



Déformations, manipulations et instabilités d'interfaces liquides induites par la pression de radiation d'une onde laser

Alexis Casner

► To cite this version:

Alexis Casner. Déformations, manipulations et instabilités d'interfaces liquides induites par la pression de radiation d'une onde laser. Dynamique des Fluides [physics.flu-dyn]. Université Sciences et Technologies - Bordeaux I, 2002. Français. NNT : . tel-00001637

HAL Id: tel-00001637

<https://theses.hal.science/tel-00001637>

Submitted on 5 Sep 2002

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

présentée à

L'UNIVERSITÉ BORDEAUX I

ÉCOLE DOCTORALE DE SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGÉNIEUR

par **ALEXIS CASNER**

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR

SPÉCIALITÉ : LASERS ET MATIÈRE DENSE

DÉFORMATIONS, MANIPULATIONS ET INSTABILITÉS D'INTERFACES
LIQUIDES INDUITES PAR LA PRESSION DE RADIATION D'UNE ONDE
LASER

Soutenue le 24 juin 2002

Après avis de :

M. D. QUÉRÉ	Directeur de Recherche au CNRS LPMC, Collège de France	Rapporteurs
M. P. TABELING	Directeur de Recherche au CNRS Laboratoire de Physique Statistique, ENS Paris	

Devant la commission d'examen formée de :

M. A. DUCASSE	Professeur à l'Université Paris XI	Président Rapporteur Examineurs
M. B. POULIGNY	Directeur de Recherche au CNRS	
M. I. BREVIK	Professeur à l'Université de Trondheim	
M. D. QUÉRÉ	Directeur de Recherche au CNRS	
M. P. TABELING	Directeur de Recherche au CNRS	
M. V. TIKHONCHUK	Professeur à l'Université Bordeaux I	
M. J-P. DELVILLE	Chargé de Recherche au CNRS	

Résumé

Ce travail est consacré à l'étude expérimentale des effets de la pression de radiation d'une onde laser continue sur une interface liquide. Les propriétés particulières du ménisque séparant deux phases liquides en coexistence au voisinage de leur point critique de démixtion nous ont permis de visualiser directement des déformations stationnaires d'interface de taille micrométrique. Au stade linéaire, i.e pour des intensités laser modérées, une loi d'échelle exprimant la hauteur des déformations a été validée, ceci pour les deux sens de propagation du faisceau relativement à l'interface. Pour des excitations laser plus élevées, une brisure de symétrie vis à vis du sens de propagation a été mise en évidence. On observe en effet la formation de doigts de grand rapport d'aspect, ou la brisure de l'interface suite à une instabilité optohydrodynamique, suivant que le faisceau se propage du milieu le moins réfringent au milieu le plus réfringent, ou inversement. Ces caractéristiques ont été exploitées pour créer et stabiliser sous champ laser des ponts liquides de rapports d'aspect bien supérieurs à la limite de l'instabilité de Rayleigh-Plateau des colonnes liquides. Les déformations thermocapillaires, engendrées par la faible élévation de température induite par le faisceau laser, ont également été caractérisées, afin de les distinguer sans ambiguïté des déformations engendrées par la pression de radiation seule.

Mots clés: interfaces molles, transitions de phase, laser, pression de radiation, tenseur des contraintes électromagnétiques, déformations d'interfaces, tension de surface, lentille adaptative, instabilités électrohydrodynamiques, instabilité de Rayleigh-Plateau, stabilisation de ponts liquides, thermocapillarité, microfluidique.

Abstract

We experimentally study the influence of the radiation pressure of a cw laser wave on a liquid interface. The use of near-critical phase-separated liquid mixtures allows us to observe directly micrometric stationary deformations. At the linear stage, i.e for moderate beam intensities, an universal scaling law for the height of the deformations is validated for both propagation directions of the laser beam with regard to the interface. For higher laser excitation a symmetry breaking of the interface deformations versus the direction of propagation is shown. Indeed we observe either the formation of finger (tethers) with large aspect ratio, or the break-up of the interface after an optohydrodynamical instability when the beam propagates from the highest refractive-index medium to the lowest, or inversely. Thereafter we take advantage of those facts to create and stabilize under laser field liquid bridges with aspect ratio far above the classical limit of the Rayleigh-Plateau instability. Thermocapillary deformations linked with the weak temperature rise induced by the laser beam are also analyzed in order to clearly distinguish them from the surface deformations driven by the radiation pressure.

Keywords: soft interfaces, phase transitions, laser, radiation pressure, Maxwell stress tensor, interface deformations, surface tension, adaptative lens, electrohydrodynamical instability, Rayleigh-Plateau instability, liquid bridges stabilization, thermocapillarity, microfluidics.

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ BORDEAUX I

ÉCOLE DOCTORALE DE SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGÉNIEUR

par **ALEXIS CASNER**

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR

SPÉCIALITÉ : LASERS ET MATIÈRE DENSE

DÉFORMATIONS, MANIPULATIONS ET INSTABILITÉS D'INTERFACES
LIQUIDES INDUITES PAR LA PRESSION DE RADIATION D'UNE ONDE
LASER

Soutenue le 24 juin 2002

Après avis de :

M. D. QUÉRÉ	Directeur de Recherche au CNRS LPMC, Collège de France	Rapporteurs
M. P. TABELING	Directeur de Recherche au CNRS Laboratoire de Physique Statistique, ENS Paris	

Devant la commission d'examen formée de :

M. A. DUCASSE	Professeur à l'Université Paris XI	Président Rapporteur Examineurs
M. B. POULIGNY	Directeur de Recherche au CNRS	
M. I. BREVIK	Professeur à l'Université de Trondheim	
M. D. QUÉRÉ	Directeur de Recherche au CNRS	
M. P. TABELING	Directeur de Recherche au CNRS	
M. V. TIKHONCHUK	Professeur à l'Université Bordeaux I	
M. J-P. DELVILLE	Chargé de Recherche au CNRS	

*Choux (qui ne sont toujours pas des sphères),
Hiboux,
Genoux,
Poux,
... Caillou*

Remerciements

Les expériences présentées dans cette thèse ont été réalisées au Centre de Physique Moléculaire Optique et Hertzienne à l'Université Bordeaux I. Je voudrais donc remercier Monsieur Claude Rullière de m'avoir accueilli au laboratoire à mon arrivée, et de m'avoir aussi fait découvrir la Voie Romaine et autres routes champêtres de la région.

Je tiens aussi à remercier Messieurs David Quéré et Patrick Tabeling d'avoir accepté la charge d'être rapporteurs de ce manuscrit. Je remercie également Messieurs André Ducasse, Bernard Pouligny et Vladimir Tikhonchuk d'avoir bien voulu être les membres de mon jury de thèse. A ce titre, j'ai été particulièrement honoré de la présence au sein de celui-ci du Professeur Iver Brevik, dont les articles concernant les déformations d'interfaces induites par laser et la problématique du tenseur énergie-impulsion du champ dans les milieux matériels me furent d'une aide précieuse tout au long de mon travail. J'espère également que ce premier contact ne restera pas sans suite.

Je remercie Jean-Pierre Delville de m'avoir proposé ce sujet de thèse, qui correspondait parfaitement à mes aspirations, au terme d'une visite inopinée. Le hasard fait donc parfois bien les choses. Par la suite, son goût insatiable pour l'expérimentation, ses conseils et ses idées m'ont poussé à approfondir toujours plus mes recherches.

Je me dois aussi de remercier chaleureusement Vincent et Loïc pour leur travail et leur constante bonne humeur au cours de leur stage de maîtrise.

Je tiens également à remercier les personnes que j'ai eu plaisir à côtoyer au laboratoire et qui y rendent la vie agréable: Sylvie, Sophie, Françoise, Sophie, Annie, Max, Philippe, William, Edddie, Douar, Alain, Claude, Bachir, Jacky, Daniel, Hamid, Fredo, Jean, Emmanuel, Gedas et les coureurs à pied du lundi et jeudi que je n'ai suivis qu'épisodiquement et parfois avec peine, Eric et Joël. Un salut fraternel à l'ensemble des étudiants en thèse au laboratoire pendant ces trois années: Galder, Laurent, Florent, Manu, Edouard, Hugues, Yacine, Koh, Pascal, Olivier, Sandrine entre autres.

Merci aussi à la pie du jardin.

Enfin et surtout un grand merci à mes parents pour leur soutien de tout ordre au cours de ces longues années d'études et ... Bonne retraite Papa!

Table des matières

1	Introduction	5
2	De la manipulation optique de particules aux déformations d'interface induites par pression de radiation	7
2.1	De la lévitation optique de particules aux condensats de Bose-Einstein . . .	8
2.2	Evolution des techniques de piégeage optique d'objets micrométriques . . .	8
2.2.1	Du piège unique aux pièges multiples	8
2.2.2	Utilisation de modes exotiques de faisceau laser	11
2.2.3	Micromachines optiques	12
2.2.4	Interaction avec des champs évanescents	14
2.3	Utilisation des pincettes optiques en physique de la matière molle	15
2.3.1	Manipulation d'objets biologiques et mesures de forces	15
2.3.2	Dynamométrie et microrhéologie optiques	17
2.3.3	De la manipulation indirecte d' interfaces aux effets directs de la pression de radiation	21
2.4	Effets directs de la pression de radiation et déformations d'interface induites par laser	24
2.4.1	Structuration par pression de radiation	24
2.4.2	Déformations d'interface induites par la pression de radiation: as- pects optiques	25
2.4.3	Déformations d'interface: aspects matière molle	30
2.5	Bilan	33
3	Forces électromagnétiques exercées par la lumière dans les milieux ma- tériels	47
3.1	Bilan des forces électromagnétiques dans le vide: introduction du tenseur énergie-impulsion du champ	47
3.1.1	Réécriture de la densité de force de Lorentz	47
3.1.2	Tenseur énergie-impulsion du champ électromagnétique dans le vide	49
3.1.3	Remarques générales	50
3.2	Expressions du tenseur énergie-impulsion du champ dans les milieux matériels	51
3.2.1	Electromagnétisme phénoménologique et relations constitutives . .	51
3.2.2	Tenseurs de Minkowski et Abraham et hypothèses associées	52
3.2.3	Expressions microscopiques de la force: équivalence aux fréquences optiques	54
3.3	Aspects thermodynamiques: cas de l' électrostriction	55
3.3.1	Approches microscopiques	55

3.3.2	Electrostriction et déformations d'interface	57
3.3.3	Actualité du débat	59
3.4	Exemples d'application du tenseur des contraintes de Maxwell en optique .	60
3.4.1	Théorie de Lorenz-Mie généralisée	60
3.4.2	Champs évanescents	60
3.5	Conclusion	61
4	Le milieu et ses caractéristiques physiques et chimiques. Techniques expérimentales	67
4.1	Phases micellaires d'une microémulsion quasicritique	68
4.1.1	Structure générale d'une microémulsion	68
4.1.2	La microémulsion utilisée	68
4.1.3	Diagramme de phases	72
4.1.4	Théorie du voisinage du point critique	75
4.1.5	Appartenance des phases micellaires à la classe d'universalité ($d=3, n=1$) du modèle d'Ising	77
4.2	Constantes physiques de la microémulsion	79
4.2.1	Propriétés thermodynamiques	79
4.2.2	Propriétés diélectriques	81
4.2.3	Caractéristiques thermiques et diffuses	83
4.2.4	Récapitulatif des variations de certains paramètres en fonction de l'écart à la température critique	84
4.3	Méthodes expérimentales	84
4.3.1	Conditionnement des échantillons	84
4.3.2	Montage expérimental	86
5	Déformations d'interface au stade linéaire. Etudes statique et dynamique. Effet de lentille associé.	91
5.1	Déformations stationnaires d'interface: exemples, modélisation et nombre sans dimension caractéristique.	92
5.1.1	Exemples de déformations typiques observées	92
5.1.2	Equation régissant la déformation	92
5.1.3	Longueurs et nombre sans dimension caractéristiques	96
5.2	Résultats expérimentaux pour les déformations stationnaires: les deux ré- gimes asymptotiques et la loi d'échelle universelle.	98
5.2.1	Régime petit nombre de Bond optique: $Bo \ll 1$	98
5.2.2	Régime grand nombre de Bond optique $Bo \gg 1$	100
5.2.3	Loi d'échelle et universalité	104
5.2.4	Profils des déformations	110
5.3	Indépendance des déformations linéaires vis à vis du sens de propagation du faisceau laser	112
5.3.1	Résultats expérimentaux	112
5.3.2	Courbe universelle pour les deux sens de propagation	116
5.4	Etude de la dynamique des déformations. Temps caractéristique de croissance	116
5.4.1	Principe du calcul temporel pour une interface liquide-air	116
5.4.2	Cas de l'interface entre deux fluides	122
5.4.3	Résultats expérimentaux	124

5.5	Effet de lentille associé aux déformations d'interface: lentille adaptative commandée par la pression de radiation	128
5.5.1	Focale équivalente associée à la déformation	128
5.5.2	Lentille adaptative commandée par la pression de radiation	129
5.6	Bilan	130
6	Déformations induites sous forte excitation laser: déformations non-linéaires ou instabilité optohydrodynamique suivant le sens de propagation du faisceau	137
6.1	Déformations non-linéaires de l'interface pour un faisceau laser incident se propageant de la phase la moins réfringente vers la phase la plus réfringente	138
6.1.1	Déformations typiques observées	138
6.1.2	Courbes expérimentales d'évolution de la hauteur des déformations non-linéaires	142
6.1.3	Equation différentielle régissant les déformations non-linéaires . . .	147
6.1.4	Résolution numérique de l'équation différentielle non-linéaire tronquée	150
6.2	Instabilité de l'interface pour un faisceau incident se propageant du milieu le plus réfringent vers le milieu le moins réfringent	155
6.2.1	Déformation de l'interface et instabilité pour des puissances laser P élevées	155
6.2.2	Loi d'échelle expérimentale pour le seuil en puissance P_S de l'instabilité	156
6.2.3	Justification physique du seuil en puissance	164
6.2.4	Evolution temporelle de la déformation lors de la brisure	170
6.3	Conclusion générale. Universalité des instabilités électrohydrodynamiques?	172
7	Stabilisation optique de zones liquides de grand rapport d'aspect	177
7.1	Généralités sur les ponts liquides	178
7.1.1	Définition	178
7.1.2	Instabilité de Rayleigh-Plateau	179
7.1.3	Techniques de stabilisation	181
7.2	Stabilisation optique de ponts liquides formés dans des capillaires	185
7.2.1	Géométrie expérimentale. Exemples	185
7.2.2	Protocole expérimental	187
7.2.3	Résultats expérimentaux dans des capillaires de $100 \mu m$	197
7.2.4	Expériences dans des capillaires de $200 \mu m$	201
7.2.5	Justification de la stabilisation des ponts	205
7.2.6	Limitations de la technique	207
7.3	Jet liquide formé après rupture de l'interface	208
8	Déformations d'interface induites par des effets thermiques au voisinage du point critique	223
8.1	Etude expérimentale	223
8.1.1	Déformations typiques observées	223
8.1.2	Dépendance de la hauteur h_{th} vis à vis des paramètres physiques pertinents	224
8.1.3	Evolution temporelle et temps caractéristique de croissance	232

8.1.4	Conclusion	232
8.2	Modélisation des déformations thermocapillaires	235
8.2.1	Inadéquation des modélisations existant dans la littérature avec notre géométrie expérimentale	235
8.2.2	Modèle proposé	237
8.2.3	Comparaison avec les expériences	242
8.3	Bilan critique	244
9	Conclusion et perspectives	251
10	Annexe: bilan de pression de radiation en incidence oblique	269

Chapitre 1

Introduction

La manipulation optique de particules au moyen de la pression de radiation d'une onde laser a connu un développement spectaculaire au cours des deux dernières décennies. Le champ d'investigation de cette technique est particulièrement vaste, puisqu'il s'étend de l'échelle atomique avec le refroidissement d'atomes par laser et la condensation de Bose-Einstein, jusqu'à l'échelle micrométrique, avec l'emploi de billes sondes piégées dans des faisceaux laser en physique de la matière molle. Paradoxalement, les effets directs de la pression de radiation sur des interfaces liquides ont longtemps été négligés du point de vue des applications, bien que les travaux expérimentaux initiaux sur le sujet datent de la même époque que les premières expériences de lévitation de particules par laser. La déformation par pression de radiation d'une interface entre deux liquides diélectriques n'était en effet envisagée que pour son caractère illustratif dans la polémique historique concernant l'expression du tenseur énergie-impulsion du champ électromagnétique dans la matière.

Il nous est donc apparu nécessaire de souligner dans un premier temps la filiation naturelle existant entre les manipulations d'interfaces liquides médiées par des billes sondes et les manipulations directes par la pression de radiation. Nous dresserons ainsi au chapitre 2 un panorama des techniques récentes de manipulation et de microrhéologie optique en physique de la matière molle. Nous montrerons en particulier les avantages conférés par la manipulation directe par rapport aux autres techniques.

Le chapitre 3 sera consacré à une présentation simple du bilan des forces électromagnétiques exercées par la lumière dans les milieux matériels. Il permettra en outre d'éclaircir la polémique, récurrente jusqu'à ce jour dans la littérature, à ce sujet. Cette polémique, essentiellement d'origine sémantique, obscurcit considérablement la lecture des articles dédiés aux déformations d'interfaces par laser. Nous avons donc voulu éviter toute confusion possible en définissant clairement les notations et concepts utilisés par la suite. Nous insisterons en particulier sur l'utilité du tenseur des contraintes électromagnétiques comme outil de calcul.

Le chapitre 4 détaillera les caractéristiques physico-chimiques essentielles des phases micellaires de microémulsion quasicitriques, ainsi que le montage expérimental, qui nous ont permis de visualiser directement des déformations d'interface de taille micrométrique avec une source laser classique. L'appartenance de ces phases micellaires à la classe d'universalité ($d=3, n=1$) du modèle d'Ising, rend en particulier nos résultats généralisables à toutes les interfaces liquides entre fluides isotropes.

Ainsi, nous exposerons au chapitre 5 l'ensemble des résultats obtenus pour les défor-

mations induites par la pression de radiation au stade linéaire, i.e pour des excitations laser modérées. L'indépendance des déformations par rapport au sens de propagation du faisceau sera démontrée et nous validerons expérimentalement une loi d'échelle universelle pour la hauteur des déformations. Cette loi d'échelle traduit de façon compacte en fonction de nombres sans dimension la possibilité de mesurer des tensions de surface grâce aux déformations induites par laser. Nous étudierons également la dynamique temporelle de croissance des déformations et nous montrerons que, par leur intermédiaire, la réalisation de lentilles adaptatives commandées par la pression de radiation est envisageable.

Au chapitre 6, nous présenterons le comportement non-linéaire des déformations de l'interface pour des excitations laser élevées. La symétrie des déformations par rapport au sens de propagation du faisceau est brisée dans ces conditions. Suivant que le faisceau se propage du milieu le moins réfringent vers le milieu le plus réfringent, ou inversement, on observe la formation de doigts stables, ou l'effondrement de l'interface conduisant à un jet liquide. Le seuil de cette instabilité "optohydrodynamique" sera caractérisé expérimentalement. Nous tenterons également d'expliquer les faits observés, en prenant en compte la dépendance de la pression de radiation vis-à-vis de l'angle d'incidence du faisceau laser à l'interface.

Le chapitre 7 montrera comment les déformations non-linéaires de l'interface et l'instabilité optohydrodynamique peuvent être exploitées pour former des ponts liquides. Ces ponts liquides créés et stabilisés sous champ laser présentent la particularité d'être de rapports d'aspect bien supérieurs au seuil habituel de l'instabilité de Rayleigh-Plateau des colonnes liquides. Une étude expérimentale de la stabilité des ponts induits en fonction des paramètres de l'excitation laser sera effectuée.

