Transient growth of droplet instabilities in a stream. *Physics of Fluids* **26** (1), 012101.
- [53] JARRAHBASHI, D ET SIRIGNANO, WA 2014 Vorticity dynamics for transient high-pressure liquid injection. *Physics of Fluids* **26** (10), 73.
- [54] JAUMOTTE, AL, GINOUX, JJ, THERY, C, LEYNAERT, J, CHAUVIN, J, SIEVERDING, C, LE GRIVES, E, ENKENHUS, K, SMOLDEREN, J, OERTEL, H *et coll.* 1973 Chocs et ondes de choc, tome 2, applications techniques. *Éditions Masson et Cie* .
- [55] JOHNSEN, ERIC 2008 Numerical simulations of non-spherical bubble collapse with applications to shockwave lithotripsy. PhD thesis, California Institute of Technology.
- [56] JOSEPH, DANIEL D, BELANGER, J ET BEAVERS, GS 1999 Breakup of a liquid drop suddenly exposed to a high-speed airstream. *International Journal of Multiphase Flow* **25** (6-7), 1263–1303.

- [57] JOURDAN, G, HOUAS, L, IGRA, O, ESTIVALEZES, J-L, DEVALS, C ET MESHKOV, EE 2007 Drag coefficient of a sphere in a non-stationary flow: new results. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* **463** (2088), 3323–3345.
- [58] KAPILA, A., MENIKOFF, R., BDZIL, J., SON, S. ET STEWART, D. 2001 Two-phase modeling of DDT in granular materials: Reduced equations. *Physics of Fluids* **13**, 3002–3024.
- [59] KASS, WERNER 1998 *Tracing technique in geohydrology*. Routledge.
- [60] KÉKESI, TIMEA, AMBERG, GUSTAV ET WITTBERG, L PRAHL 2014 Drop deformation and breakup. *International Journal of Multiphase Flow* **66**, 1–10.
- [61] KEKESI, TIMEA, AMBERG, GUSTAV ET WITTBERG, L PRAHL 2016 Drop deformation and breakup in flows with shear. *Chemical Engineering Science* **140**, 319–329.
- [62] KIM, D., DESJARDINS, O., HERRMANN, M. ET MOIN, P. 2006 Toward two-phase simulation of the primary breakup of a round liquid jet by a coaxial flow of gas. *Center for Turbulence Research Annual Research Briefs* **185**.
- [63] KIM, H.J. ET DURBIN, P.A. 1988 Observations of the frequencies in a sphere wake and of drag increase by acoustic excitation. *The Physics of fluids* **31** (11), 3260–3265.
- [64] KRZECZKOWSKI, STEFAN A 1980 Measurement of liquid droplet disintegration mechanisms. *International Journal of multiphase flow* **6** (3), 227–239.
- [65] KUNDU, PIJUSH K, COHEN, IRA M ET DOWLING, D 2008 *Fluid mechanics* 4th.
- [66] LAFAURIE, BRUNO, NARDONE, CARLO, SCARDOVELLI, RUBEN, ZALESKI, STÉPHANE ET ZANETTI, GIANLUIGI 1994 Modelling merging and fragmentation in multiphase flows with surfer. *Journal of Computational Physics* **113** (1), 134–147.
- [67] LAKOWICZ, JOSEPH R 2013 *Principles of fluorescence spectroscopy*. Springer science & business media.
- [68] LAPLACE, PIERRE-SIMON 1807 Theory of capillary attraction. *Supplements to the 10th book of Celestial Mechanics* .
- [69] LEFEBVRE, A.H. ET MCDONELL, V.G. 2017 *Atomization and sprays*. CRC press.
- [70] LEWIS, DJ 1950 The instability of liquid surfaces when accelerated in a direction perpendicular to their planes. ii. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences* **202** (1068), 81–96.
- [71] LIANG, YU, JIANG, YAZHONG, WEN, CHIH-YUNG ET LIU, YAO 2020 Interaction of a planar shock wave and a water droplet embedded with a vapour cavity. *Journal of Fluid Mechanics* **885**, R6.