Finalement, la démonstration que les déformations d'interfaces induites par la pression de radiation sont un outil de mesure de la tension de surface sera achevée au chapitre 8. Nous avons en effet pu caractériser, grâce à nos phases micellaires, les déformations d'origine thermique susceptibles de constituer des artefacts expérimentaux. Nous mettons en évidence les caractéristiques permettant de les distinguer sans ambiguïté des déformations engendrées par la pression de radiation seule.

Chapitre 2

De la manipulation optique de particules aux déformations d'interface induites par pression de radiation

Les effets mécaniques de la quantité de mouvement des photons, communément appelés effets de pression de radiation, ont longtemps été supposés inobservables à l'échelle terrestre. Bien que Lebedev [1] (1901) et Nichols et Hull [2] (1903) aient dès le début du siècle réussi à mettre en évidence expérimentalement les effets de la pression de radiation sur des corps macroscopiques, les applications potentielles étaient difficilement envisageables avant l'invention des lasers, sources lumineuses intenses. Le sujet fut donc délaissé jusqu'aux années 1960, si ce n'est le débat théorique sur l'expression du tenseur énergie-impulsion de la lumière dans la matière et l'expérience associée de Jones et Richards en 1954 [3]. Pour une présentation succincte de la problématique du bilan des forces lumineuses dans les milieux matériels, le lecteur est renvoyé au chapitre suivant. A l'inverse en ce qui concerne les phénomènes astrophysiques, l'importance cruciale de la pression de radiation fut rapidement reconnue. L'orientation de la queue des comètes dans le sens du vent stellaire (Lebedev 1902) est un phénomène bien connu. De même, la pression de radiation influence la distribution spatiale des poussières interstellaires, intervenant ainsi dans les processus d'accrétion [4].

Dans ce chapitre, après avoir rappelé dans un premier temps le cheminement conduisant des expériences de lévitation de particules aux condensats de Bose-Einstein, nous présenterons certains développements récents des techniques de piégeage optique d'objets micrométriques. Puis ayant détaillé les applications des pincettes optiques en physique de la matière molle, nous essayerons de montrer en quoi les déformations d'interface par effets directs de la pression de radiation peuvent s'avérer être une technique complémentaire de caractérisation de milieux diélectriques déformables.

2.1 De la lévitation optique de particules aux condensats de Bose-Einstein

Ashkin fut le premier en 1970 à démontrer expérimentalement l'influence de la pression de radiation sur le mouvement de particules [5] et la possibilité de léviter optiquement des particules dans l'air [6]. Les bases expérimentales étaient alors posées qui allaient conduire aux formidables expériences de refroidissement des atomes par laser. En effet, la manipulation optique de particules micrométriques a été étendue aux atomes et molécules pour lesquels la pression de radiation peut devenir très importante à cause des grandes sections efficaces d'absorption au voisinage de résonances spécifiques. Quand la longueur d'onde de la lumière est accordée au voisinage d'une de ces transitions, l'atome absorbe et réémet spontanément la lumière, et le champ incident est diffusé de façon cohérente par le dipôle induit. Le contrôle sélectif de ces processus physiques imbriqués permet le piégeage et le refroidissement des atomes par laser [7, 8, 9]. Dès lors, l'amélioration continue des techniques de refroidissement et de piégeage a permis d'augmenter la densité dans l'espace des phases des atomes piégés jusqu'à atteindre la condensation de Bose-Einstein prédite théoriquement en 1924 [10, 11]. La réalisation expérimentale de ce nouvel état de la matière a été saluée par l'attribution du Prix Nobel 2001. Ces aspects quantiques de la pression de radiation dépassent largement le cadre de cette thèse et je renvoie donc aux articles suscités pour de plus amples détails. De même, l'historique, le développement et les applications des techniques de piégeage ont été résumées par Ashkin lui-même dans un article ancien [12], ainsi que dans deux articles de revue récents particulièrement pédagogiques [13, 14]. Je me bornerais donc par la suite à mentionner quelques exemples de ces développements choisis pour leur caractère illustratif.

L'aspect le plus frappant dans cette historique est la concomitance de la réalisation du piégeage d'atomes dans des mélasse optiques [15] et de la démonstration du piégeage de billes de verre micrométriques dans un faisceau laser unique (pincette optique ou "optical tweezers" en anglais) [16]. Cette expérience, considérée au départ comme preuve de principe du piégeage d'atomes voire comme une "expérience jeu" selon ces auteurs, allait vite devenir un moyen de manipulation et d'étude particulièrement efficace d'objets micrométriques, notamment d'origine biologique.

2.2 Evolution des techniques de piégeage optique d'objets micrométriques

2.2.1 Du piège unique aux pièges multiples

Principe d'une pincette optique dans l'approximation de l'optique géométrique

La figure (2.1) présente le schéma de principe d'une pincette optique. Contrairement au cas de la lévitation optique, la gravité n'est pas nécessaire pour assurer la stabilité du piégeage de la particule. Un faisceau laser gaussien est fortement focalisé grâce à un objectif de microscope de grande ouverture numérique (O.N.) en un spot de taille limitée par la diffraction. Par souci de simplicité, nous décrivons le piégeage d'une particule de Mie (rayon de la particule $a \gg \lambda$, longueur d'onde de la lumière) afin de pouvoir se

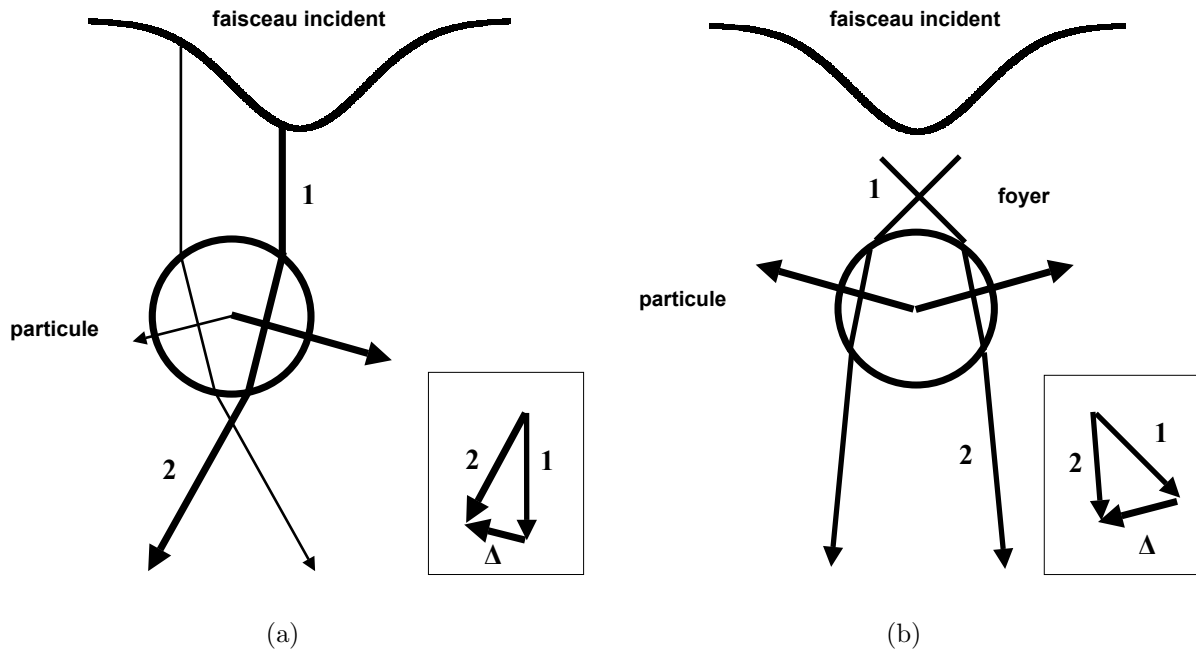


FIG. 2.1 – (a) Représentation schématique de la force en gradient $\vec{F}_{grad}$ dans l'approximation de l'optique géométrique, pour une particule de Mie d'indice optique supérieur à celui du milieu environnant ($n_{eff} > 1$). Le faisceau de lumière incident a une distribution d'intensité gaussienne et l'épaisseur relative des deux rayons représentés symbolise leur intensité. Les rayons sont réfractés par la particule et induisent par réaction des forces agissant sur celle-ci. La conservation de la quantité de mouvement pour le rayon le plus intense est indiquée en encart. La résultante des forces a bien tendance à ramener la particule dans l'axe du faisceau laser, vers la zone d'intensité maximale. (b) Schéma de principe d'une pincette optique. Le faisceau laser est fortement focalisé. La résultante des forces induites par la réfraction de deux rayons symétriques attire la particule vers le foyer dans les régions de champ fort. La conservation de la quantité de mouvement pour le rayon de gauche est indiquée en encart.

contenter d'une explication qualitative dans l'approximation de l'optique géométrique. Le piégeage latéral de la particule (d'indice optique supérieur à celui du milieu environnant) est assuré si l'on regarde la réfraction de 2 faisceaux lumineux excentrés (cf Fig.(2.1(a))) . La conservation de la quantité de mouvement du système lumière + particule impose une force de rappel vers l'axe du faisceau laser. De même, le piégeage axial s'explique si l'on considère la réfraction de faisceaux symétriques pour une particule décalée par rapport au foyer (cf Fig.(2.1(b))). Nous voyons donc qu'une force de rappel a toujours tendance à attirer la particule diélectrique dans les zones de forte intensité. Cette force dirigée dans la direction du gradient d'intensité est souvent appelée $\vec{F}_{grad}$ dans la littérature. Pour une particule de Rayleigh ($a \ll \lambda$) assimilable à un dipôle induit de polarisabilité α , c'est tout simplement la force dipolaire électrique. Pour un milieu diélectrique, son analogue est la force électrostrictive qui à toujours tendance à attirer le diélectrique dans les régions de champ fort. Cependant un bilan des forces complet pour un rayon quelconque réfracté à travers la particule montre, qu'outre $\vec{F}_{grad}$, il existe une composante de force colinéaire à la direction du rayon incident. Cette force aurait tendance à éloigner la particule du centre

du piège mais en fait elle est négligeable devant $\overrightarrow{F_{grad}}$ pour une particule de Mie. Elle est couramment appelée $\overrightarrow{F_{scat}}$ car, pour une particule de Rayleigh, elle est proportionnelle à la section efficace de diffusion de la particule ("scattering cross-section"). Cette décomposition des effets mécaniques entre $\overrightarrow{F_{grad}}$ et $\overrightarrow{F_{scat}}$ est couramment utilisée depuis qu'Ashkin a clarifié leurs définitions [17]. Elle permet de comprendre intuitivement et facilement le piégeage dans les deux cas limites (particules de Mie ou de Rayleigh). Cependant elle est arbitraire, voire même insuffisante par exemple pour la compréhension du comportement de particules de taille intermédiaire. Nous montrerons en fait au chapitre suivant qu'une modélisation globale et unifiée des effets mécaniques de la lumière ne peut se faire que par l'intermédiaire du tenseur des contraintes électromagnétiques de Maxwell.

Exemples

Les particules piégées par Ashkin et al. étaient en suspension dans de l'eau [16]. Omori et al. ont piégé des particules dans de l'éthanol et finalement réalisé en 1997 la première pincette optique travaillant dans l'air [18]. La technique est maintenant suffisamment connue et popularisée pour être proposée comme travaux pratiques au niveau universitaire, ou être capable de fonctionner dans des environnements mécaniquement bruyés, puisque des pincettes optiques seront embarquées sur la Station Spatiale Internationale en 2005 [19]. Dans de nombreuses situations expérimentales, les particules piégées le sont au voisinage d'une surface (fond de cellule par exemple). Récemment une équipe tchèque a prédit [20] et démontré qu'il était possible de piéger des particules dans l'onde stationnaire gaussienne formée par l'onde laser incidente et l'onde réfléchie par le bas de la cellule de piégeage, préalablement traité par des couches réflectrices [21]. Le principal avantage est que l'efficacité du piégeage (notamment axial) est meilleure que dans la configuration monofaisceau classique, même sans objectif à grande O.N. ou avec des faisceaux fortement aberrants. De plus, plusieurs positions de piégeage sont créées à distance fixe du fond de la cellule, aux ventres de l'onde gaussienne stationnaire. Même dans le cas d'une réflexion sur une lame de verre non traitée, l'onde stationnaire prédomine jusqu'à $5\mu m$ de la surface et introduit des perturbations sur les propriétés du piège [22].

Pièges multiples

La manipulation simultanée de multiples particules piégées est l'un des buts recherchés par les utilisateurs de pincettes optiques. Deux voies principales s'offrent à eux. L'une des méthodes consiste à faire balayer par le faisceau laser des positions multiples suffisamment rapidement de façon à créer en moyenne plusieurs pièges. La fréquence de répétition ν doit être adaptée à la taille des particules (a) et à la viscosité du solvant (μ) pour être supérieure à la fréquence caractéristique du mouvement brownien ($\nu \sim a^{-3}\mu^{-1}$). De faibles fréquences (13-50 Hz) ne permettent de piéger que de grosses particules dans des solvants assez visqueux. L'usage de miroirs piézoélectriques permet d'atteindre des taux de répétition de l'ordre du kHz et de piéger ainsi de petites particules colloïdales ($1\mu m$ de diamètre) dans des suspensions peu visqueuses [23]. L'autre méthode pour obtenir des positions multiples de piégeage est le recours à des éléments diffractants [24]. Des réseaux holographiques diffractants générés par ordinateurs [25] sont interposés sur le trajet du faisceau avant passage par l'objectif. La figure (2.2) présente le principe de la technique et un exemple de motif réalisé par piégeage simultané de particules. Les motifs de pièges

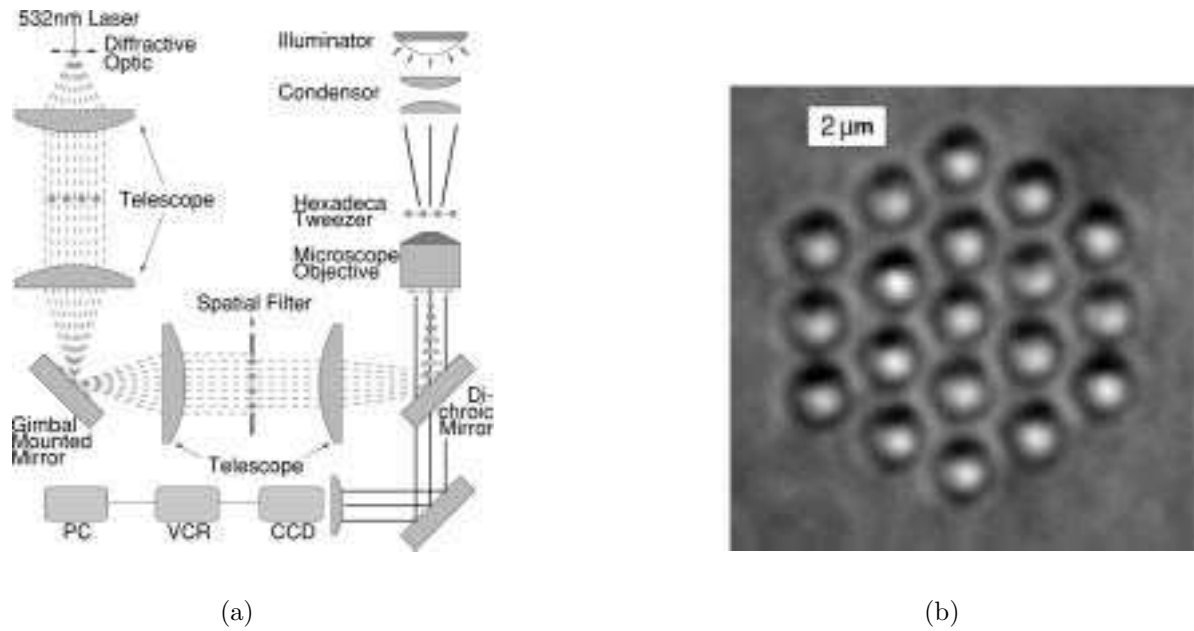


FIG. 2.2 – (a) Principe de la réalisation de positions de piégeage multiples obtenues en interposant sur le trajet du faisceau laser des réseaux holographiques diffractants générés par ordinateur. (b) Exemple de motifs obtenus en piégeant des sphères de silice de diamètre $1\text{ }\mu\text{m}$ dans de l'eau. Les figures sont issues des références [24] et [25].

ainsi générés peuvent être utilisés pour fabriquer des arrangements micrométriques voire nanométriques de particules [26]. L'extension à trois dimensions de ces techniques permettraient la fabrication de cristaux photoniques. A noter aussi les potentialités (flexibilité, compacité) des cavités laser à émission verticale (Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser ou VCSEL) pour la manipulation simultanée d'objets [27].

L'un des désavantages des pincettes optiques telles qu'exposées au début de ce paragraphe est qu'elles ne permettent de piéger que des particules d'indice optique n_{part} supérieur à celui du milieu environnant n_0 (indice effectif $n_{eff} = \frac{n_{part}}{n_0} > 1$). Les particules d'indice effectif $n_{eff} < 1$ sont, elles, expulsées du piège ou seraient susceptibles d'être piégées sur des minima d'intensité. Cela est possible en réalisant par exemple un champ d'interférences par recombinaison après l'objectif de microscope des faisceaux issus des deux bras d'un interféromètre de Mach-Zehnder [28]. Les particules d'indice $n_{eff} < 1$ sont piégées sur les franges sombres, celles d'indice $n_{eff} > 1$ sur les franges brillantes. Mais le recours à des modes particuliers du faisceau laser autre que le classique mode gaussien TEM_{00} permet d'étendre encore plus les possibilités de manipulation.

2.2.2 Utilisation de modes exotiques de faisceau laser

Piégeage de particules d'indice effectif $n_{eff} < 1$

L'utilisation d'un mode TEM_{01}^* ou mode "doughnut" pour piéger des sphères creuses ($n_{eff} < 1$) est suggérée par Ashkin. Ce mode avec un minimum d'intensité au centre du faisceau (cœur sombre) est un exemple de modes particuliers de faisceaux appelés vortex optiques, car la phase de l'onde n'est pas définie sur l'axe et spirale autour de cette

singularité. Ces vortex optiques d'intensité nulle sur l'axe peuvent être créés grâce à des hologrammes générés par ordinateur et permettent le piégeage de sphères creuses [29]. D'autres modes de faisceaux présentent un intérêt pour le piégeage optique: les faisceaux de Bessel et les faisceaux de type Laguerre-Gauss.

Ces types de faisceaux sont des solutions particulières de l'équation de propagation d'ondes dans l'espace libre. Les faisceaux de Bessel sont des solutions de l'équation scalaire de Helmholtz invariantes au cours de la propagation [30]. L'absence de diffraction et la petite taille de la région centrale du faisceau offrent des avantages pour la manipulation optique et le guidage précis d'atomes. Ainsi on comprend aisément qu'un faisceau non diffractant permet une meilleure sélectivité du piégeage et du déplacement des particules [31]. De plus, les particules peuvent être stockées et empilées les unes sur les autres dans le faisceau.

Rotation des particules piégées

Si la lumière peut échanger de la quantité de mouvement avec la matière, on oublie souvent que des échanges de moment cinétique peuvent se produire. Une lumière polarisée circulairement transporte un moment cinétique de $\pm\hbar$ par photon. Beth a ainsi mesuré le couple exercé par une onde polarisée circulairement traversant une lame demi-onde, i.e changeant la polarisation de la lumière de $\sigma+$ à $\sigma-$ et vice versa [32]. A l'échelle microscopique, ce principe a été appliqué pour mettre en rotation des microparticules biréfringentes piégées dans des pincettes optiques [33], permettant même la réalisation de microengrenages entraînés par la lumière [34]. Mais ce procédé est limité aux particules biréfringentes ou absorbantes [35] et n'est donc pas généralisable à tous les types d'objets piégeables. D'où le recours aux faisceaux de Laguerre-Gauss qui présentent eux la particularité de posséder un moment cinétique orbital distinct du moment cinétique lié à l'état de polarisation de la lumière [36, 37]. Avec de tels faisceaux, on peut contrôler simplement le sens et la vitesse de rotation de particules piégées indépendamment de leurs propriétés intrinsèques [38]. La réalisation de telles micromachines optiques est l'un des axes de développement actuels de la manipulation optique.

2.2.3 Micromachines optiques

Le paragraphe précédent a montré comment on pouvait dissymétriser les propriétés du faisceau laser pour induire la rotation des particules. L'autre façon de procéder est de dissymétriser les particules elles-mêmes pour que la pression de radiation exerce un couple mécanique engendrant la rotation, comme pour des hélices. Higurashi et al. ont ainsi démontré la rotation de particules autour de l'axe du laser de piège ou perpendiculairement à celui-ci [39]. La figure (2.3) présente l'objet de forme interne anisotrope et son piégeage et sa mise en rotation perpendiculairement à l'axe du laser. L'optique géométrique suffit à expliquer et prévoir le comportement de tels micromoteurs piégés dans des faisceaux très focalisés [41, 42]. Le piégeage et la rotation de barreaux cylindriques a aussi été prédite [43] et confirmée expérimentalement [44, 45, 46]. Les structures étoilées sont aussi de bonnes candidates pour la réalisation de roues et engrenages micrométriques activés par la lumière susceptibles d'être intégrés dans des dispositifs MOEMS (Micro-Optical-ElectroMechanical System) [47]. De telles structures ont récemment été produites de façon tout optique par polymérisation à deux photons dans des résines [40]. La figure

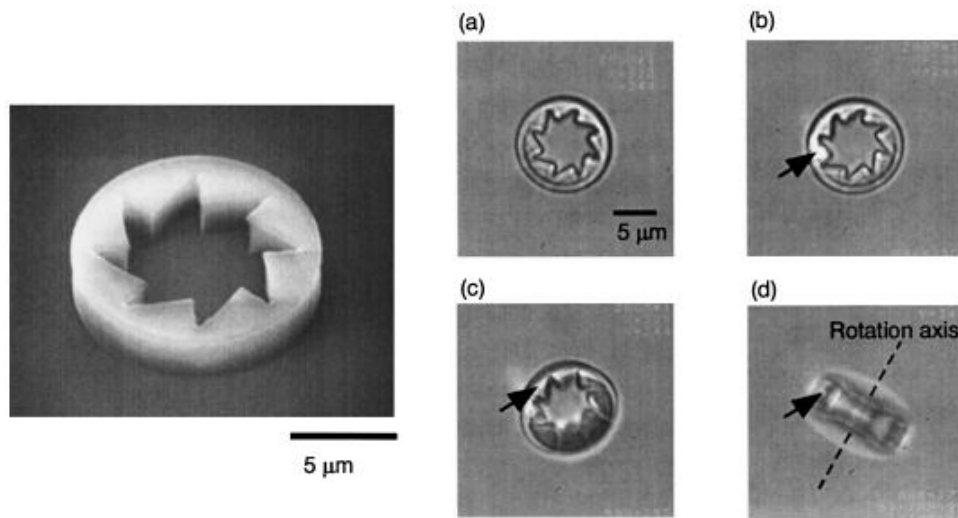


FIG. 2.3 – *Objet facetté mis en rotation de façon similaire à une hélice par la pression de radiation d'un faisceau laser focalisé [39].*

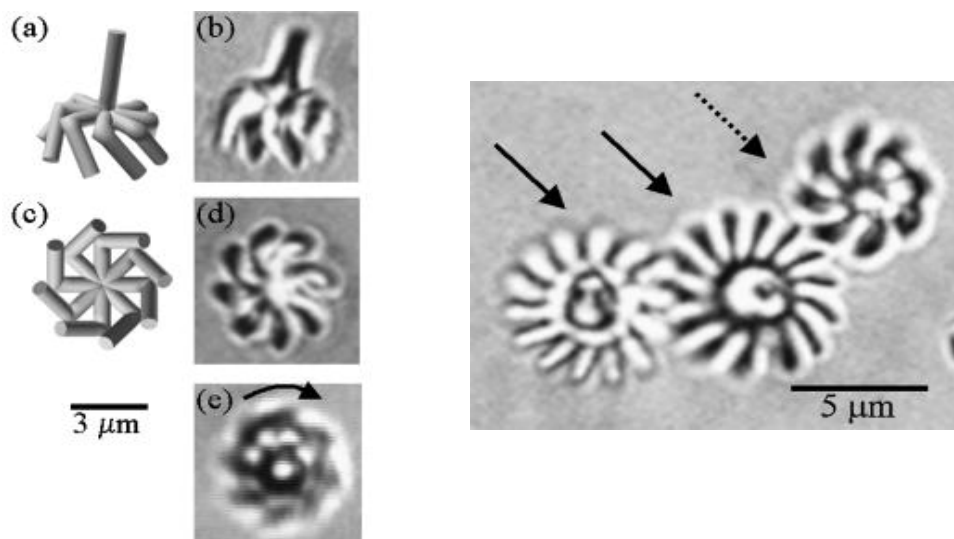


FIG. 2.4 – *Exemple de micromachines optiques réalisées par polymérisation deux photons dans des résines. L'image de droite présente un microengrenage entraîné par pression de radiation [40].*

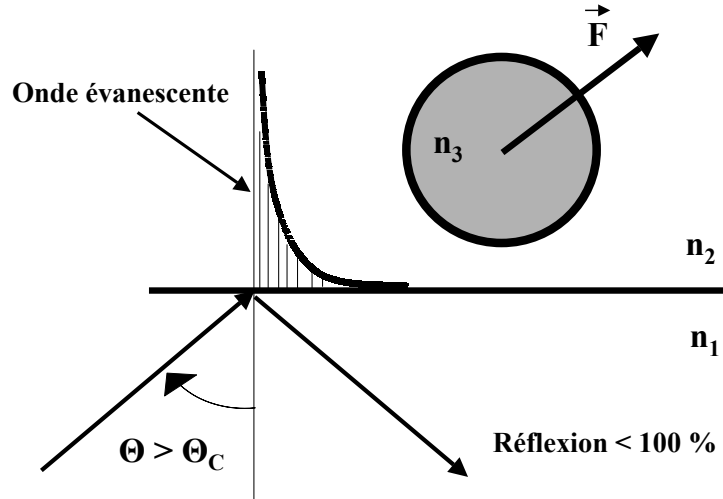


FIG. 2.5 – Principe de l'expérience de Kawata et Sugiura [48]. L'interface entre un prisme de saphir et l'air est éclairé en réflexion totale. Une onde évanescente est générée à l'interface et la particule placée au voisinage de celle-ci flotte et glisse sous l'effet des photons tunnels.

(2.4) montre la forme de la structure polymérisée et son utilisation dans un engrenage. Ces microrotors pourraient être utilisés pour induire des couples contrôlés à l'échelle microscopique et mesurer ainsi l'élasticité de torsion de polymères biologiques ou la viscosité microscopique dans des fluides.

2.2.4 Interaction avec des champs évanescents

Pincettes optiques nanométriques

La dernière voie prometteuse que je tenais à évoquer dans cette partie consacrée à l'évolution générale des techniques de piégeage et de manipulation optique est l'influence des champs évanescents sur des particules micrométriques. On rejoint ainsi le domaine en plein essor de l'optique du champ proche et des nanotechnologies, car à l'échelle nanométrique les effets optiques sont dominés par les ondes évanescentes non radiatives. L'expérience inaugurale dans ce domaine a été réalisée par Kawata et Sugiura en 1992 [48]. Ils ont observé le mouvement et le piégeage de billes de latex et de verre dans le champ évanescent formé à l'interface d'un prisme de saphir éclairé en réflexion totale par un faisceau laser de puissance modérée ($P \leq 150mW$) (cf Fig. (2.5)). La particule flotte et glisse le long de l'interface à quelques $\mu m/s$ sous l'effet des photons tunnels. Bien que théoriquement encore mal comprise et sujette à débat (influence de la polarisation du laser et des réflexions multiples entre la particule et l'interface, cause de la flottaison de la particule [49, 50, 51, 52, 53, 54]), la manipulation de particules par champs évanescents permet d'envisager d'étendre la technique des pincettes optiques à l'échelle nanométrique. En effet, le volume de piégeage de pincettes classiques est lui limité par la diffraction (taille du spot de focalisation du laser). Des propositions de pincettes nanométriques ont récemment été formulées théoriquement [55, 56, 57]. Encore une fois, il faut souligner qu'à l'échelle du nanomètre les simplifications usuelles pour le bilan des forces lumineuses

ne sont plus applicables et que seul le tenseur des contraintes de Maxwell permet une dérivation rigoureuse et complète des forces.

Le couplage avec des champs évanescents peut considérablement affecter les forces subies par une particule (couplage résonnant avec des plasmons de surface au voisinage d'une surface métallique par exemple [58]). R. Gomez-Medina et al. ont même prédit qu'une particule confinée dans un guide d'onde creux voyait sa section efficace de pression de radiation (i.e la force qu'elle subit) multipliée par un facteur 50 du fait du couplage avec le premier mode évanescent du guide [59]. Elle est alors confinée dans une petite région du guide d'onde où elle subit une forte accélération. Le mouvement de particules dans des guides d'ondes creux a été observé [60, 61] et des fibres optiques creuses sont utilisées pour le guidage de particules et la lithographie par écriture directe [62, 63].

Le microscope à force photonique: nouvelle sonde locale de forces

Une application se trouve à la frontière des phénomènes de champ proche et du piégeage optique: le microscope à force photonique, nouveau type de sonde à balayage [64, 65]. Dans ce système, une bille de latex fluorescente de quelques centaines de nanomètres tenue par une pincette optique, est utilisée pour sonder la surface d'un objet. Une excitation à 2 photons permet de suivre les fluctuations axiales de la bille selon l'axe optique. Des images 2D d'échantillons sont obtenues en déplaçant latéralement la bille piégée tout en enregistrant l'intensité de fluorescence induite. La résolution latérale est déterminée par le diamètre de la bille et la résolution axiale peut atteindre 40 nm [66]. Le microscope à force photonique présente l'avantage, par rapport aux techniques traditionnelles de sonde (AFM, SFM, SNOM), de ne pas nécessiter l'intrusion de partie mécanique dans le milieu. Cela le rend ainsi particulièrement adapté à l'étude de l'intérieur de cellules vivantes, tant que celles-ci sont transparentes au laser. De plus, la constante de raideur du potentiel est de 2 à 4 fois plus faible que pour les microscopes à force atomique et donc également adaptée aux matériaux biologiques très mous. Une variante basée sur l'étude des fluctuations thermiques d'une nanosphère piégée a été proposée par la même équipe pour sonder des échantillons en 3D [67]. Avec cette dernière application des pincettes optiques, nous abordons leur utilisation comme senseurs de force en physique de la matière molle, sujet de la prochaine partie.

2.3 Utilisation des pincettes optiques en physique de la matière molle

2.3.1 Manipulation d'objets biologiques et mesures de forces

Les pincettes optiques furent appliquées peu après leur découverte à la manipulation d'objets de nature biologique. L'emploi d'un laser argon ionisé se révélant dommageable pour les spécimens (virus, bactérie) piégés [68], Ashkin et al eurent recours à une source infrarouge (Nd:Yag $1.06\mu m$) afin de minimiser les dégâts thermiques induits par l'illumination [69]. Le piégeage d'organismes vivants devint possible et les pincettes optiques furent utilisées pour la manipulation et la sériation de cellules. A l'inverse, combinées à des techniques de découpe laser, elles permettent la dissection de cellules (scalpel laser ou "laser scissors") [70]. Les applications des pincettes optiques en biologie ont connu un dé-



FIG. 2.6 – Géométrie expérimentale utilisée par *Finer et al.* [74, 75] pour étudier l'interaction d'une molécule unique de myosine avec un filament d'actine. Le filament est attaché à chaque bout à une bille piégée. Les pièges optiques permettent d'étirer le filament d'actine et de l'approcher d'une bille de silice recouverte partiellement de molécules de myosine.

veloppement exponentiel et sont trop vastes pour être énumérées ici. Je renvoie donc aux articles de revue d' Ashkin précédemment cités [13, 14], où de larges parts sont consacrées aux applications biologiques, ainsi qu' à des articles de revue plus spécialisées [71, 72, 73]. Par contre, je vais insister sur la mesure de forces infinitésimales. Des billes piégées dans des pincettes optiques permettent d' appliquer et de mesurer des forces de l'ordre du piconewton. Cette capacité a été amplement utilisée pour l'étude des moteurs moléculaires en biophysique, ou pour déformer des polymères comme l' ADN.

Caractérisation de moteurs moléculaires

Les moteurs moléculaires sont des couples d'enzymes assurant la conversion de l'énergie chimique apportée par l' ATP en travail mécanique. Ces couples diffèrent suivant les fonctions: couple actine-myosine pour la contraction musculaire, kinésine-microtubule pour les transports intracellulaires, enzymes polymérases lors de la réplication et de la transcription de l' ADN [76]. Les forces élémentaires mises en jeu au niveau moléculaire dans ces différents processus ont été mesurées grâce à des pincettes optiques. Le principe général de ce type de mesure est d'attacher à un bout d'une enzyme une bille diélectrique piégée. Lorsque l'enzyme est mise en contact avec le récepteur adéquat, le moteur moléculaire est activé par l' ATP et le mouvement de la bille dans le piège permet de mesurer les forces et déplacements générés. Block et al. ont ainsi recouvert une bille de kinésine et l'ont ensuite placée sur une microtubule. Ils ont mesuré la force et le déplacement induit par une molécule de kinésine unique [77] et détaillé que le mouvement se faisait par pas de 8 nm le long de la microtubule [72, 78]. Finer et al. ont effectué des mesures similaires pour le couple actine-myosine en suspendant dans un piège optique dual un filament d' actine au-dessus d'une unique molécule de myosine (cf Fig. (2.6)). Lors de l' interaction, une des billes piégées s'excentre par rapport au centre du piège optique, qui est lui rétroactionné de façon à imposer une excentration constante de la bille. Le piège optique étant ainsi stabilisé à des précisions nanométrique en position, picométrique en force avec un temps de réponse de l'ordre de la milliseconde, ils ont mesuré un mouvement par sauts de 11 nm et des forces de 3-4 pN [74, 75]. La biomécanique de la transcription de l' ADN par un ARN messager a été également mesurée [79, 80] et les pincettes optiques couplées aux techniques d' observation de molécules uniques sont un outil privilégié pour beaucoup de groupes travaillant sur les moteurs moléculaires [81].

Physique des biopolymères

Les pincettes optiques ont également permis une mesure des propriétés élongationnelles de l'ADN (courbe de réponse force extension) [82], importantes pour une meilleure compréhension de différents mécanismes cellulaires. De plus, l'ADN en solution est un excellent système modèle en physique des polymères. De nombreuses hypothèses concernant la théorie des polymères en solution ont ainsi pu être testées expérimentalement en manipulant une molécule individuelle d'ADN avec une pincette optique. Après avoir déformé une molécule fluorescente d'ADN dans une solution concentrée, Chu et al. ont observé que sa relaxation vers l'équilibre restait confinée dans un tube défini par le contour de la chaîne [83]. Cette conséquence de la contrainte topologique imposée par les chaînes de polymères environnantes est une des hypothèses du modèle de reptation développé par De Gennes pour décrire les solutions polymères concentrées. La loi d'échelle liant le temps de relaxation d'une chaîne polymère étirée complètement dans un écoulement à la longueur de la chaîne a été également vérifiée [84], tout comme la dynamique en modes normaux d'une molécule d'ADN partiellement étirée en solution [85]. Un polymère étiré étant dans une configuration défavorable d'un point de vue entropique, il a tendance à relaxer vers sa configuration d'équilibre en exerçant une force en retour sur la solution. A l'échelle macroscopique, cela se traduit par un caractère non-newtonien des solutions polymères diluées et des propriétés surprenantes (réduction de traînée turbulente). Une meilleure compréhension de ces effets nécessite une connaissance des lois microscopiques qui les régissent. La dynamique d'une chaîne d'ADN unique dans des écoulements uniforme [86] ou élongationnel [87] a été ainsi caractérisée toujours par manipulation optique. Les études sur l'ADN ont récemment été étendues jusqu'à la mesure de forces de l'ordre du femtonewton en s'affranchissant du caractère limitant des fluctuations thermiques des billes piégées [88], ou à la mesure de sa résistance à la torsion en réalisant des noeuds dans un filament d'ADN [89]. Dans ce dernier paragraphe, nous avons vu à quel point les pincettes optiques pouvaient fournir d'informations en physique de la matière molle. Elles sont même devenues de véritables outils de microrhéologie, comme nous allons le montrer maintenant.

2.3.2 Dynanométrie et microrhéologie optiques

Les techniques prévalant pour la mesure de forces sur des objets biologiques s'appliquent tout aussi bien à d'autres systèmes. On peut étudier les propriétés mécaniques (résistance à la déformation, réorganisation, rupture) de chaînes dipolaires dans des suspensions magnétorhéologiques [90] en les déformant au moyen de pincettes. Des méthodes de type "arrachement" permettent de caractériser des liens intermoléculaires entre ligand et récepteur [91] ou la force de déplétion (force attractive d'origine entropique découlant du non-recouvrement de sphères dures) dans des mélanges colloïdes-polymères [92]. Dans ce dernier cas, la mesure de la puissance laser nécessaire pour décoller une particule de latex d'une surface de verre donne une évaluation de l'interaction entre la particule et la surface, bonne approximation de la force de déplétion entre particules. Toutefois ces forces évaluées ne sont encore que des forces statiques et on ne peut donc pas encore parler de dynanométrie optique. Un exemple de mesure dynamique est la sédimentation contrôlée d'une particule au voisinage d'une interface à l'aide de deux faisceaux laser [93]. Le drainage lent du film de mouillage entre la particule et l'interface a pu ainsi être mis en

évidence.

Applications des pincettes optiques dans les systèmes colloïdaux

Pour mesurer des forces dynamiques, l'idée est toujours de se servir du mouvement de billes piégées comme révélateur des forces qu'elles subissent et de détecter leur mouvement (imagerie directe, fluorescence, diffusion vers l'avant ou l'arrière de la lumière du laser). Mais au lieu d'être piégées en permanence, les billes ne peuvent plus l'être qu'en moyenne dans le temps et vont fluctuer fortement du fait de l'agitation thermique ou de leurs interactions mutuelles. Ainsi balayer le faisceau laser selon une ligne permet de confiner fortement des particules dans la direction transverse tout en les laissant diffuser librement en une dimension le long de la ligne choisie. La probabilité de présence de deux sphères en diffusion libre permet de calculer l'interaction de paires et le potentiel d'interaction. Les forces entropiques à longue portée entre deux sphères colloïdales dans une suspension de sphères plus petites ont ainsi été mesurées ainsi que leur variation en fonction de la concentration de la suspension [94]. Libchaber et al. ont quant à eux balayé le laser selon un cercle et ont de plus modulé de façon asymétrique le potentiel de piégeage le long du cercle pour observer la diffusion dirigée d'une particule brownienne dans un potentiel périodique [95, 96]. En gardant deux sphères colloïdales piégées à distance fixe dans des pincettes, on peut également mettre en évidence le couplage hydrodynamique d'Oseen entre les particules en calculant les corrélations croisées des fluctuations browniennes de leurs positions [97]. A l'inverse au lieu de se servir de particules (partiellement) piégées, on peut partir d'une configuration où deux sphères sont approchées l'une de l'autre à une distance donnée au moyen de pincettes et relaxer le piégeage pour enregistrer leurs trajectoires mutuelles. Grier et al. ont ainsi mesuré l'interaction de paire entre sphères chargées et montré que le potentiel correspondait bien au potentiel écranté de Coulomb prévu par la théorie DLVO (Derjaguin-Landau-Verwey-Overbeek) [98]. Un résultat spectaculaire obtenu par cette méthode est la mesure d'un potentiel à longue distance attractif entre des sphères chargées de même signe, confinées entre des lames de verre chargées [99]. Cette composante attractive de l'interaction de paire non prédite par la théorie DLVO permet d'expliquer le caractère métastable des cristaux colloïdaux surchauffés [100]. De plus amples détails sur les applications des pincettes optiques en physique des colloïdes peuvent être trouvés dans l'article de revue de D. G. Grier [101]. Je voudrais pour ma part insister sur la possibilité d'effectuer de véritables mesures de microrhéologie grâce à cette technique.