- [72] LIU, ALEX BAODA ET REITZ, ROLF D 1993 Mechanisms of air-assisted liquid atomization. *Atomization and sprays* **3** (1).
- [73] LIU, Z ET REITZ, RD 1997 An analysis of the distortion and breakup mechanisms of high speed liquid drops. *International journal of multiphase flow* **23** (4), 631–650.
- [74] MARMOTTANT, PHILIPPE 2001 Atomisation d'un liquide par un courant gazeux. PhD thesis, Grenoble INPG.
- [75] MARMOTTANT, P. ET VILLERMAUX, E. 2004 On spray formation. *Journal of fluid mechanics* **498**, 73–111.
- [76] MAUGER, CYRIL, MÉÈS, LOÏC, MICHARD, MARC, AZOUZI, ALEXANDRE ET VALETTE, STÉPHANE 2012 Shadowgraph, schlieren and interferometry in a 2d cavitating channel flow. *Experiments in fluids* **53** (6), 1895–1913.
- [77] MENG, J.C. ET COLONIUS, T. 2014 Numerical simulations of the early stages of high-speed droplet breakup. *Shock Waves* pp. 1–16.
- [78] MENG, JC ET COLONIUS, T 2015 Numerical simulations of the early stages of high-speed droplet breakup. *Shock Waves* **25** (4), 399–414.
- [79] MENG, J.C. ET COLONIUS, T. 2018 Numerical simulation of the aerobreakup of a water droplet. *Journal of Fluid Mechanics* **835**, 1108–1135.
- [80] METS, ÜLO ET RIGLER, RUDOLF 1994 Submillisecond detection of single rhodamine molecules in water. *Journal of fluorescence* **4** (3), 259–264.
- [81] MITKIN, VV ET THEOFANOUS, TG 2017 The physics of aerobreakup. iv. strain-thickening liquids. *Physics of Fluids* **29** (12), 122101.
- [82] MORSE, PHILIP M ET FESHBACH, HERMAN 1954 Methods of theoretical physics. *American Journal of Physics* **22** (6), 410–413.
- [83] MUGELE, RA ET EVANS, HD 1951 Droplet size distribution in sprays. *Industrial & Engineering Chemistry* **43** (6), 1317–1324.
- [84] NIGMATULIN, ROBERT ISKANDEROVICH 1990 *Dynamics of multiphase media*, , vol. 2. CRC Press.
- [85] OBRESCHKOW, DANAIL, DORSAZ, NICOLAS, KOBEL, PHILIPPE, DE BOSSET, AURELE, TINGUELY, MARC, FIELD, JOHN ET FARHAT, MOHAMED 2011 Confined shocks inside isolated liquid volumes: A new path of erosion? *Physics of Fluids* **23** (10), 101702.
- [86] OHNESORGE, WOLFGANG V 1936 Die bildung von tropfen an düsen und die auflösung flüssiger strahlen. *ZAMM-Journal of Applied Mathematics and Mechanics/Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik* **16** (6), 355–358.

- [87] OPFER, L, ROISMAN, IV, VENZMER, J, KLOSTERMANN, M ET TROPEA, C 2014 Droplet-air collision dynamics: Evolution of the film thickness. *Physical Review E* **89** (1), 013023.
- [88] PARÉ, GOUNSÉTI NIMONOKA 2015 Création et éjection des gouttes de l'atomisation. PhD thesis.
- [89] PATSAYEVA, SVETLANA V, YUZHAKOV, VICTOR I ET VARLAMOV, VICTOR 1999 Laser-induced fluorescence saturation for binary mixtures of organic luminophores. In *ICONO'98: Laser Spectroscopy and Optical Diagnostics: Novel Trends and Applications in Laser Chemistry, Biophysics, and Biomedicine*, , vol. 3732, pp. 147–156. International Society for Optics and Photonics.
- [90] PÉRIGAUD, G. ET SAUREL, R. 2005 A compressible flow model with capillary effects. *J. Comp. Phys.* **209**, 139–178.
- [91] PETIT, LUC, HULIN, JEAN-PIERRE ET GUYON, ÉTIENNE 2012 *Hydrodynamique physique 3e édition (2012)*. EDP Sciences.
- [92] PILCH, MARTIN 1982 Acceleration induced fragmentation of liquid drops. .
- [93] PILCH, M ET ERDMAN, CA 1987 Use of breakup time data and velocity history data to predict the maximum size of stable fragments for acceleration-induced breakup of a liquid drop. *International journal of multiphase flow* **13** (6), 741–757.
- [94] PISHCHALNIKOV, YURI A, BEHNKE-PARKS, WILLIAM M, SCHMIDMAYER, KEVIN, MAEDA, KAZUKI, COLONIUS, TIM, KENNY, THOMAS W ET LASER, DANIEL J 2019 High-speed video microscopy and numerical modeling of bubble dynamics near a surface of urinary stone. *The Journal of the Acoustical Society of America* **146** (1), 516–531.
- [95] PLESSET, MILTON S ET MITCHELL, TP 1956 On the stability of the spherical shape of a vapor cavity in a liquid. *Quarterly of Applied Mathematics* **13** (4), 419–430.
- [96] POPINET, S. 2003 Gerris: a tree-based adaptive solver for the incompressible Euler equations in complex geometries. *Journal of Computational Physics* **190** (2), 572–600.
- [97] QUIRK, JAMES J ET KARNI, SMADAR 1994 On the dynamics of a shock-bubble interaction .
- [98] RANGER, A.A. ET NICHOLLS, J.A. 1969 Aerodynamic shattering of liquid drops. *AIAA Journal* **7** (2), 285–290.
- [99] RANKIN, BRENT A, FOTIA, MATTHEW L, NAPLES, ANDREW G, STEVENS, CHRISTOPHER A, HOKE, JOHN L, KAEMMING, THOMAS A, THEUERKAUF, SCOTT W ET SCHAUER, FREDERICK R 2017 Overview of performance, application, and analysis of rotating detonation engine technologies. *Journal of Propulsion and Power* **33** (1), 131–143.
- [100] RAYLEIGH, LORD 1880 On the stability, or instability, of certain fluid motions. *Proc. London Math. Soc.* **9**, 57–70.



- [101] RAYLEIGH, LORD 1883 Investigation of the character of the equilibrium of an incompressible heavy fluid of variable density. *Proceedings of the London Mathematical Society* pp. 170–177.
- [102] RAYNAL, LUDOVIC 1997 Instabilité et entraînement à l’interface d’une couche de mélange liquide-gaz. PhD thesis, Université Joseph Fourier (Grenoble).
- [103] REINECKE, WG ET WALDMAN, GD 1970 A study of drop breakup behind strong shocks with applications to flight. *Tech. Rep.*. AVCO SYSTEMS DIV WILMINGTON MA.
- [104] RENEER, DEXTER V, HISSEL, RICHARD D, HOFFMAN, JOSHUA M, KRYSZCIO, RICHARD J, LUSK, BRADEN T ET GEDDES, JAMES W 2011 A multi-mode shock tube for investigation of blast-induced traumatic brain injury. *Journal of neurotrauma* **28** (1), 95–104.
- [105] REYNOLDS, OSBORNE 1883 Xxix. an experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water shall be direct or sinuous, and of the law of resistance in parallel channels. *Philosophical Transactions of the Royal society of London* (174), 935–982.
- [106] REYSSAT, ÉTIENNE, CHEVY, FRÉDÉRIC, BIANCE, A-L, PETITJEAN, LAURENCE ET QUÉRÉ, DAVID 2007 Shape and instability of free-falling liquid globules. *EPL (Europhysics Letters)* **80** (3), 34005.
- [107] RICHARDS, BE, TREVENA, DH ET EDWARDS, DH 1980 Cavitation experiments using a water shock tube. *Journal of Physics D: Applied Physics* **13** (7), 1315.
- [108] ROMANO, ANTONIO ET CAVALIERE, ROBERTO 2010 *Geometric optics*. Springer.
- [109] SABATINI, DAVID A ET AUSTIN, T AI 1991 Characteristics of rhodamine wt and fluorescein as adsorbing ground-water tracers. *Groundwater* **29** (3), 341–349.
- [110] SABNIS, RAM WASUDEO 2015 *Handbook of fluorescent dyes and probes*. John Wiley & Sons.
- [111] SAGAN, M, FUJIYAMA, CHIKAKO ET MAEKAWA, KOICHI 2012 Investigation into cavitation as a cause of rate-dependent fatigue loss in submerged concrete members.
- [112] SAKAMOTO, H. ET HANIU, H. 1990 A Study on Vortex Shedding From Spheres in a Uniform Flow. *Journal of Fluids Engineering* **112** (4), 386–392.
- [113] SALAS, MANUEL D 2007 The curious events leading to the theory of shock waves. *Shock waves* **16** (6), 477–487.
- [114] SANADA, T, ANDO, KEITA ET COLONIUS, T 2011 A computational study of high-speed droplet impact. *Fluid Dynamics & Material Processing* **7** (4), 329–340.
- [115] SAUREL, R., PETITPAS, F. ET BERRY, R.A. 2009 Simple and efficient relaxation methods for interfaces separating compressible fluids, cavitating flows and shocks in multiphase mixtures. *Journal of Computational Physics* **228**(5), 1678–1712.