Microrhéologie optique

Le comportement viscoélastique d'un matériau soumis à des variations sinusoidales de contrainte est décrit de façon générale par un module de rigidité complexe $G(\omega) = G'(\omega) + iG''(\omega)$ reliant la contrainte complexe $\sigma(\omega)$ à la déformation complexe subie $\gamma(\omega)$: $\sigma(\omega) = G(\omega) * \gamma(\omega)$. La partie réelle de G décrit les propriétés élastiques tandis que la partie imaginaire est liée aux pertes. Ainsi pour un solide newtonien, $G'(\omega) = G$ et $G''(\omega) = 0$ tandis que pour un fluide visqueux newtonien $G'(\omega) = 0$ et $G''(\omega) = \eta\omega$, où η est la viscosité dynamique. H. D. Ou- Yang et al. ont montré que des pincettes optiques oscillantes permettaient de mesurer localement ces quantités dans des fluides complexes [102, 103]. Le principe de la mesure est d'induire un régime d'oscillations

forcées sur une particule piégée en modulant de façon sinusoïdale la position du piège (cf Fig. (2.7)). Le mouvement de la particule est décrit de façon classique par une équation où interviennent la constante de raideur du potentiel du piège optique, la constante de raideur du potentiel élastique du matériau et sa viscosité. En mesurant l'amplitude et le déphasage du mouvement de la particule en fonction de la fréquence de l'excitation, on peut remonter aux propriétés microscopiques du gel et ceci sur une large gamme de fréquences. La viscosité de solutions polymériques a été ainsi mesurée en accord avec les mesures classiques de viscosimétrie [102] et l'effet de l'adsorption de polymères en surface des particules sondes mis en évidence [104]. On peut donc effectuer, grâce à des pincettes optiques, de véritables mesures de microviscoélasticité dans des systèmes où les propriétés locales du milieu peuvent différer notablement des propriétés en volume. La microrhéologie optique est également très utilisée pour étudier les membranes phospholipidiques.

Dynamométrie optique sur des membranes biologiques

En solution dans l'eau, les phospholipides ont tendance à former, suivant la concentration et la température, différentes structures. Des bicouches peuvent se créer du fait des affinités chimiques de la molécule (tête polaire hydrophile, queue hydrophobe). Le repliement sur lui-même d'un film lipidique, composé d'une ou plusieurs bicouches accolées, donne une vésicule (ou liposome). Ces objets mécaniques élémentaires synthétisables au laboratoire peuvent servir de systèmes modèles pour comprendre certaines propriétés des membranes cellulaires. Chatenay et al. ont ainsi étudié des membranes composites simulant un cytosquelette de cellule (en l'occurrence des membranes lipidiques recouvertes de filaments d'actine réticulés) [108]. En mesurant les fluctuations thermiques de position de billes piégées attachées à la membrane, on peut déduire des fluctuations dans le plan de la membrane la viscosité surfacique η_s , et des fluctuations perpendiculaires la rigidité de courbure κ de la membrane. Ils ont ainsi mis en évidence la nature viscoélastique de ces membranes composites [109].

Des travaux similaires réalisés au Centre de Recherche Paul Pascal à Bordeaux ont permis de montrer que des vésicules pouvaient être manipulées et déformées à l'aide de pièges optiques en mettant en contact une bille sonde de latex avec la membrane [110, 111]. La bille adhère systématiquement à la membrane et parfois même est complètement ingérée à l'intérieur de celle-ci. La modélisation et la compréhension des processus d'adhésion, ingestion ou expulsion entre la bille sonde et la membrane sont complexes [112]. Cependant le mouvement de billes manipulées optiquement et attachées à des vésicules sphériques a été exploité pour déterminer certaines propriétés rhéologiques de la membrane [106]. Le principe est d'amener au moyen d'un piège optique une bille sonde au sommet de la vésicule et d'observer ensuite sa sédimentation le long du contour de la vésicule après avoir relaxé le piégeage (cf Fig. (2.8)). La bille se comporte comme une sonde mécanique macroscopique qui sent la viscosité de la membrane au cours de son mouvement. De la friction ξ exercée sur la particule, on peut extrapoler la viscosité surfacique de la membrane η_s , quantité importante notamment pour la compréhension des déformations dynamiques des cellules. Cependant dans [106], l'extrapolation de η_s reposait sur un modèle supposant l'interface plane, donc limité aux sondes petites par rapport au rayon de la vésicule. Une théorie hydrodynamique complète de l'interaction vésicule-particule [113] est en fait nécessaire pour tenir compte de tous les effets (taille finie de la vésicule, rayon quelconque de la bille sonde) et obtenir une estimation robuste de la viscosité surfacique η_s [107]. Ces

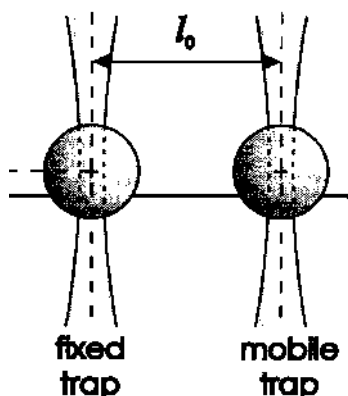


FIG. 2.7 – Schéma de principe d'un montage de dynamométrie à deux billes. Une bille sonde reste dans un piège optique fixe, tandis que l'autre piège est mobile. Par cette méthode, il est possible de mesurer l'élasticité statique de membranes [105]. En modulant sinusoïdalement la position du piège mobile, de véritables mesures de microrhéologie optique sont possibles, par le biais de l'étude des déplacements et déphasages des particules en fonction de la fréquence de modulation [102, 103].

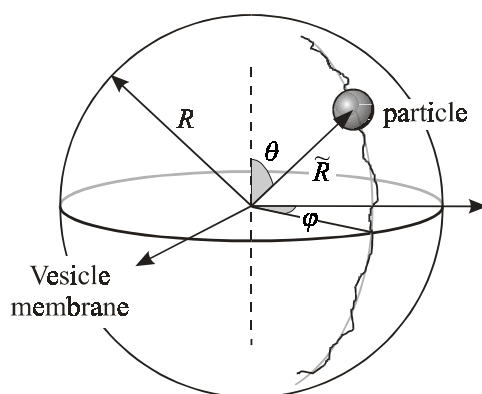


FIG. 2.8 – Schéma illustrant la sédimentation d'une bille de latex sonde le long de la surface sphérique d'une vésicule, après relaxation du piège optique qui a permis d'amener la particule au sommet de celle-ci. L'étude de la trajectoire permet de mesurer la friction ξ exercée sur la bille et d'estimer la viscosité surfacique de la membrane η_S [105, 106, 107].

études de dynamométrie optique ont récemment été étendues à la caractérisation complète d'une vésicule géante présentant une transition fluide -gel en fonction de la température [105]. La viscosité de surface η_S a été mesurée dans la phase fluide comme décrit ci-dessus, tandis qu'un montage de dynamométrie à deux billes permet de déterminer la raideur élastique k_M de la membrane dans la phase gel.

Il faut cependant noter que ces expériences de micromanipulation de membranes font l'objet de débats quant à l'interprétation des quantités mesurées [114, 115] et nécessitent des modèles élaborés d'interprétation [113]. Nous essayerons de montrer dans la dernière partie l'intérêt des déformations directes de membranes par pression de radiation. En effet, la déformation directe de vésicules par la pression de radiation exercée par une pincette optique a été observée dans les expériences citées précédemment [110, 111]. Déformer fortement des interfaces est aussi une méthode pour obtenir des informations sur leurs propriétés.

2.3.3 De la manipulation indirecte d' interfaces aux effets directs de la pression de radiation

Déformations indirectes d' interfaces

Les globules rouges (Red Blood Cell, RBC en anglais) ont été très étudiés par pincettes optiques à cause de leur caractère très déformable. Block et al. [118] ont tenu sous écoulement des globules rouges pour étudier leurs conformations, Brakenhoff et al. ont mesuré la relaxation de cellules déformées en forme de parachute dans un triple piège optique [119] et récemment le module de cisaillement de globules humains a été mesuré en tirant sur un globule par l'intermédiaire de deux billes piégées (Fig. (2.9)) [116]. Dans cette dernière expérience, le caractère limitatif des déformations indirectes est flagrant si l'on considère la modélisation du phénomène proposée (déformation d'un rectangle). Une autre méthode consiste à former des tétines en éloignant une bille piégée de la membrane dans laquelle elle était incluse. Ashkin a ainsi manipulé la structure interne d'une cellule [120]. La mesure de la force nécessaire pour faire pousser une telle tétine peut être reliée à la viscosité de la membrane (cf [121] dans le cas de la croissance à partir d'un neurone). À l'inverse, on peut exploiter la relaxation de la tétine (structure hors d'équilibre). Wurlitzer et al. [117] ont formé un long filament en étirant l'interface entre deux phases liquide expansé-gaz d'une monocouche de Langmuir (Fig. (2.10)). La vitesse de relaxation du filament leur a permis de déduire la tension de ligne λ entre les deux phases. La même grandeur peut être mesurée entre les phases liquide expansé-liquide condensé en étudiant la forme prise par un domaine de liquide condensé maintenu fixe dans un écoulement [122]. Les pincettes optiques permettent donc de mesurer les propriétés surfaciques de phases en coexistence en manipulant indirectement leur interface commune [123]. La pression de radiation peut cependant avoir des effets directs sur les membranes manipulées, comme le montrent les expériences de Bar-Ziv.

Excitations directes de membranes et instabilités

Nous avons déjà dit que dans le cas de la manipulation d'objets biologiques l'échauffement du milieu par le laser devait être évité, d'où l'utilisation de sources IR [69]. Cependant des dégâts non thermiques peuvent être induits sur des échantillons biologiques et altérer les mesures. Quand un laser est focalisé par une pincette optique sur une

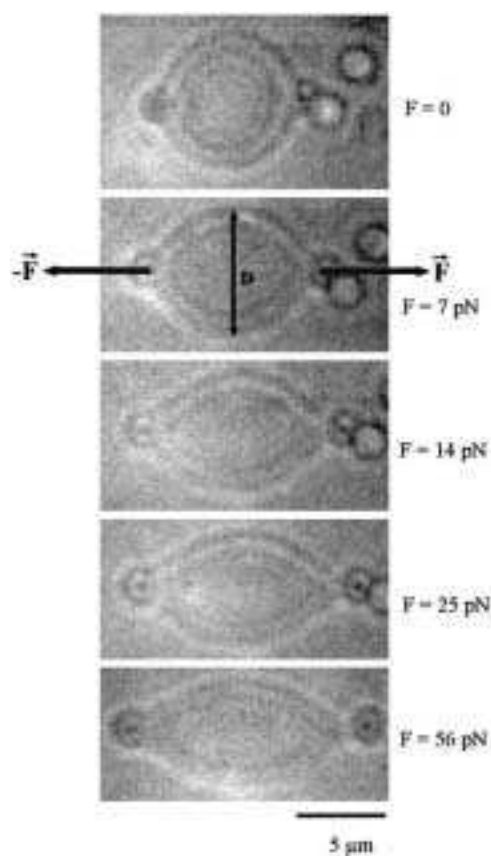


FIG. 2.9 – Déformations indirectes de globules rouges étirés au moyen de billes de silice diamétralement opposées maintenues chacune dans un piège optique [116].

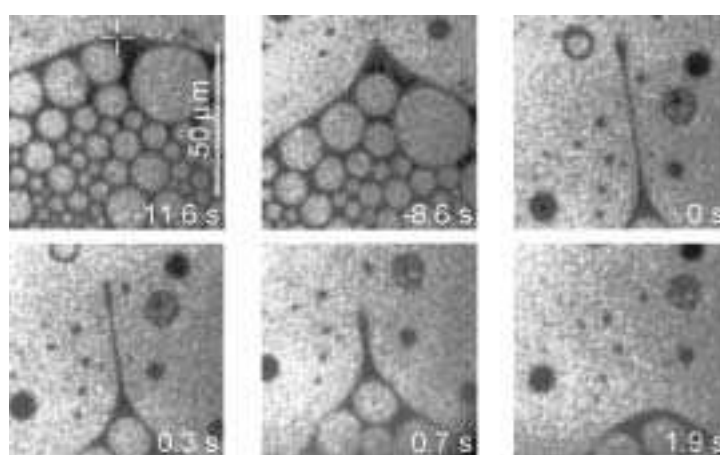


FIG. 2.10 – Déformation indirecte, au moyen d'une bille de silice piégée, de l'interface entre les phases liquide expansé-gaz d'une monocouche de Langmuir. La relaxation du filament permet de déduire la tension de ligne λ entre les deux phases [117].

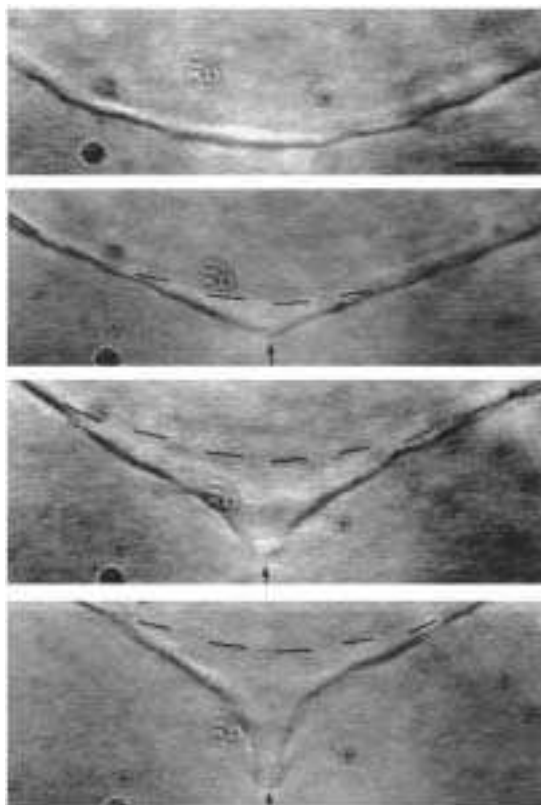


FIG. 2.11 – *Déformation directe de la membrane d'une vésicule géante au moyen du faisceau laser focalisé d'une pincette optique. La flèche indique le point de focalisation du laser, point que l'on déplace de façon à étirer la membrane [131].*

membrane déformable, les effets mécaniques de la lumière tendent à attirer plus de diélectrique vers le point focal. Cela induit un excès local de tension de surface de la membrane responsable des instabilités dites de "pearling" de vésicules cylindriques [124, 125], de la séparation locale des couches jointes d'une membrane autour d'un point de focalisation laser [126] ou encore de l'expulsion de petites vésicules internes par tension de la vésicule mère sous l'effet du laser [127]. Ces divers phénomènes ont fait l'objet d'interprétations théoriques [128, 129, 130] et d'un article passant en revue les diverses excitations dynamiques induites par des pinces optiques sur des membranes [131]. En particulier, il est démontré que les molécules formant les membranes lipidiques sont susceptibles d'être expulsées dans les régions de champ fort et transformées localement en micelles ou vésicules microscopiques [132]. Ces structures, non résolues optiquement, contribueraient à induire les instabilités des membranes observées et pourraient expliquer l'irréversibilité constatée dans les expériences de manipulation optique de vésicules. Les effets directs de la pression de radiation sur des membranes sont donc tout à fait observables, quoique perturbateurs dans les expériences détaillées ci-dessus. Nous allons maintenant montrer que les effets directs de la pression de radiation peuvent être exploités de façon tout à fait constructive.

2.4 Effets directs de la pression de radiation et déformations d'interface induites par laser

2.4.1 Structuration par pression de radiation

Avant d'aborder les déformations d'interface, je tenais à parler de la structuration possible de matière par la pression de radiation d'une onde laser. Cette structuration de matière peut être envisagée d'un point de vue très fondamental ou très appliqué (aspects physico-chimiques). Burns et al. ont parlé en 1990 [133] de "matière optique" (optical matter) pour qualifier des structures d'objets diélectriques interagissant entre eux par les champs optiques qu'ils diffusent. En effet, on peut créer artificiellement des états de particules liées, analogues à des orbitales atomiques, par les forces optiques résultant du champ optique complexe existant entre elles [134]. Ces processus de couplage (optical binding) dans des structures ordonnées de particules sont fondamentaux pour comprendre la stabilité de tels édifices et influencent les propriétés de ces assemblées, par exemple dans le cas des cristaux photoniques [135, 136]. La compréhension de ces effets optiques fins est encore une fois facilitée si l'on utilise le formalisme du tenseur des contraintes électromagnétiques pour calculer les forces optiques [136].

D'un point de vue physico-chimique, la lumière laser est souvent utilisée pour structurer différents milieux. Cependant en général les processus physiques impliqués sont plutôt de nature thermique (échauffement local engendrant une transition de phase), ou résultent de l'exploitation de résonances spécifiques à certaines longueurs d'ondes (photodéposition, photoprécipitation). Rares sont en fait les modifications physico-chimiques induites par des effets de pression de radiation seuls. On peut citer toutefois le contrôle de transitions de phase réversibles dans des gels de polymères [137] ou l'association de chaînes de polymères en solution [138]. La manipulation de défauts topologiques dans des cristaux liquides au moyen d'un laser a été également démontrée (déformation d'un ligne de désinclinaison, fusion de défauts ponctuels) [139]. De nombreux résultats exploitent en fait plutôt le couplage dipolaire d'une particule polarisable avec le champ laser et la possibilité de piéger ainsi des objets dans le faisceau laser.

Couplage dipolaire

Comme expliqué au paragraphe (1.2.1), les effets mécaniques de la lumière sur une particule se décomposent de façon générale en deux forces $\overrightarrow{F_{grad}}$ et $\overrightarrow{F_{scat}}$. Pour une particule de polarisabilité α , $\overrightarrow{F_{grad}}$ est la force dipolaire et s'écrit : $\overrightarrow{F_{grad}} = \frac{1}{2}\alpha\overrightarrow{\nabla}E^2$. Dans des suspensions de particules diélectriques, les particules d'indice effectif $n_{eff} > 1$ sont attirées et piégées dans le faisceau laser, modifiant ainsi localement l'indice optique du milieu. L'effet Kerr associé peut être très important et donner lieu à l'autofocalisation ou à l'autopiégeage du faisceau laser incident [140, 141], voire à de la bistabilité optique [142]. Des expériences de ce type ont été conduites au laboratoire en exploitant les propriétés des phases micellaires de microémulsion critiques [143]. Un faisceau laser argon Ar^+ induit la nucléation de la phase minoritaire de la microémulsion en son sein. Les gouttes nucléées restent piégées dans le faisceau par couplage dipolaire et induisent de l'autofocalisation et de la bistabilité optique intrinsèque [144]. Ces variations de concentration induites par laser ont été aussi utilisées pour induire des transitions de phase liquide/liquide, en analyser la dynamique et en déduire les propriétés optiques [145]. Le piégeage des

gouttes nucléées dans le faisceau peut être mis à profit pour étudier leur cinétique de croissance. Le faisceau laser se comporte en effet comme une boîte à bords mous qui supprime tout effet de mouillage. Les effets de taille finis influençant la croissance aux temps longs peuvent dès lors être mis en évidence [146, 147]. La cinétique de croissance aux temps courts a été aussi étudiée en piégeant les gouttes nucléées sur les franges brillantes d'un réseau d'interférences dont on mesure la réflectivité [148]. De tels types de réseaux induits permettent une meilleure compréhension des mécanismes de formation des réseaux holographiques [149]. L'étude et l'exploitation optique de phases complexes de microémulsions est une constante au laboratoire depuis une vingtaine d'années. Cette thèse en sera encore un exemple, même si le couplage dipolaire n'est pas le mécanisme principal à l'origine des phénomènes observés, comme nous le montrerons par la suite.

2.4.2 Déformations d'interface induites par la pression de radiation: aspects optiques

Bien que l'expérience initiale montrant la déformation d'une interface liquide par la pression de radiation d'une onde laser soit contemporaine des expériences de lévitation de particules (elle a d'ailleurs été réalisée par les mêmes auteurs) [150], cette technique n'a pas connu le même développement ni le même engouement, jusqu'à très récemment. Nous allons essayer de souligner les difficultés rencontrées lors de telles expériences et la façon dont elles peuvent être surmontées.

Explication qualitative

La motivation première d'Ashkin et Dziedzic était de déterminer dans quel sens se déforme l'interface entre deux liquides diélectriques d'indices optiques différents sous l'action d'un faisceau laser focalisé. Cette "Gedankenexperimente" était, selon certains auteurs, susceptible de trancher la polémique sur l'expression du tenseur énergie-impulsion de la lumière dans la matière et d'arguer en faveur de l'expression proposée par Abraham ou par Minkowski (entre autres). Le bilan des forces exercées par la lumière dans les milieux matériels n'est pas un problème simple et fût, voire est, toujours sujet de discussions théoriques animées. Nous tenterons dans le prochain chapitre d'expliquer pourquoi. Même si le sens de la déformation ne permet finalement pas de clore la controverse, il n'en reste pas moins vrai que le résultat est surprenant et contre intuitif. Nous allons en donner une petite explication qualitative.

Considérons un faisceau laser en incidence normale focalisé à l'interface entre deux diélectriques d'indices optiques respectifs n_1 et n_2 (cf Fig (2.12)). Par souci d'accord avec notre géométrie expérimentale, le faisceau arrive par le bas et traverse en premier le liquide diélectrique le moins réfringent ($n_1 < n_2$). On peut écrire la conservation de la quantité de mouvement pour le système (photons + interface) pour une surface élémentaire S pendant un intervalle de temps dt . Soit N le nombre de photons incidents par unité de surface et de temps, ν la fréquence de la radiation laser. En attribuant "classiquement" la quantité de mouvement $p = \frac{nh\nu}{c}$ au photon dans un milieu d'indice n [151] et en tenant compte des coefficients de réflexion R et de transmission T en énergie, on peut écrire la conservation de la quantité de mouvement selon $\vec{u}_z$:

$$\frac{n_1 h \nu}{c} \vec{u}_z N S dt = (T \frac{n_2 h \nu}{c} \vec{u}_z - R \frac{n_1 h \nu}{c} \vec{u}_z) N S dt + d\vec{Q}_{int} \quad (2.1)$$

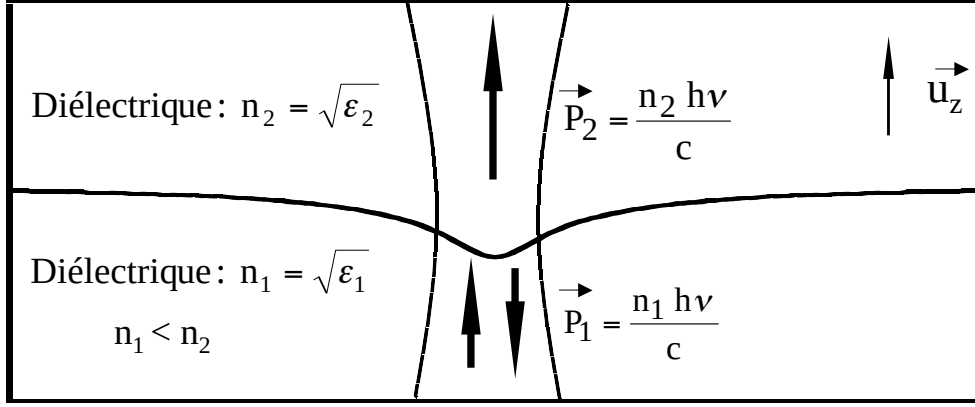


FIG. 2.12 – Schéma de principe de déformation d'interface par pression de radiation. Le faisceau laser se propage du bas vers le haut .

Soit en remplaçant les coefficients de Fresnel par leurs expressions classiques $R = \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}\right)^2$ et $T = \frac{4n_1 n_2}{(n_1 + n_2)^2}$ en incidence normale, on trouve que l'impulsion reçue par l'interface par unité de surface et de temps s'écrit:

$$\frac{1}{S} \frac{d\vec{Q}_{int}}{dt} = \frac{2n_1}{c} \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}\right) N h \nu \vec{u}_z \quad (2.2)$$

L'intensité de l'onde laser est précisément $I = N h \nu$ et la quantité $p_{rad} = \frac{2n_1}{c} \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}\right) I$, homogène à une pression, est la pression de radiation exercée par le laser sur l'interface. On voit bien dans le raisonnement précédent que cette force résulte de la réfraction des photons à l'interface et est donc l'analogue de $\vec{F}_{scat}$. La force en gradient du champ (force électrostrictive) ne contribue pas au mouvement de l'interface dans les liquides, si tant est que le liquide est incompressible et qu'on laisse le temps à la pression hydrostatique de s'équilibrer.

Le point le plus frappant dans ce bilan des forces est que l'interface ne se déforme pas dans le sens de propagation du laser. Comme $n_1 < n_2$, la déformation est dirigée vers le milieu le moins réfringent, i.e le milieu 1 dans notre cas, ceci quelque soit le sens de propagation du laser. En effet, pour un laser arrivant par le haut, il suffit d'effectuer les substitutions $n_1 \longleftrightarrow n_2$ et $\vec{u}_z \longleftrightarrow -\vec{u}_z$ qui laissent l'équation (2.2) invariante. Cette indépendance du sens de la déformation vis à vis du sens de propagation du faisceau est un fait marquant vérifié par Ashkin et Dziedzic, et sera également vérifiée et exploitée dans certaines expériences de cette thèse.

L'expérience historique d' Ashkin et Dziedzic de 1973

La figure (2.13(a)) présente le schéma de l'expérience. Ashkin et Dziedzic ont utilisé une source laser Nd:Yag doublée de longueur d'onde $\lambda = 0.53 \mu m$ focalisée sur une interface eau-air en un spot de rayon au col $\omega_0 = 2.1 \mu m$. La source émet des impulsions de 60 ns de durée avec une puissance crête de 1 à 4 kW. L'interface eau-air étant peu déformable à cause de sa forte tension de surface, la déformation n'est pas directement visualisable. Cependant l'effet de lentille associé à la déformation permet de déduire le sens de celle-ci. En effet, Kats et Kontorovitch [152] ont montré que l'autofocalisation d'un faisceau

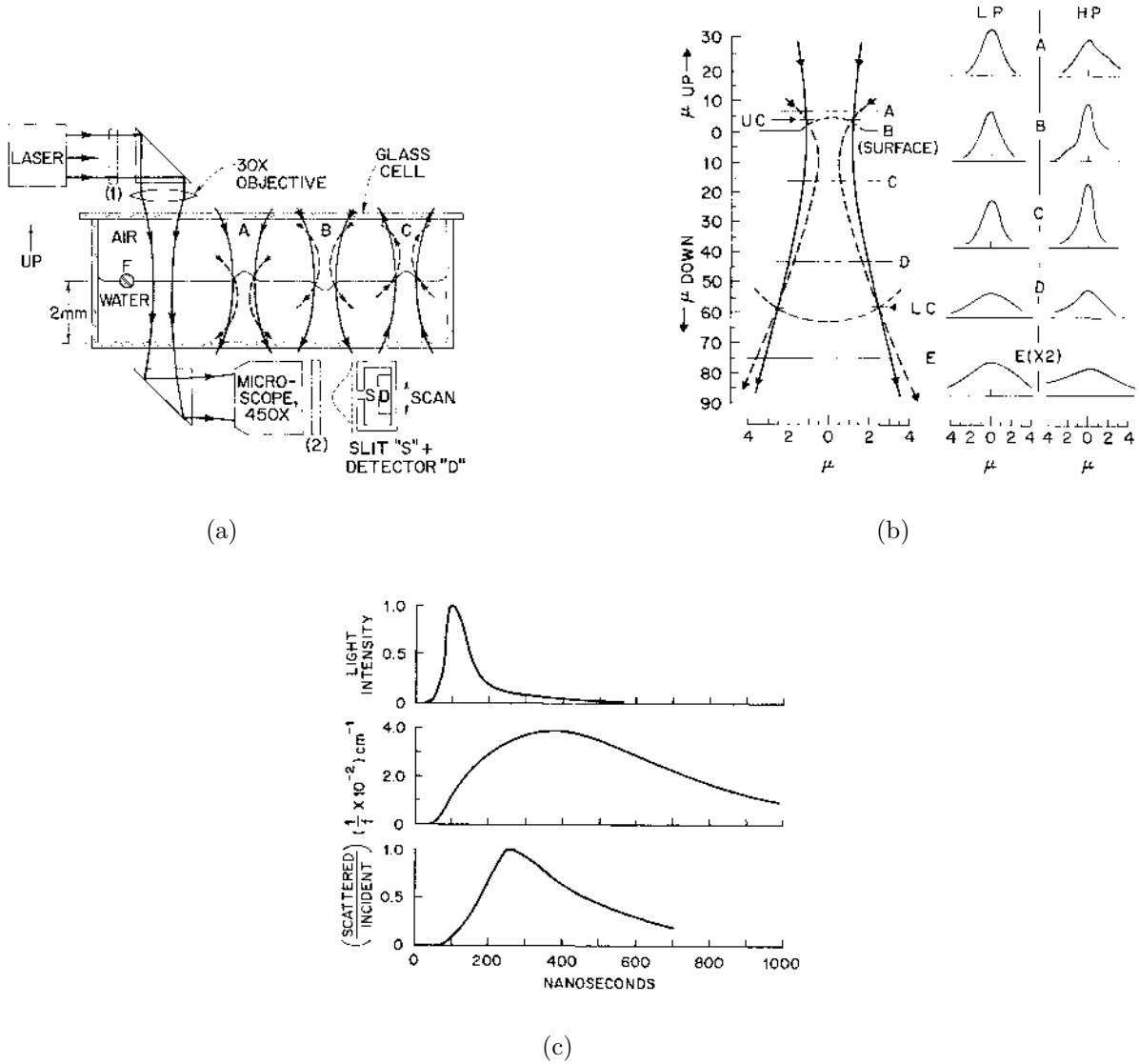


FIG. 2.13 – (a) Schéma de l'expérience d' Ashkin et Dziedzic [150]. Le faisceau laser issu d'un laser Nd:Yag doublé ($\lambda = 0.53\mu\text{m}$) se propage de haut en bas et est focalisé à l'interface eau/air. La modification du profil du faisceau due à l'effet de lentille associé la déformation de l'interface permet de déduire le sens de la déformation. (b) Profils de faisceau observés à basse (courbe pleine) et haute puissance laser (courbe en pointillés). (c) Développements temporels de l'impulsion laser, de la focale de la lentille associée à la déformation et de la lumière diffusée. On notera l'échelle de temps caractéristique, inférieure à la microseconde.

laser dans un milieu linéaire était possible à cause de la courbure qu'il peut induire à une interface, courbure qui rétroagit sur la propagation du faisceau par effet de lentille. Ashkin et Dziedzic ont ainsi déduit de la forme du faisceau observé (Fig. (2.13(b))) le sens de la lentille induite et confirmé que la déformation était dirigée dans le sens du milieu le moins réfringent, i.e l'air dans leur cas, quel que soit le sens de propagation du laser. A haute puissance, ils ont constaté de fortes focalisations du faisceau incident. Ils ont aussi mesuré l'évolution temporelle de la focale de la lentille induite (Fig. (2.13(c))), de laquelle on peut déduire une élévation maximale de l'interface inférieure à $1\mu m$. Finalement de l'éjection de matière sous forme de gouttelettes est observée pour les plus hautes puissances. La physique essentielle des déformations d'interface induites par laser se trouve résumée dans cette publication de 1973. Les auteurs avaient même pensé utiliser des détergents pour diminuer la tension de surface de l'interface (" some of our strongest lenses occurred with detergent added to the water "). Cependant l'interprétation quantitative de ces expériences est plus délicate.

En effet, les valeurs de focale et le développement temporel de la déformation mesurés par Ashkin et Dziedzic sont difficilement reproduits dans les articles consacrés à l'interprétation théorique de l'expérience [153, 154]. Par exemple, Brevik est obligé d'adopter une largeur de faisceau au col légèrement supérieure et d'effectuer un décalage temporel des courbes pour simuler une évolution temporelle de la focale similaire à celle de l'expérience ([154], p. 173). On voit par là-même que la principale source d'erreur sur les mesures réside dans le contrôle des paramètres de l'illumination laser (puissance crête, caractère gaussien du faisceau, forme de l'impulsion) . Il n'est pas étonnant qu'avec ces sources pulsées de première génération la connaissance des profils spatiaux et temporels de l'impulsion soit relativement imprécise. De plus, le caractère non stationnaire de la déformation impose une modélisation ad-hoc de l'impulsion laser. A cause de ces différents facteurs limitants, la comparaison avec la théorie reste insatisfaisante pour cette expérience.

Il y a, à ma connaissance, peu d'autres résultats expérimentaux relatifs aux déformations d'interface. On peut certes citer des articles de Kats et al. [155, 156] faisant suite à l'article de 1969 [152] sur l'autofocalisation dans un milieu linéaire. Mais ce sont des articles essentiellement théoriques (très instructifs): les équations d'évolution de l'interface et de la courbure sont détaillés sous diverses géométries, pour les effets de pression de radiation [155] ou les effets thermiques [156]. Les seules autres expériences notables, hormis la brève référence [157], sont celles réalisées par Ostrovskaya et al., toujours à l'interface eau-air [158, 159, 160]. L'interface est éclairée en réflexion totale afin de maximiser les effets de la pression de radiation (cf Fig. (2.14)). La source est un laser à rubis et les déformations sont détectées par interférométrie holographique (Fig. (2.15)). L'accord théorie expérience est bon, mais encore une fois les déformations sont non stationnaires et ne sont visualisées qu'indirectement. Des expériences réalisées avec des gouttelettes sous champ ont procuré les premières visualisations directes de déformations.

Déformations de gouttelettes et microcavités optiques

Chang et al. [161] ont enregistré les déformations d'une gouttelette d'eau au moyen d'une caméra rapide à 1000 images par s. L'interface eau-air de la goutte (rayon $a \sim 50\mu m$) est illuminée par un faisceau laser focalisé (largeur du col $\omega_0 \sim 200\mu m$) issu d'un laser à colorant pompé par lampe flash ($\lambda = 0.6\mu m$, durée de l'impulsion $0.4\mu s$). La

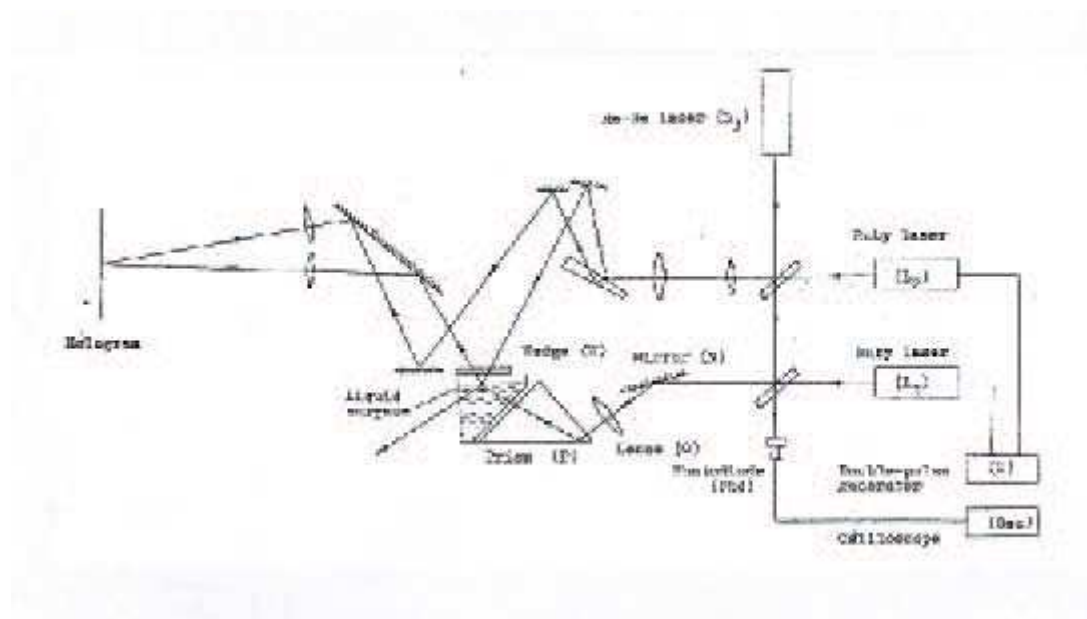


FIG. 2.14 – Schéma de principe des expériences de déformations d'une interface eau/air réalisées par Ostrovskaya et al. [159]. On notera que, comme dans les expériences de la référence [157], l'interface est illuminée en réflexion totale afin de maximiser les effets de la pression de radiation.

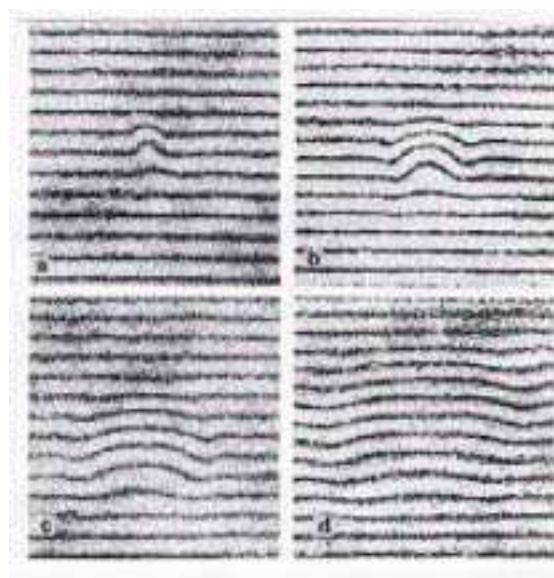


FIG. 2.15 – Déformation, détectée par interférométrie holographique, d'une interface eau-air induite par la pression de radiation d'une impulsion de 30 ns de durée issue d'un faisceau laser à rubis. Les images correspondent respectivement à des délais de (a) 200 μ s, (b) 500 μ s, (c) 1000 μ s, (d) 2000 μ s après le passage de l'impulsion laser [159].

première série d'images (Fig. (2.16(a))) montre les oscillations de surface d'une goutte initialement sphérique après le passage d'une impulsion d'énergie 100 mJ. La déformation de l'interface est bien dirigée vers le milieu le moins réfringent. L'élévation maximale de la surface a lieu en face avant de la goutte à cause de l'effet de lentille focalisant sur la face arrière d'entrée. Pour une impulsion d'énergie double (200 mJ), un long filament se forme en face avant et de la matière est même éjectée sous forme de petites gouttes (Fig. (2.16(b))). Les effets de lentille peuvent donc complètement dissymétriser les déformations d'une goutte sphérique, alors qu'à priori l'élévation de la surface devrait être symétrique. De plus, la formation de filaments cylindriques qui peuvent se briser en gouttes est constatée, sous haute intensité. Nous retrouverons ces traits caractéristiques dans nos expériences.