- [116] SCHMIDMAYER, K., BRYNGELSON, S. H. ET COLONIUS, T. 2020 An assessment of multicomponent flow models and interface capturing schemes for spherical bubble dynamics. *J. Comp. Phys.* **402**, 109080.
- [117] SCHMIDMAYER, K., PETITPAS, F. ET DANIEL, E. 2019 Adaptive Mesh Refinement algorithm based on dual trees for cells and faces for multiphase compressible flows. *Journal of Computational Physics* **388**, 252–278.
- [118] SCHMIDMAYER, K., PETITPAS, F., DANIEL, E., FAVRIE, N. ET GAVRILYUK, S.L. 2017 A model and numerical method for compressible flows with capillary effects. *Journal of Computational Physics* **334**, 468–496.
- [119] SCHMIDMAYER, K., PETITPAS, F., LE MARTELOT, S. ET DANIEL, E. 2020 ECOGEN: An open-source tool for multiphase, compressible, multiphysics flows. *Computer Physics Communications* p. 107093.
- [120] SCHRÖDER, ANDREAS ET WILLERT, CHRISTIAN E 2008 *Particle image velocimetry: new developments and recent applications*, , vol. 112. Springer Science & Business Media.
- [121] SEMBIAN, SUNDARAPANDIAN, LIVERTS, MICHAEL, TILLMARK, NILS ET APAZIDIS, NICHOLAS 2016 Plane shock wave interaction with a cylindrical water column. *Physics of Fluids* **28** (5), 056102.
- [122] SHRAIBER, AA, PODVYSOTSKY, AM ET DUBROVSKY, VV 1996 Deformation and breakup of drops by aerodynamic forces. *Atomization and Sprays* **6** (6).
- [123] SHYUE, K.M. ET XIAO, F. 2014 An Eulerian interface sharpening algorithm for compressible two-phase flow: The algebraic THINC approach. *Journal of Computational Physics* **268**, 326–354.
- [124] SIMMONS, HC 1977 The correlation of drop-size distributions in fuel nozzle sprays—part i: The drop-size/volume-fraction distribution .
- [125] SIMMONS, HC 1977 The correlation of drop-size distributions in fuel nozzle sprays—part ii: The drop-size/number distribution .
- [126] SIMPKINS, PG ET BALES, EL 1972 Water-drop response to sudden accelerations. *Journal of Fluid Mechanics* **55** (4), 629–639.
- [127] SMART, PL ET LAIDLAW, IMS 1977 An evaluation of some fluorescent dyes for water tracing. *Water resources research* **13** (1), 15–33.
- [128] SMYTH, WILLIAM D ET CARPENTER, JEFFREY R 2019 *Instability in geophysical flows*. Cambridge University Press.