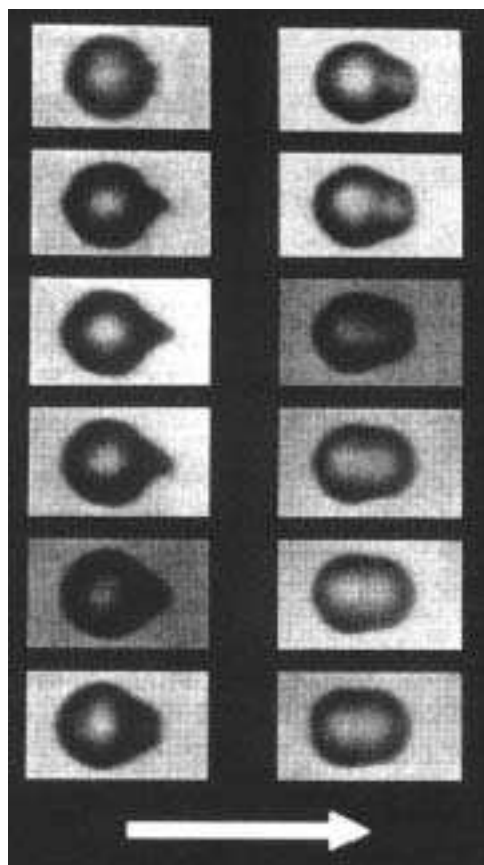
Ces expériences de Chang sont motivées par la compréhension des processus pouvant altérer les propriétés optiques des gouttelettes. En effet, des gouttes illuminées sous champ laser se comportent comme des microcavités optiques dans lesquelles des modes de gallerie (Whispering Gallery Modes ou WGMs) ou résonances dépendant de la morphologie (Morphology Dependent Resonances ou MDRs) peuvent être induits [162, 163, 164]. Toute perturbation inhomogène de la forme de la cavité entraîne une modification de son facteur de qualité et du couplage avec le faisceau incident. Les déformations induites par la pression de radiation à la surface de la goutte, bien qu'augmentant le taux de fuites de la cavité [165], peuvent être ainsi exploitées pour augmenter le couplage avec le faisceau incident [166].

La modélisation et l'interprétation quantitative de l'expérience de 1988 a fait l'objet de deux publications [167, 168]. L'article de Brevik de 1999 peut être vu comme une généralisation de l'article de Lai de 1989. Les simulations numériques rendent bien compte des expériences, même des effets non linéaires observés. Cependant la discussion achoppe, classiquement pourrait-on dire, sur la dénomination des forces responsables de la déformation de l'interface. Doit-on parler d'électrostriction [167], force volumique, ou de force surfacique [168]? Nous essayerons d'éclairer ce débat d'école plutôt sémantique au prochain chapitre. Les déformations d'interface induites directement par la pression de radiation ont été présentées dans ce paragraphe pour leurs applications optiques. Elles ont été utilisées, très récemment seulement, pour caractériser des milieux diélectriques déformables.

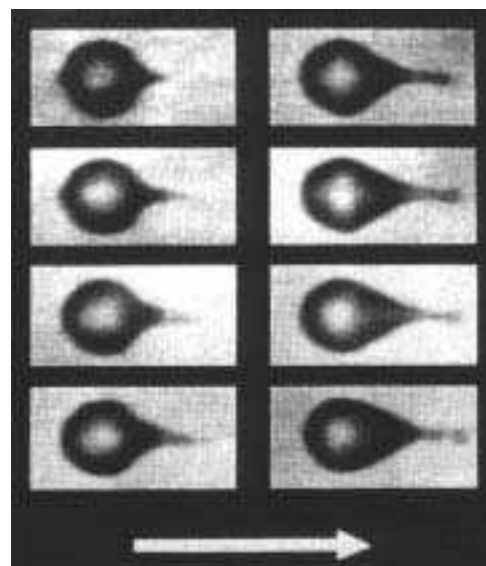
2.4.3 Déformations d'interface: aspects matière molle

Mesures de tension de surface

Une équipe japonaise a exploité la déformation de surface induite (Laser Induced Surface Deformation, LISD) pour mesurer des propriétés de surface de liquides [169]. En effet, sous certaines conditions qui seront précisées par la suite, la hauteur de la déformation est inversement proportionnelle à la tension de surface σ de l'interface: plus l'interface est déformable, plus la déformation est grande. Comme pour des interfaces classiques les déformations restent cependant très petites, Sakai et al. mesurent, tout comme Ashkin, la déformation par l'intermédiaire de l'effet de lentille associé. Le montage expérimental est présenté sur la figure (2.17(a)). Les déformations sont induites par un faisceau laser Argon Ar^+ ($\lambda = 5145 \text{ \AA}$, puissance maximale $P = 0.5 \text{ W}$) (faisceau pompe) et la focale associée à la déformation est mesurée en regardant dans le champ



(a)



(b)

FIG. 2.16 – (a) Evolution temporelle de la déformation d'une gouttelette d'eau de rayon $a = 50\mu\text{m}$ (milieu environnant:air) après passage d'une impulsion d'énergie 100 mJ et de durée 400 ns issue d'un laser à colorant. L'impulsion se propage de gauche à droite comme indiqué par la flèche. La première image en haut à gauche correspond à l'instant $t=0$, la dernière en bas à droite à $t = 22\ \mu\text{s}$ après le passage de l'impulsion. (b) Déformations observées pour une impulsion d'énergie 200 mJ. La première image correspond à l'instant $t = 1\ \mu\text{s}$, la dernière à $t = 15\ \mu\text{s}$. On notera la formation d'un filament et l'éjection de matière en face avant de la goutte. Les images sont issues de la référence [161].

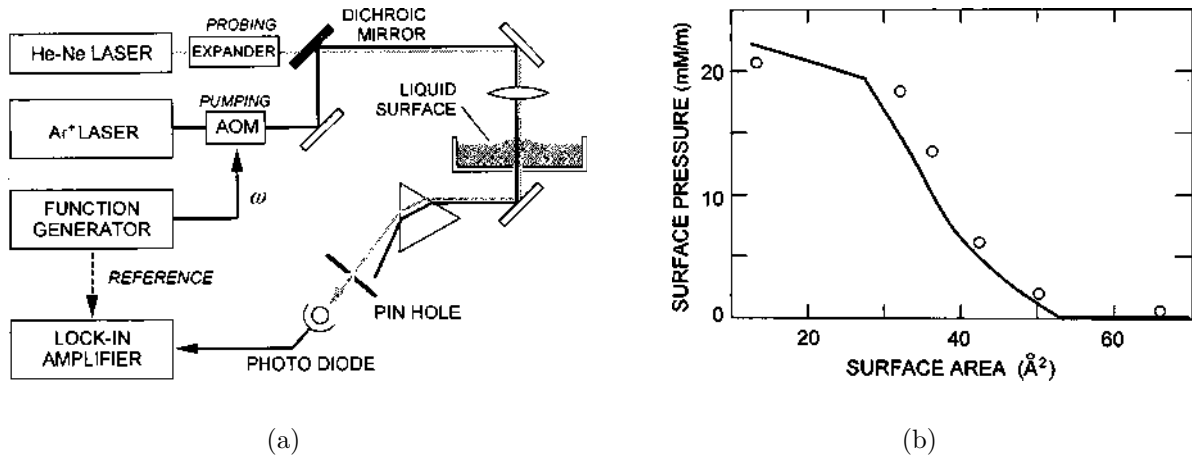


FIG. 2.17 – (a) Schéma du dispositif expérimental utilisé par Sakai et al. [169] pour mesurer indirectement la hauteur des déformations d'interface induites par la pression de radiation. Le faisceau issu du laser argon est le faisceau pompe engendrant la déformation, le faisceau laser Hélium-Néon est le faisceau sonde dont on mesure dans le champ lointain la transformation du rayon au col dû à l'effet de lentille associé à la déformation. (b) Comparaison des mesures de tension de surface obtenues par déformation d'interface (cercles creux) et par la méthode classique de Wilhelmy (courbe en traits pleins) pour une monocouche d'acide myristique.

lointain le profil d'un faisceau Helium-Néon sonde. Le montage est étalonné en mesurant la déformation induite à l'interface eau-air $\sigma = 73 \text{ mJ.m}^{-2}$ par un faisceau de puissance $P = 300 \text{ mW}$ et de largeur $\omega_0 = 142 \mu\text{m}$. Dans ces conditions, la hauteur n'est que de 2 nm (!) mais peut être détectée. L'isotherme tension de surface - surface par tête polaire est ensuite mesurée pour une monocouche d'acide myristique, en accord avec une méthode classique. Les mesures peuvent être étendues à des caractérisations dynamiques. En modulant le faisceau pompe, la pression de radiation excite des ondes de surface dont on détermine spectroscopiquement le spectre de puissance. Des mesures de viscoélasticité sont donc possibles par cette méthode. Toutefois les mesures effectuées ne sont que relatives (étalonnage initial) et les déformations mesurées qu'indirectement.

Etude de membranes biologiques

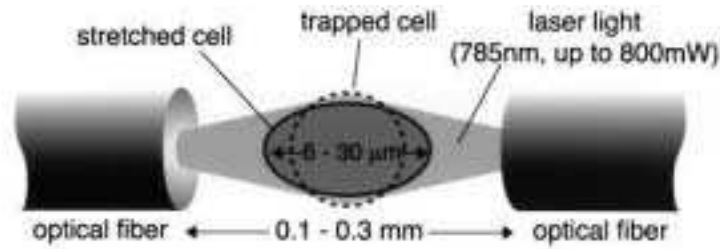
Les limites de la dynamométrie optique sont soulignées par Wang et al. [170]. La résolution optique de la microscopie conventionnelle ne permet pas d'étudier les fluctuations nanométriques d'une membrane lipidique dans la phase gel. De même, l'interprétation des expériences de dynamométrie est souvent limitée aux vésicules larges pour pouvoir modéliser l'interface explorée par les billes sondes comme plate. La grandeur intéressante pour la mécanique des vésicules lipidiques est la rigidité de courbure κ . Or ce que mesurent par exemple Pouligny et al. [105] est k_M la raideur élastique de la membrane. Ils remontent à la rigidité par l'intermédiaire de la relation linéaire $k_M = C \frac{\kappa}{a^2}$, où a est le rayon de la bille sonde et C une constante empirique déterminée par des mesures sur des systèmes macroscopiques. Cette méthode est limitée aux mesures en phase gel ($k_M = 0$ en phase fluide) et la question reste ouverte quant à savoir si la valeur de la constante C utilisée est

valable pour des vésicules [105]. Wang et al. utilisent une méthode de microscopie confocale pour atteindre une sensibilité nanométrique pour la détection de déformations. En excitant des vésicules par pression de radiation, ils mesurent pour la première fois directement la rigidité de courbure κ dans la phase gel et dans la phase fluide et comparent leur ordre de grandeur [170, 171]. Ils ont étudié de façon similaire les réponses viscoélastique et biochimique de cellules vivantes soumises à des perturbations mécaniques induites par la pression de radiation [172]. L'intérêt du caractère non invasif et localisé des déformations induites par pression de radiation est souligné par ces expériences.

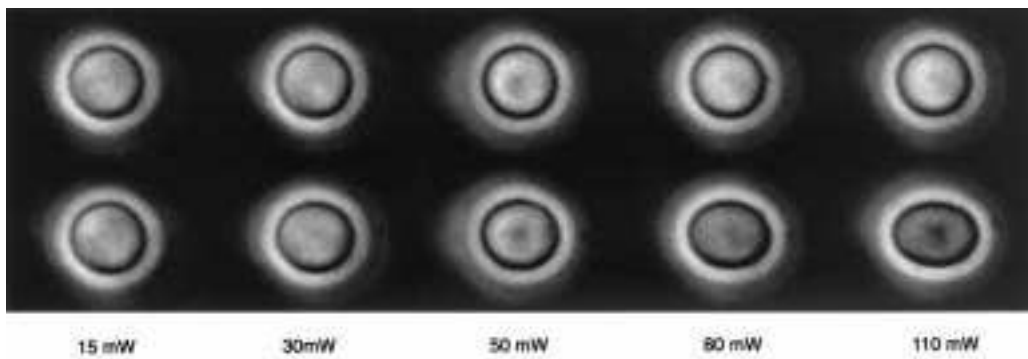
Käs et al ont eux breveté un nouvel outil pour la micromanipulation de cellules. L'appareil (cf Fig. (2.18(a))) s'appelle "optical stretcher" car son principe est d'étirer optiquement des cellules piégées sous l'illumination de deux fibres optiques (laser titane/saphir, $\lambda = 780nm$). Le piège dual présente l'intérêt d'éviter tout déplacement d'ensemble de la cellule et de pouvoir cumuler les effets des deux faisceaux laser puisque la déformation ne dépend pas du sens de l'illumination. La cellule, d'indice effectif $n_{eff} > 1$ s'étire selon l'axe du faisceau comme un milieu diélectrique mou [173]. La gamme des forces applicables sur la cellule s'étend du piconewton au nanonewton, soit des forces jusqu'à 100 fois plus importantes qu'avec des pincettes optiques classiques, et ceci sans dommages radiatifs pour les cellules. En effet, les faisceaux laser n'ont pas besoin d'être focalisés et l'absorption est faible à la longueur d'onde choisie. Des globules rouges à l'élasticité bien définie ont été étirés (cf Fig. (2.18(b))) et leurs déformations comparées avec un modèle théorique. On notera encore une fois l'avantage que procure la localité des déformations induites par pression de radiation, si l'on compare par exemple avec les expériences de la référence [116] présentées sur la figure (2.9). La compacité du dispositif permet son couplage avec une chambre d'analyse pour caractériser rapidement un grand nombre de cellules. Le but ultime est en effet de construire un dispositif de diagnostic capable de différencier par leur réponse élastique des cellules malignes de cellules saines [174]. A noter également que sous forte puissance, les cellules se déforment de façon extrêmement non-linéaire (cf Fig. (2.18(c))), tout comme les filaments formés pour les gouttelettes sous champ.

2.5 Bilan

Partant de l'important développement des pincettes optiques et de leur utilisation en physique de la matière molle, nous avons montré dans ce chapitre que les effets directs de la pression de radiation pouvaient aussi être utilisés pour caractériser des interfaces ou des membranes fluides. Par rapport aux pincettes optiques, les déformations par pression de radiation présentent l'avantage d'être une technique totalement non intrusive et de permettre d'induire des forces très localisées. Cependant, malgré leur intérêt pratique, peu de travaux expérimentaux ont été consacrés à ces déformations. Leur petitesse (de l'ordre du nanomètre à l'interface eau-air) n'a jamais permis de les observer directement à l'état stationnaire. De même, les sources laser intenses nécessaires entraînent souvent des effets thermiques indésirables [175] qui peuvent surpasser les effets de la pression de radiation seule, rendant les mesures délicates. Nous montrerons donc comment l'utilisation de phases d'une microémulsion quasicritique au voisinage de son point de démixion nous a permis d'observer directement des déformations stationnaires d'interface. Nous pourrons ainsi détailler les caractéristiques physiques générales du phénomène évoquées



(a)



(b)



(c)

FIG. 2.18 – (a) Schéma de principe de l' "optical stretcher" [173, 174]. Un globule rouge est piégé sous l'illumination laser issue de deux fibres optiques. La déformation de l'interface sous l'effet de la pression de radiation étant indépendante du sens de propagation de la lumière, les effets de chaque faisceau sont cumulatifs. (b) Exemples d'étirement de globules rouges pour des puissances laser croissantes. On pourra comparer avec les déformations indirectes de la figure (2.9). (c) Déformation non linéaire observée à forte puissance.

précédemment: indépendance vis à vis du sens de propagation du laser, mesure possible de tension de surface, effet de lentille associé, déformations non linéaires à haute intensité. Un chapitre sera consacré aux effets thermiques connexes et nous montrerons que les effets de pression de radiation permettent de stabiliser sous champ des zones liquides de très grand rapport d'aspect.

Mais avant tout certains points méritent d'être clarifiés concernant les effets mécaniques de la lumière dans les milieux matériels. C'est l'objet du prochain chapitre.

Références

- [1] P. N. Lebedev. Investigations on the pressure forces of light. *Ann. Phys.*, 6:433–458, 1901.
- [2] E. Nichols and G. F. Hull. On radiation pressure. *Ann. Phys.*, 12:225–263, 1903.
- [3] R. V. Jones and J. C. S. Richards. The pressure of radiation in a refracting medium. *Proc. Roy. Soc. London A*, 221:480–498, 1954.
- [4] E. Grun B. A. S. Gustafson M. Landgraf, K. Augustsson. Deflection of the local interstellar dust flow by solar radiation pressure. *Science*, 286:2319–2322, 1999.
- [5] A. Ashkin. Acceleration and trapping of particles by radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, 24(4):156–159, 1970.
- [6] A. Ashkin and J.M. Dziedzic. Optical levitation by radiation pressure. *Appl. Phys. Lett.*, 19(8):283–285, 1971.
- [7] C. N. Cohen-Tannoudji. Manipulation of atoms with photons. *Rev. Mod. Phys.*, 70(3):707–719, 1998.
- [8] S. Chu. The manipulation of neutral particles. *Rev. Mod. Phys.*, 70(3):685–706, 1998.
- [9] W. D. Phillips. Laser cooling and trapping of neutral atoms. *Rev. Mod. Phys.*, 70(3):721–741, 1998.
- [10] M. R. Matthews C. E. Wieman M. H. Anderson, J. R. Ensher and E. A. Cornell. Observation of bose-einstein condensation in a dilute atomic vapor. *Science*, 269:198–201, 1995.
- [11] M. R. Andrews N. J. van Druten D. S. Durfee D. M. Kurn K. B. Davis, M.O. Mewes and W. Ketterle. Bose-einstein condensation in a gas of sodium atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 75(22):3969–3973, 1995.
- [12] A. Ashkin. Applications of laser radiation pressure. *Science*, 210(4474):1081–1088, 1980.
- [13] A. Ashkin. Optical trapping and manipulation of particles using lasers. *Proc. Natl. Acad. USA*, 94:4853–4860, 1997.
- [14] A. Ashkin. History of optical trapping and manipulation of small-neutral particle, atoms, and molecules. *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*, 6(6):841–856, 2000.
- [15] A. Ashkin S. Chu, J.E. Bjorkholm and A. Cable. Experimental observation of optically trapped atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 57(3):314–317, 1986.
- [16] J.E. Bjorkholm A. Ashkin, J.M. Dziedzic and S. Chu. Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles. *Opt. Lett.*, 11(5):288–290, 1986.
- [17] A. Ashkin. Forces of a single-beam gradient trap on a dielectric sphere in the ray optics regime. *Biophys. J.*, 61:569–582, 1992.