- [129] SONI, SURENDRA KUMAR, KIRAR, PAVAN KUMAR, KOLHE, PANKAJ ET SAHU, KIRTI CHANDRA 2019 Deformation and breakup of droplets in an oblique continuous air stream. *arXiv preprint arXiv:1907.02962* .
- [130] STAPPER, B.E. ET SAMUELSEN, G.S. 1990 An experimental study of the breakup of a two-dimensional liquid sheet in the presence of co-flow air shear. In *28th Aerospace Sciences Meeting*, p. 461.
- [131] TAYLOR, GI 1949 The shape and acceleration of a drop in a high speed air stream. *The scientific papers of GI Taylor* **3**, 457–464.
- [132] TAYLOR, GEOFFREY INGRAM 1950 The instability of liquid surfaces when accelerated in a direction perpendicular to their planes. i. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences* **201** (1065), 192–196.
- [133] THEOFANOUS, TG 2011 Aerobreakup of newtonian and viscoelastic liquids. *Annual Review of Fluid Mechanics* **43**, 661–690.
- [134] THEOFANOUS, TG ET LI, GJ 2008 On the physics of aerobreakup. *Physics of fluids* **20** (5), 052103.
- [135] THEOFANOUS, T.G., LI, G.J. ET DINH, T.N. 2004 Aerobreakup in rarefied supersonic gas flows. *J. Fluids Eng.* **126** (4), 516–527.
- [136] THEOFANOUS, TG, LI, GJ, DINH, TRUC-NAM ET CHANG, CH 2007 Aerobreakup in disturbed subsonic and supersonic flow fields. *Journal of Fluid Mechanics* **593**, 131.
- [137] THEOFANOUS, TG, MITKIN, VV ET NG, CL 2013 The physics of aerobreakup. iii. viscoelastic liquids. *Physics of Fluids* **25** (3), 032101.
- [138] THEOFANOUS, TG, MITKIN, VV, NG, CL, CHANG, CH, DENG, X ET SUSHCHIKH, S 2012 The physics of aerobreakup. ii. viscous liquids. *Physics of Fluids* **24** (2), 022104.
- [139] THÉVAND, N., DANIEL, E. ET LORAUD, J.C. 1999 On high-resolution schemes for solving unsteady compressible two-phase dilute viscous flows. *International Journal for Numerical Methods in Fluids* **31** (4), 681–702.
- [140] VILLERMAUX, EMMANUEL 1993 Auto-oscillation de melange dans les ecoulements recirculants. PhD thesis, Paris 6.
- [141] VILLERMAUX, EMMANUEL 1998 Mixing and spray formation in coaxial jets. *Journal of propulsion and power* **14** (5), 807–817.
- [142] VILLERMAUX, EMMANUEL ET BOSSA, BENJAMIN 2009 Single-drop fragmentation determines size distribution of raindrops. *Nature Physics* **5** (9), 697–702.

- [143] VINCENT, OLIVIER 2012 Dynamique de bulles de cavitation dans de l'eau micro-confinée sous tension. application à l'étude de l'embolie dans les arbres. PhD thesis.
- [144] VON NEUMANN, JOHN 1943 Oblique reflection of shocks. *Bureau of Ordnance, Explosives Research Report* .
- [145] WALAND, ROBERT L 1961 Flat-fielded maksutov-cassegrain optical systems. *JOSA* **51** (3), 359–366.
- [146] WALKER, DA 1987 A fluorescence technique for measurement of concentration in mixing liquids. *Journal of Physics E: Scientific Instruments* **20** (2), 217.
- [147] WANG, ZHAOGUANG, HOPFES, THOMAS, GIGLMAIER, MARCUS ET ADAMS, NIKOLAUS A 2020 Effect of mach number on droplet aerobreakup in shear stripping regime. *Experiments in Fluids* **61** (9), 1–17.
- [148] WEBER, CONSTANTIN 1931 Zum zerfall eines flüssigkeitsstrahles. *ZAMM-Journal of Applied Mathematics and Mechanics/Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik* **11** (2), 136–154.
- [149] WERT, KL 1995 A rationally-based correlation of mean fragment size for drop secondary breakup. *International journal of multiphase flow* **21** (6), 1063–1071.
- [150] WILSON, RAYMOND N 2007 Reflecting telescope optics 1 basic design theory and its historical development.
- [151] YOUNG, THOMAS 1855 *Miscellaneous Works of the Late Thomas Young...*, , vol. 2. J. Murray.
- [152] ZANDIAN, A, SIRIGNANO, WA ET HUSSAIN, F 2019 Vorticity dynamics in a spatially developing liquid jet inside a co-flowing gas. *Journal of Fluid Mechanics* **877**, 429–470.
- [153] ZHANG, XIAN-FU, ZHANG, JIANLONG ET LIU, LIMIN 2014 Fluorescence properties of twenty fluorescein derivatives: Lifetime, quantum yield, absorption and emission spectra. *Journal of Fluorescence* **24** (3), 819–826.
- [154] ZHAO, H., LIU, H.F., XU, J.L., LI, W.F. ET LIN, K.F. 2013 Temporal properties of secondary drop breakup in the bag-stamen breakup regime. *Physics of Fluids* **25** (5), 054102.