- [18] T. Kobayashi R. Omoti and A. Suzuki. Observation of a single-beam gradient-force optical trap for di electric particles in air. *Opt. Lett.*, 22(11):816–818, 1997.
- [19] A. Resnick. Design and construction of a space-borne optical tweezer apparatus. *Rev. Sci. Instrum.*, 72(11):4059–4065, 2001.
- [20] L. Sramek P. Zemanek, A. Jonas and M. Liska. Optical trapping of rayleigh particles using a gaussian standing wave. *Optics Comm.*, 151:273–285, 1998.
- [21] L. Sramek P. Zemanek, A. Jonas and M. Liska. Optical trapping of nanoparticles and microparticles by a gaussian standing wave. *Opt. Lett.*, 24(21):1448–1450, 1999.
- [22] P. Zemanek A. Jonas and E-L Florin. Single-beam trapping in front of reflective surfaces. *Opt. Lett.*, 26(19):1466–1468, 2001.
- [23] A. Terray C. Mio, T. Gong and D. W. M. Marr. Design of a scanning laser optical trap for multiparticle manipulation. *Rev. Sci. Instrum.*, 71(5):2196–2200, 2000.
- [24] E. R. Dufresne and D. G. Grier. Optical tweezer arrays and optical substrates created with diffractive optics. *Rev. Sci. Instrum.*, 69(5):1974–1977, 1998.
- [25] M. T. Dearing S. V. Sheets E. R. Dufresne, G. C. Spalding and D. G. Grier. Computer-generated holographic optical tweezers arrays. *Rev. Sci. Instrum.*, 72(3):1810–1816, 2001.
- [26] E. R. Dufresne P. Korda, G. C. Spalding and D. G. Grier. Nanofabrication with holographic optical tweezers.
- [27] K. Kagawa Y. Ogura and J. Tanuda. Optical manipulation of microscopic objects by means of vertical-cavity surface-emitting laser array sources. *Appl. Opt.*, 40(20):5430–5435, 2001.
- [28] W. Sibbett K. Dholakia M. P. MacDonald, L. Paterson and P. E. Bryant. Trapping and manipulation of low-index particles in a two-dimensional interferometric optical trap. *Opt. Lett.*, 26(12):863–865, 2001.
- [29] K. T. Gahagan and G. A. Swartzlander Jr. Optical vortex trapping of particles. *Opt. Lett.*, 21(11):827–829, 1996.
- [30] J. Soneson J. Arlt, K. Dholakia and E. M. Wright. Optical dipole traps and atomic waveguides based on bessel light beams. *Phys. Rev. A*, 63(063602), 2001.
- [31] W. Sibbett J. Arlt, V. Garc es-Chavez and K. Dholakia. Optical micromanipulation using a bessel light beam. *Opt. Commun.*, 197:239–245, 2001.
- [32] R. A. Beth. Mechanical detection and measurement of the angular momentum of light. *Phys. Rev.*, 50:115–125, 1936.
- [33] R. S. Conroy F. Akerboom A. Voit D. N. Moothoo, J. Arlt and K. Dholakia. Beth’s experiment using optical tweezers. *Am. J. Phys.*, 69(3):271–276, 2001.
- [34] J. Gold P. Hagberg M. E. J. Friese, H. Rubinstein-Dunlop and D. Hanstorp. Optically driven micromachine elements. *Appl. Phys. Lett.*, 78(4):547–549, 2001.
- [35] N. R. Heckenberg M. E. J. Friese, T. A. Nieminen and H. Rubinstein-Dunlop. Optical alignment and spinning of laser-trapped microscopic particles. *Nature*, 394:348–350, 1998.
- [36] M. J. Padgett L. Allen and M. Babiker. The orbital momentum of light. *Progress in Optics*, 41:291–373, 2000.
- [37] L. Allen A. T. O’Neill, I. MacVicar and M. J. Padgett. Intrinsic and extrinsic nature of the orbital angular momentum of a light beam. *Phys. Rev. Lett.*, 88(5):053601, 2002.

- [38] J. Arlt W. Sibbett P. E. Bryant L. Paterson, M. P. Mac Donald and K. Dholakia. Controlled rotation of optically trapped microscopic particles. *Science*, 292:912–914, 2001.
- [39] R. Sawada E. Higurashi and T. Ito. Optically induced rotation of a trapped micro-object about an axis perpendicular to the laser beam axis. *Appl. Phys. Lett.*, 72(23):2951–2953, 1998.
- [40] P. Galadja and P. Ormos. Complex micromachines produced and driven by light. *Appl. Phys. Lett.*, 78(2):249–251, 2001.
- [41] R. C. Gauthier. Ray optics model and numerical computations for the radiation pressure micromotor. *Appl. Phys. Lett.*, 67(16):2269–2271, 1995.
- [42] R. C. Gauthier. Theoretical model for an improved radiation pressure micromotor. *Appl. Phys. Lett.*, 69(14):2015–2017, 1996.
- [43] R. C. Gauthier. Theoretical investigation of the optical trapping force and torque on cylindrical micro-objects. *J. Opt. Soc. Am. B*, 14(12):3323–3333, 1997.
- [44] A. Frangioudakis H. Mende R. C. Gauthier, M. Ashman and S. Ma. Radiation-pressure-based cylindrically shaped microactuator capable of smooth, continuous, reversible, and stepped rotation. *Appl. Opt.*, 38(22):4850–4860, 1999.
- [45] M. Ashman R. C. Gauthier and C. P. Grover. Experimental confirmation of the optical-trapping properties of cylindrical objects. *Appl. Opt.*, 38(22):4861–4869, 1999.
- [46] R. C. Gauthier. Optical levitation and trapping of a micro-optic inclined end-surface cylindrical spinner. *Appl. Opt.*, 40(12):1961–1973, 2001.
- [47] H. Mende R. C. Gauthier, R. Niall Tait and C. Pawlowicz. Optical selection, manipulation, trapping, and activation of a microgear structure for applications in micro-optical-electromechanical systems. *Appl. Opt.*, 40(6):930–937, 2001.
- [48] S. Kawata and T. Sugiura. Movement of micrometer-sized particles in the evanescent field of a laser beam. *Opt. Lett.*, 17(11):772–774, 1992.
- [49] E. Almaas and I. Brevik. Radiation force on a micrometer-sized sphere in an evanescent field. *J. Opt. Soc. Am. B*, 12(12):2429–2438, 1995.
- [50] J. H. Jo S. S. Lee S. Chang, J. T. Kim. Optical force on a sphere caused by the evanescent field of a gaussian beam; effects of multiple scattering. *Optics Comm.*, 139:252–261, 1997.
- [51] M. Lester and M. Nieto-Vesperinas. Optical forces on microparticles in an evanescent field. *Opt. Lett.*, 24(14):936–938, 1999.
- [52] P. C. Chaumet and M. Nieto-Vesperinas. Coupled dipole method determination of the electromagnetic force on a particle over a flat dielectric interface. *Phys. Rev. B*, 61(20):14119–14127, 2000.
- [53] P. C. Chaumet and M. Nieto-Vesperinas. Electromagnetic force on a metallic particle in the presence of a dielectric interface. *Phys. Rev. B*, 62(16):11185–11191, 2000.
- [54] T. A. Sivertsen I. Brevik and E. Almaas. Radiation forces on an absorbing micrometer-sized sphere in an evanescent field. *arXiv:physics*, 0111132 v1.
- [55] R. X. Bian L. Novotny and X. Sunney Xie. Theory of nanometric optical tweezers. *Phys. Rev. Lett.*, 79(4):645–648, 1997.
- [56] K. Okamoto and S. Kawata. Radiation force exerted on subwavelength particles near a nanoaperture. *Phys. Rev. Lett.*, 83(22):4534–4537, 1999.

- [57] A. Rahmani P. C. Chaumet and M. Nieto-Vesperinas. Optical trapping and manipulation of nano-objects with an apertureless probe. *Phys. Rev. Lett.*, 88(12):123601, 2002.
- [58] B. M. Han Y. G. Song and S. Chang. Force of surface plasmon-coupled evanescent fields on mie particles. *Opt. Commun.*, 198:7–19, 2001.
- [59] A. Garcia-Martin M. Lester M. Nieto-Vesperinas R. Gomez-Medina, P. San José and J. J. Saenz. Resonant radiation pressure on neutral particles in a waveguide. *Phys. Rev. Lett.*, 86(19):4275–4277, 2001.
- [60] S. Kawata and T. Tani. Optically driven mie particles in an evanescent field along a channeled waveguide. *Opt. Lett.*, 21(21):1768–1770, 1996.
- [61] J. S. Wilkinson L. N. Ng, M. N. Zervas and B. J. Luff. Manipulation of colloidal gold nanoparticles in the evanescent field of a channeled waveguide. *Appl. Phys. Lett.*, 76(15):1993–1995, 2000.
- [62] M. J. Renn and R. Pastel. Particle manipulation and surface patterning by laser guidance. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 16(6):3859–3863, 1998.
- [63] R. Pastel M. J. Renn and H. J. Lewandowski. Laser guidance and trapping of mesoscale particles in hollow-core optical fibers. *Phys. Rev. Lett.*, 82(7):1574–1577, 1999.
- [64] L. P. Ghislain and W. W. Webb. Scanning-force microscope based on an optical trap. *Opt. Lett.*, 18(19):1678–1680, 1993.
- [65] N. A. Switz L. P. Ghislain and W. W. Webb. Measurement of small forces using an optical trap. *Rev. Sci. Instrum.*, 65(9):2762–2767, 1994.
- [66] J. K. H. Horber E. L. Florin, A. Pralle and E. H. K. Stelzer. Photonic force microscope based on optical tweezers an two-photon excitation for biological applications. *Journal of structural biology*, 119:202–211, 1997.
- [67] S. Fisinger J. K. H. Horber E. H. K. Stelzer C. Tisher, S. Altmann and E. L. Florin. Three-dimensional thermal noise imaging. *Appl. Phys. Lett.*, 79(23), 2001.
- [68] A. Ashkin and J.M. Dziedzic. Optical trapping and manipulation of viruses and bacteria. *Science*, 235:1517–1520, 1987.
- [69] J.M. Dziedzic A. Ashkin and T. Yamane. Optical trapping and manipulation of single cells using infrared beams. *Nature (London)*, 330:769–771, 1987.
- [70] H. Liang M. W. Berns, Y. tadir and B. Tromberg. *Laser tweezers in Cell Biology*, volume 55 of *Methods in Cell Biology*, chapter Laser scissors and tweezers, pages 71–98. MP Scheetz, New York: Academic Press, 1998.
- [71] S. M. Block. Optical tweezers: a new tool for biophysics. *Noninvasive techniques in cell biology*, pages 375–402, 1990.
- [72] K. Svoboda and S. M. Block. Biological applications of optical forces. *Ann. Rev. Biophys. Biomol.Struct.*, 23:247, 1994.
- [73] N. A. Schofield D. Allaway and P. S. Poole. Optical traps: shedding light on biological processes. *Biotechnology Letters*, 22:887–892, 2000.
- [74] R. M. Simmons J. T. Finer and J. A. Spudich. Single myosin molecule mechanics piconewton forces and nanometer steps. *Nature*, 368:113, 1994.
- [75] S. Chu R. M. Simmons, J. T. Finer and J. A. Spudich. Quantitative measurement of forces and displacement using an optical trap. *Biophys. J.*, 70:1813, 1996.

- [76] V. Croquette T. Strick, J-F. Allemand and D. Bensimon. The manipulation of single biomolecules. *Physics Today*, pages 46–51, october 2001.
- [77] L. S. B. Goldstein S. M. Block and B. J. Schnapp. Bead movement by single kinesin molecules studied by optical tweezers. *Nature*, 348:348, 1990.
- [78] B. J. Schnapp K. Svoboda, C. F. Schmidt and S. M. Block. Direct observation of kinesin stepping by optical trapping interferometry. *Nature*, 365:721, 1993.
- [79] K. Svoboda R. Landick S. M. Block H. Yin, M. D. Wang and J. Gelles. Transcription against an applied force. *Science*, 270:1653–1657, 1995.
- [80] H. Yin R. Landick J. Gelles M. D. Wang, M. J. Schnitzer and S. M. Block. Force and velocity measured for single molecules of rna polymerase. *Science*, 282:902–907, 1998.
- [81] J. A. Spudich D. A. Smith A. D. Mehta, M. Rief and R. M. Simmons. Single-molecule biomechanics with optical methods. *Science*, 283:1689–1695, 1999.
- [82] H. Yin J. Gelles M. D. Wang, M. J. Schnitzer and S. M. Block. Stretching dna with optical tweezers. *Biophys. J.*, 72:1335–1346, 1997.
- [83] D. E. Smith T. T. Perkins and S. Chu. Direct observation of tube-like motion of a single polymer chain. *Science*, 264:819–821, 1994.
- [84] D. E. Smith T. T. Perkins, S. R. Quake and S. Chu. Relaxation of a single dna molecule observed by optical microscopy. *Science*, 264:822–825, 1994.
- [85] H. Babcock S. R. Quake and S. Chu. The dynamics of partially extended single molecules of dna. *Nature*, 388:151–154, 1997.
- [86] R. G. Larson T. T. Perkins, D. E. Smith and S. Chu. Stretching of a single tethered polymer in a uniform flow. *Science*, 268:83–87, 1995.
- [87] D. E. Smith T. T. Perkins and S. Chu. Single polymer dynamics in an elongational flow. *Science*, 276:2016–2021, 1997.
- [88] J. C. Meiners and S. R. Quake. Femtonewton force spectroscopy of single extended dna molecules. *Phys. Rev. Lett.*, 84(21):5014–5017, 2000.
- [89] K. I. Akashi Y. Harada H. Miyata K. Kinoshita Jr Y. Arai, R. Yasuda and H. Ito. Tying a molecular knot with optical tweezers. *Nature*, 399:446–448, 1999.
- [90] E. M. Furst and A. P. Gast. Micromechanics of dipolar chains using optical tweezers. *Phys. Rev. Lett.*, 82(20):4130–4133, 1999.
- [91] A. L. Stout. Detection and characterization of individual intermolecular bonds using optical tweezers. *Biophys. J.*, 80:2976–2986, 2001.
- [92] K. Okumoto A. Tokoyada T. Igarashi K. B. Shintaku S. Toride H. Sekino K. Kabuto Y. N. Ohshima, H. Sakagami and I. Nishio. Direct measurement of infinitesimal depletion force in a colloid-polymer mixture by laser radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, 78(20):3963–3966, 1997.
- [93] F. Argoul F. Nadal, A. Dazzi and B. Pouligny. Probing the confined dynamics of a spheroidal colloid close to a surface by combined optical trapping and reflection interference contrast. *Appl. Phys. Lett.*, 79(23):3887–3889, 2001.
- [94] A. D. Dinsmore J. C. Crocker, J. A. Matteo and A. G. Yodh. Entropic attraction and repulsion in binary colloids probed with a line optical tweezer. 82(21):4352–4355, 1999.
- [95] P. D. Kaplan L. P. Faucheux, L. S. Bourdieu and A. J. Libchaber. Optical thermal ratchet. *Phys. Rev. Lett.*, 74(9):1504–1507, 1995.

- [96] G. Stolovitsky L. P. Faucheux and A. J. Libchaber. Periodic forcing of a brownian particule. *Phys. Rev. E*, 51(6):5239–5250, 1995.
- [97] J-C Meiners and S. R. Quake. Direct measurement of hydrodynamic cross correlations between two particles in an external potential. *Phys. Rev. Lett.*, 82(10):2211–2214, 1999.
- [98] J. C. Crocker and D. G. Grier. Microscopic measurement of the pair interaction potential of charge-stabilized colloid. *Phys. Rev. Lett.*, 73(2):352–355, 1994.
- [99] J. C. Crocker and D. G. Grier. When like charges attract: the effects of geometrical confinement on long-range colloidal interactions. *Phys. Rev. Lett.*, 77(9):1897–2000, 1996.
- [100] A. E. Larsen and D. G. Grier. Like-charge attractions in metastable colloidal crystallites. *Nature*, 385:230–233, 1997.
- [101] D. G. Grier. Optical tweezers in colloid and interface science. *Curr. Opin. Colloid Interface Sci.*, 2:264–270, 1997.
- [102] H. D. Ou-Yang. *Colloid-Polymer Interactions: From Fundamentals to Practice*, chapter Design and applications of oscillating optical tweezers for direct measurements of colloidal forces, pages 385–405. Wiley-Interscience, New-York, 1999.
- [103] L. A. Hough and H. D. Ou-Yang. Correlated motions of two hydrodynamically coupled particles confined in separate quadratic potential wells. *Phys. Rev. E*, 65:021906, 2002.
- [104] L. A. Hough H. D. Ou-Yang and J. C. Daghljan. Oscillating optical tweezers for probing dynamic forces in colloidal suspensions. *Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing*, 5:54–61, 2000.
- [105] B. Pouligny R. Dimova and C. Dietrich. Pretransitional effects in dimyristoylphosphatidylcholine vesicle membranes: optical dynamometry study. *Biophys. J.*, 79:340–356, 2000.
- [106] A. Hadjiiski K. Danov K. Velikov, C. Dietrich and B. Pouligny. Motion of a massive microsphere bound to a spherical vesicle. *Europhys. Lett.*, 40(4):405–410, 1997.
- [107] A. Hadjiiski K. Danov R. Dimova, C. Dietrich and B. Pouligny. Falling ball viscosimetry of giant vesicle membranes: finite-size effects. *Eur. Phys. J. B*, 12:589–598, 1999.
- [108] L. Bourdieu J. Robert F.C. Mackintosh E. Helfer, S. Harlepp and D. Chatenay. Microrheology of biopolymer-membrane complexes. *Phys. Rev. Lett.*, 85(2):457–460, 2000.
- [109] L. Bourdieu J. Robert F.C. Mackintosh E. Helfer, S. Harlepp and D. Chatenay. Viscoelastic properties of actin-coated membranes. *Phys. Rev. E*, 63:021904, 2001.
- [110] G. Martinot-Lagarde G. Gréhan M. I. Angelova, B. Pouligny and G. Gouesbet. Stressing phospholipid membranes using mechanical effects of light. *Progr. Colloid Polymer Sci*, 97:293–297, 1994.
- [111] G. Martinot-Lagarde. *Effets mécaniques de la lumière sur des sphères de polystyrène dans l'eau: mesure et applications physico-chimiques*. PhD thesis, Université Bordeaux I, 1995.
- [112] M. I. Angelova C. Dietrich and B. Pouligny. Adhesion of latex spheres to giant phospholipid vesicles: static and dynamics. *J. Phys. II France*, 7:1651–1682, 1997.

- [113] R. Dimova K. D. Danov and B. Pouligny. Viscous drag of a solid sphere straddling a spherical or flat surface. *Phys. Fluids*, 12(10):1–12, 2000.
- [114] E. R. Weeks T. Gisler P. D. Kaplan A. G. Yodh J. C. Crocker, M. T. Valentine and D. A Weitz. Two-point microrheology of inhomogeneous soft materials. *Phys. Rev. Lett.*, 85(4):888–891, 2000.
- [115] A. Adjari J. B. Fournier and L. Peliti. Effective-area elasticity and tension of micromanipulated membranes. *Phys. Rev. Lett.*, 86(21):4970–4973, 2001.
- [116] A. Richert S. H  non, G. lenormand and F. Gallet. A new d  termination of the shear modulus of the human ertthrocyte membrane using optical tweezers. *Biophys. J.*, 76:1145–1151, 1999.
- [117] P. Steffen S. Wurlitzer and Th. M. Fisher. Line tension of langmuir monolayer phase boundaries determined with optical tweezers. *J. Chem. Phys.*, 112(13):5915–5918, 2000.
- [118] D. Branton K. Svoboda, C. F. Schmidt and S. M. Block. Conformation and elasticity of the isolated red blood cell membrane skeleton. *Biophys. J.*, 63:784–793, 1992.
- [119] J. Grimbergen E. J. Nijhof J. J. Sixma P. J. H. Bronkhorst, G. J. Streekstra and G. J. Brakenhoff. A new method to study shape recovery of red blood cells using multiple optical trapping. *Biophys. J.*, 69:1666–1673, 1995.
- [120] A. Ashkin and J.M. Dziedzic. Internal cell manipulation using infrared laser traps. *Proc. Natl. Acad. USA*, 86:7914–7918, 1989.
- [121] J. Dai and M. P. scheetz. Mechanical properties of neuronal growth cone membranes studied by tether formation with laser optical tweezers. *Biophys. J.*, 68:988–996, 1995.
- [122] P. Steffen S. Wurlitzer and Th. M. Fisher. Line tension in langmuir monolayers probed by point forces. *J. Chem. Phys.*, 113(9):3822–3828, 2000.
- [123] M. Liley C. Duschl S. Wurlitzer, C. Lautz and Th. M. Fisher. Micromanipulation of langmuir-monolayers with optical tweezers. *J. Phys. Chem. B*, 105:182–187, 2001.
- [124] R. Bar-Ziv and E. Moses. Instability and "pearling" states produced in tubular membranes by competition of curvature and tension. *Phys. Rev. Lett.*, 73(10):1392–1395, 1994.
- [125] T. Tlusty R. Bar-Ziv and E. Moses. Critical dynamics in the pearling instability of membranes. *Phys. Rev. Lett.*, 79(6):1158–1161, 1997.
- [126] E. Moses R. Bar-Ziv, R. Menes and S. A. Safran. Local unbinding of pinched membranes. *Phys. Rev. Lett.*, 75(18):3356–3359, 1995.
- [127] T. Frish R. Bar-Ziv and E. Moses. Entropic expulsion in vesicles. *Phys. Rev. Lett.*, 75(19):3481–3484, 1995.
- [128] T. Powers P. Nelson and U. Seifert. Dynamical theory of the pearling instability in cylindrical vesicles. *Phys. Rev. Lett.*, 74(17):3384–3387, 1995.
- [129] R. Granek and Z. Olani. Dynamics of rayleigh-like instability induced by laser tweezers in tubular vesicles of self-assembled membranes. *J. Phys. II France*, 5:1349–1370, 1995.
- [130] T. Powers R. E. Goldstein, P. Nelson and U. Seifert. Front propagation in the pearling instability of tubular vesicles. *J. Phys. II France*, 6:767–796, 1996.
- [131] E. Moses R. Bar-Ziv and P. Nelson. Dynamic excitations in membranes induced by optival tweezers. *Biophys. J.*, 75:294–320, 1998.