**Titre :** Fragmentation aérodynamique d'une goutte liquide induite par une onde de choc plane

**Mots clés :** Fragmentation aérodynamique, Onde de choc, Acoustique géométrique, Instabilités hydrodynamiques, Écoulements multiphasique, Diagnostics optiques

**Résumé :** Ce travail de thèse propose une description originale de la fragmentation aérodynamique d'une goutte d'eau, induite par une onde de choc plane, pour des régimes à la frontière entre les modes gouvernés par l'instabilité de Rayleigh-Taylor et ceux dominés par l'instabilité de Kelvin-Helmholtz. Un banc expérimental composé d'un tube à choc couplé à des diagnostics d'imagerie rapide est exploité pour caractériser les processus de fragmentation. Les résultats expérimentaux sont complétés par des simulations numériques réalisées à partir du code multiphasique compressible open-source ECOGEN. L'effet de l'onde de choc sur la goutte est évalué grâce à une modélisation théorique basée sur l'acoustique géométrique permettant de décrire la dynamique spatio-temporelle des réflexions d'onde à l'intérieur de la goutte et de prédire le lieu des points de plus haute densité d'énergie. Le champ de pression est résolu à partir de simulations numériques qui indiquent que la tension de rupture de l'eau est atteinte pour une onde de choc évoluant à un nombre de Mach de 1.7. Dès lors, un processus de cavitation dont les conséquences sur la dynamique de la fragmentation pourraient être significatives, est possible. Concernant la dynamique interfaciale, les expériences comme les simulations révèlent le développement d'une perturbation azimutale transverse à l'origine d'une structure ligamentaire périodique. Une analyse de Fourier des résultats numériques 3-D suggère que l'initiation de cette déstabilisation est indépendante des effets capillaires, à l'inverse de sa croissance. La dynamique ligamentaire apparaît être un processus cyclique dont la fréquence est celle du lâché de vortex dans le sillage de la goutte. Ce schéma récurrent cesse après quatre cycles. Il s'en suit alors la perte de l'intégrité structurelle du corps résiduel de la goutte des suites du développement d'une cavité gazeuse, dans le liquide, qui agit comme une région de fragilité et donc, facilite la fragmentation.

**Title:** Shock-induced aerodynamic fragmentation of a liquid droplet

**Keywords:** Aerodynamic fragmentation, Shock wave, Geometrical acoustics, Hydrodynamic instabilities, Multiphase flows, Optical diagnostics

**Abstract:** This thesis proposed a groundbreaking description of the shock-induced aerodynamic fragmentation of a water droplet at the transition of the *Rayleigh-Taylor Piercing* and the *Shear-Induced Entrainment* regimes. An experimental facility consisting of a shock tube and high-speed imaging diagnostics is used to investigate the fragmentation processes. Experimental results are supported with numerical simulations performed with the open-source code ECOGEN dedicated to multiphase compressible flows. The shock wave effect on the droplet is assessed by a theoretical modelling based on geometrical acoustics which allows for the description of the wave spatio-temporal dynamics and enables to predict the time-dependent location of the highest energy density. Pressure fields are determined using numerical simulations. It appears that the water tensile rupture is reached for a shock wave Mach number of 1.7 from which bubble cloud cavitation may occur by causing significant changes in the fragmentation dynamics. As regards to the interfacial dynamics, both experiments and numerical simulations show the development of a transverse azimuthal modulation resulting in the periodic ligament structure at the droplet surface. Contrary to the modulation growth, its initiation seems to be independent of the capillary effects as revealed by a Fourier analysis of the 3-D numerical results. The ligament dynamics is a cyclic process driven by the vortex shedding process in the wake of the droplet. Four cycles have been observed before the residual droplet core breaks up owing to the growth of an air cavity inside the droplet that acts as weak spot, and thus facilitating the droplet split-off.