- [132] R. Bar-Ziv J. D. Moroz, P. Nelson and E. Moses. Spontaneous expulsion of giant lipid vesicles induced by laser tweezers. *Phys. Rev. Lett.*, 78(xx):386–389, 1997.
- [133] J. M. Fournier M. M. Burns and J. A. Golovchenko. Optical matter: Crystallisation and binding in intense optical fields. *Science*, 249:749–754, 1990.
- [134] P. C. Chaumet and M. Nieto-Vesperinas. Optical binding of particles with or without the presence of a flat dielectric surface. *Phys. Rev. B*, 64:0035422, 2001.
- [135] M. I. Antonoyiannakis and J. B. Pendry. Mie resonances and bonding in photonic crystals. *Europhys. Lett.*, 40(6):613–618, 1997.
- [136] M. I. Antonoyiannakis and J. B. Pendry. Electromagnetic forces in photonic crystals. *Phys. Rev. B*, 60(4):2363–2374, 1999.
- [137] R. Wakaki A. Yamagushi S. Matsuo S. Juodkazis, N. Mukai and H. Misawa. Reversible phase transitions in polymer gels induced by radiation forces. *Nature*, 408:178–181, 2000.
- [138] K. Sasaki H. Masuhara T. A. Smith, J. I. Hotta and Y. Itoh. Photon pressure-induced association of nanometer-sized polymer chains in solution. *J. Phys. Chem. B*, 103:1660–1663, 1999.
- [139] K. Sasaki J. I. Hotta and H. Masuhara. Manipulation of liquid crystal textures with a focused near infrared laser beam. *Appl. Phys. Lett.*, 71(15):2085–2087, 1997.
- [140] J. M. Dziedzic A. Ashkin and P. W. Smith. Continuous wave self focusing and self trapping of light in artificial kerr media. *Opt. Lett.*, 7(6):276–278, 1982.
- [141] P. J. Maloney P. W. Smith and A. Ashkin. Use of a liquid suspension of dielectric spheres as an artificial kerr medium. *Opt. Lett.*, 7(8):347–349, 1982.
- [142] J. E. Bjorkholm P. W. Smith, A. Ashkin and D. J. Eilenberger. Studies of self-focusing bistable devices using liquid suspensions of dielectric particles. *Opt. Lett.*, 10(4):131–133, 1984.
- [143] J. P. Delville E. Freysz, E. Laffon and A. Ducasse. Phase conjugation in critical microemulsions. *Phys. Rev. E*, 49(3):2141–2149, 1994.
- [144] E. Freysz J. P. Delville and A. Ducasse. Optical hysteresis in laser-induced liquid-liquid phase separation. *Phys. Rev. E*, 53(3):2488–2501, 1996.
- [145] Stéphanie Buil. *Séparation de phase induite par laser: étude de la dynamique aux temps courts en mélange à quatre ondes*. PhD thesis, Université Bordeaux I, 1998.
- [146] S. Buil C. Lalaude, J. P. Delville and A. Ducasse. Kinetics of crossover in phase-separating liquid mixtures induced by finite-size effects. *Phys. Rev. Lett.*, 78(11):2156–2159, 1997.
- [147] S. Buil J. P. Delville, C. Lalaude and A. Ducasse. Late stage kinetics of a phase separation induced by a cw laser wave in binary liquid mixtures. *Phys. Rev. E*, 59(5):5804–5818, 1999.
- [148] E. Freysz S. Buil, J. P. Delville and A. Ducasse. Induced transient gratings as a probe of the early-stage kinetics of phase-separating liquid mixtures. *Opt. Lett.*, 23(17):1334–1336, 1998.
- [149] E. Hugonnot S. Buil and J. P. Delville. Performances of holographic gratings monitored by laser-induced phase separation in liquid mixtures. *Phys. Rev. E*, 63:041504, 2001.
- [150] A. Ashkin and J.M. Dziedzic. Radiation pressure on a free liquid surface. *Phys. Rev. Lett.*, 30(4):139–142, 1973.

- [151] J. P. Gordon. Radiation forces and momenta in dielectric media. *Phys. Rev. A*, 8(1):14–21, 1973.
- [152] A. V. Kats and V. M. Kontorovich. Bending of surface and self-focusing of a laser beam in a linear medium. *ZETF*, 9(3):112–113, 1969.
- [153] H. M. Lai and K. Young. Response of a liquid surface to the passage of an intense laser pulse. *Phys. Rev. A*, 14(6):2329–2333, 1976.
- [154] I. Brevik. Experiments in phenomenological electrodynamics and the electromagnetic energy-momentum tensor. *Phys. Rep.*, 52(3):133–201, 1979.
- [155] A. V. Kats and V. M. Kontorovich. Lens effect due to the pressure of light on the surface of a transparent liquid. *Sov. Phys.-JETP*, 41(2):346–351, 1975.
- [156] A. V. Kats and I. S. Spevak. Lens effect due to the deformation of a liquid surface caused by the thermal action of laser radiation. *Sov. J. Quantum Electron.*, 9(7):857–863, 1979.
- [157] S. P. Chernov O. N. Ivanova and V. A. Shepelev. Experimental investigation of the interaction of high-power laser radiation with the free surface of a liquid under total internal reflection conditions. *Sov. J. Quant. Electron.*, 4(9):1161–1162, 1975.
- [158] G. V. Ostrovskaya. Deformation of the free surface of a liquid under the pressure of light. i. theory. *Sov. Phys. Tech. Phys.*, 33(4):465–468, 1988.
- [159] G. V. Ostrovskaya I. I. Komissarova and E. N. Shedova. Deformation of the free surface of a liquid under the pressure of light. ii. experiment. *Sov. Phys. Tech. Phys.*, 33(4):468–470, 1988.
- [160] G. V. Ostrovskaya I. I. Komissarova and E. N. Shedova. Light pressure-induced deformations of a free liquid surface. *Optics Commun.*, 66(1):15–20, 1987.
- [161] J. Z. Zhang and R. K. Chang. Shape distortion of a single water droplet by laser-induced electrostriction. *Opt. Lett.*, 13(10):916–918, 1988.
- [162] P. W. Barber and R. K. Chang. *Optical effects associated with small particles*. World Scientific, Singapore, 1988.
- [163] R. K. Chang and A. J. Campillo. *Optical Processes in Microcavities*. World Scientific, Singapore, 1996.
- [164] J. Popp M. H. Fields and R. K. Chang. Nonlinear optics in microspheres. *Progress in Optics*, 41:1–95, 2000.
- [165] R. K. Chang G. Chen, D. Q. Chowdhury and W. F. Hsieh. Laser-induced radiation leakage from microdroplets. *J. Opt. Soc. Am. B*, 10(4):620–632, 1993.
- [166] J. L. Cheung J. M. Hartings, X. Pu and R. K. Chang. Laser-induced distortion for increased input coupling of light to droplet-cavity modes. *J. Opt. Soc. Am. B*, 14(11):2842–2849, 1997.
- [167] K. L. Poon H. M. Lai, P. T. Leung and K. Young. Electrostrictive distortion of a micrometer-sized droplet by a laser pulse. *J. Opt. Soc. Am. B*, 6(12):2430–2437, 1989.
- [168] I. Brevik and R. Kluge. Oscillations of a water droplet illuminated by a linearly polarized laser pulse. *J. Opt. Soc. Am. B*, 16(6):976–985, 1999.
- [169] D. Mizuno K. Sakai and K. Takagi. Measurement of liquid surface properties by laser-induced surface deformation spectroscopy. *Phys. Rev. E*, 63:046302, 2001.

-
- [170] W. C. Lin C. H. Lee and J. Wang. All-optical measurements of the bending rigidity of lipid-vesicle membranes across structural phase transitions. *Phys. Rev. E*, 64(020901), 2001.
 - [171] C. M. Chen. Theory for the bending anisotropy of lipid membranes and tubule formation. *Phys. Rev. E*, 59(5):6192–6195, 1999.
 - [172] C. L. Guo C. H. Lee and J. Wang. Optical measurement of the viscoelastic and biochemical responses of living cells to mechanical perturbation. *Opt. Lett.*, 23(4):307–309, 1998.
 - [173] T. J. Moon C. C. Cunningham J. Guck, R. Ananthakrishnan and J. Kas. Optical deformability of soft biological dielectrics. *Phys. Rev. Lett.*, 84(x):5451–5454, 2000.
 - [174] H. Mahmood T. J. Moon C. C. Cunningham J. Guck, R. Ananthakrishnan and J. Kas. The optical stretcher: a novel tool to micromanipulate cells. *Biophys. J.*, 81:767–784, 2001.
 - [175] S. A. Viznyuk and A. T. Sukhodol'skii. Thermocapillary self-interaction of laser radiation in thin layers of an absorbing liquid. *Sov. J. Quantum Electron.*, 18(4):489–491, 1988.

Chapitre 3

Forces électromagnétiques exercées par la lumière dans les milieux matériels

Nous avons souligné maintes fois au chapitre précédent que la compréhension de certains effets mécaniques de la lumière est facilitée par l'emploi du tenseur des contraintes de Maxwell (bilan des forces sur des particules de taille quelconque, interaction avec des champs évanescents, couplage optique de particules entre elles,...). Cet outil du formalisme électromagnétique mérite donc d'être défini, puisqu'il intervient dans de nombreuses modélisations et est d'emploi aisé et courant. Cependant le lecteur s'intéressant aux déformations d'interfaces induites par laser est confronté d'emblée à des questions d'électromagnétisme plus approfondies, relatives à l'expression du tenseur énergie-impulsion du champ électromagnétique dans la matière. L'expérience d'Ashkin et Dziedzic de 1973 [1] était initialement destinée à trancher la controverse entre les formes tensorielles proposées par Abraham ou par Minkowski. Les tenants et aboutissants du débat étant au premier abord peu compréhensibles et la polémique récurrente [2, 3, 4, 5, 6, 7, 8], il m'apparaissait nécessaire d'en donner une explication succincte. Pour les détails, on pourra se référer à l'article de revue de Brevik [9]. Un point particulier se devait également d'être éclairci: le rôle joué par l'électrostriction dans les déformations d'interfaces fluides. En définitive, le but de ce chapitre est d'aboutir à une définition claire et cohérente en termes de forces des effets observés dans nos expériences.

3.1 Bilan des forces électromagnétiques dans le vide: introduction du tenseur énergie-impulsion du champ

3.1.1 Réécriture de la densité de force de Lorentz

Partons de l'expression classique de la densité volumique de la force de Lorentz agissant sur une distribution de charges dans le vide. Soit ρ la densité volumique de charges et $\vec{j}$ la densité volumique de courants. La force de Lorentz $\vec{f}$ résultant des champs électriques et magnétiques induits $\vec{E}$ et $\vec{B}$ est alors définie par:

$$\vec{f} = \rho \vec{E} + \vec{j} \wedge \vec{B} \quad (3.1)$$

En utilisant les relations de Maxwell dans le vide:

$$\begin{cases} \operatorname{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} & \operatorname{div} \vec{B} = 0 \\ \operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} & \operatorname{rot} \vec{B} = \mu_0(\vec{j} + \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}) \end{cases} \quad (3.2)$$

où ϵ_0 est la permittivité diélectrique du vide et μ_0 sa perméabilité. L'expression de la force $\vec{f}$ peut se réécrire, après quelques manipulations d'analyse vectorielle [10], sous la forme:

$$\vec{f} = \operatorname{div} \overleftrightarrow{T} - \frac{\partial \vec{g}}{\partial t} \quad (3.3)$$

où $\overleftrightarrow{T}$ est le tenseur des contraintes électromagnétiques de Maxwell de composantes:

$$T_{ik} = (\epsilon_0 E_i E_k - \frac{\epsilon_0 |\vec{E}|^2}{2} \delta_{ik}) + (\frac{1}{\mu_0} B_i B_k - \frac{|\vec{B}|^2}{2\mu_0} \delta_{ik}) \quad (3.4)$$

et où:

$$\begin{cases} \vec{g} = \frac{\vec{\Pi}}{c^2} \\ \vec{\Pi} = \vec{E} \wedge \frac{\vec{B}}{\mu_0} \end{cases} \quad (3.5)$$

$\vec{\Pi}$ étant le vecteur de Poynting.

La densité de force volumique a donc été décomposée en une partie résultant de forces surfaciques induites par les contraintes de Maxwell ($\operatorname{div} \overleftrightarrow{T}$) et une partie résultant d'une variation temporelle. Cette réécriture n'est pas uniquement formelle, elle a une véritable signification physique. Comme le vecteur de Poynting correspond à un flux surfacique d'énergie, si l'on réalise une analyse dimensionnelle, on voit que $\vec{g}$ correspond à une quantité de mouvement par unité de volume (impulsion volumique). En effet:

$$[\vec{\Pi}] = \frac{[\text{Energie}]}{[\text{Longueur}]^2 [\text{Temps}]} = \frac{E}{L^2 T} \quad (3.6)$$

$$\left[\frac{\vec{\Pi}}{c^2} \right] = \frac{E}{L^4 T^{-1}} = \frac{E}{L T^{-1}} \frac{1}{L^3} = \frac{[\text{Impulsion}]}{[\text{Longueur}]^3} \quad (3.7)$$

Supposons alors les charges réparties à l'intérieur d'une surface fermée Σ et intégrons (3.3) sur le volume V ainsi défini:

$$\vec{F}_{charges} = \int_V \vec{f} d\tau = \int_V \operatorname{div} \overleftrightarrow{T} d\tau - \frac{\partial}{\partial t} \left(\int_V \vec{g} d\tau \right) \quad (3.8)$$

En désignant par $\vec{G}_{charges}$ la quantité de mouvement totale du système de charges, la relation (3.8) s'interprète alors simplement si l'on suppose qu'une impulsion $\vec{G}_{champ}$ est associée au champ électromagnétique avec une densité volumique $\vec{g}$. Après transformation de l'intégrale volumique en une intégrale surfacique (vecteur surface dirigé selon la normale sortante), on obtient:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\vec{G}_{charges} + \vec{G}_{champ}) = \oint_{\Sigma} \overleftrightarrow{T} d\vec{S} \quad (3.9)$$

La variation temporelle de la quantité de mouvement du système (charges + champ) est égale au flux sortant de $\overleftrightarrow{T}$ à travers une surface entourant la distribution de charges. Les composantes T_{ik} sont bien l'équivalent de contraintes, d'où le nom de tenseur des contraintes électromagnétiques de Maxwell. Leur signification physique est simple: de la même façon que le vecteur de Poynting exprime un flux d'énergie par unité de temps, les composantes T_{ik} doivent être vues comme les composantes d'un flux d'impulsion par unité de temps. Comme l'impulsion est déjà un vecteur, elles forment donc un tenseur.

Si la surface d'intégration enferme tout le champ, le membre de droite de (3.9) s'annule et on exprime simplement la conservation de la quantité de mouvement du système fermé (charges + champ):

$$\vec{G}_{charges} + \vec{G}_{champ} = \overrightarrow{constante} \quad (3.10)$$

Dans le cas qui nous intéresse (cas des fréquences optiques), les champs oscillent suffisamment rapidement pour que seul leur effet moyen sur une période soit observable. La valeur moyenne $\left\langle \frac{\partial \vec{G}_{champ}}{\partial t} \right\rangle$ prise sur une période est nulle et la force s'écrit alors simplement:

$$\vec{F}_{charges} = \oint_{\Sigma} \langle \overleftrightarrow{T} \rangle d\vec{S} \quad (3.11)$$

Les composantes T_{ik} sont alors écrites en fonction des valeurs moyennées des champs. On voit donc bien l'utilité du tenseur des contraintes électromagnétiques pour le calcul des forces. Comme l'intégration porte sur une surface fermée entourant la répartition de charges, même dans le cas du calcul de la force sur une sphère diélectrique dans le vide, il n'est pas nécessaire de connaître le tenseur $\overleftrightarrow{T}$ et le champ à l'intérieur du diélectrique. Il suffit de choisir la surface d'intégration dans le vide où le champ est connu ([10], p.173). Ainsi pour une particule en interaction avec un champ (diffusion), il peut être pratique d'étendre la surface d'intégration à distance $R \rightarrow +\infty$, là où les expressions des champs sont simples et l'intégration facile à effectuer [11].

Cette dérivation de la force peut aussi être obtenue de manière générale en partant de l'expression relativiste du quadrivecteur force [12]. Cela permet de définir le tenseur relativiste énergie-impulsion du champ électromagnétique dans le vide.

3.1.2 Tenseur énergie-impulsion du champ électromagnétique dans le vide

Si l'on combine l'équation vectorielle de la force électromagnétique exercée par le champ sur un ensemble de charges (3.3):

$$\vec{f} = \text{div} \overleftrightarrow{T} - \frac{\partial \vec{g}}{\partial t} \quad (3.12)$$

avec l'équation scalaire de la conservation de l'énergie:

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \text{div} \vec{\Pi} = -\vec{f} \cdot \vec{u} \quad (3.13)$$

où W est la densité d'énergie électromagnétique volumique,:

$$W = \frac{1}{2}(\epsilon_0 E^2 + \frac{B^2}{\mu_0}) \quad (3.14)$$

on peut former une équation unique pour le quadrivecteur force $\vec{f}^4 = \left(\vec{f}, \frac{i}{c}(\vec{f} \cdot \vec{u}) \right)$. La force s'écrit alors comme la divergence d' un tenseur de rang 4 :

$$f_i = -\frac{\partial S_{ik}}{\partial x_k} \quad i,k=1,4 \quad (3.15)$$

Les composantes spatiales du tenseur sont égales et opposées aux composantes du tenseur des contraintes de Maxwell, tandis que les composantes temporelles sont liées au vecteur de Poynting $\vec{\Pi}$, à la densité d'impulsion $\vec{g}$ et à la densité d' énergie volumique W :

$$\left\{ \begin{array}{l} S_{ik} = -T_{ik} \\ S_{4k} = \frac{i}{c}\Pi_k \\ S_{k4} = icg_k \\ S_{44} = -W \end{array} \right. \quad (3.16)$$

Comme l'équation (3.15) exprime la conservation de l' énergie et de l' impulsion du système, le tenseur $\overleftrightarrow{S}$ est appelé tenseur énergie-impulsion du champ électromagnétique dans le vide ([13], p. 85). L'équation (3.15) est une forme compacte traduisant qu' en tous points où des forces électromagnétiques agissent sur la matière, de l'impulsion (énergie) électromagnétique est produite par, ou transformée en, impulsion (énergie) mécanique.

3.1.3 Remarques générales

Le tenseur énergie-impulsion du champ électromagnétique dans le vide apparaît donc comme étant symétrique. C' est une conséquence directe de la relation adoptée entre le flux d'impulsion et le flux d'énergie:

$$\vec{g} = \frac{\vec{\Pi}}{c^2} \quad (3.17)$$

Cette relation est compatible avec le principe de Planck de conservation de l' impulsion pour un système fermé. Dans un système fermé, à chaque flux d' énergie doit être associé un flux d'impulsion correspondant, tel que:

$$(\text{flux d' impulsion}) = \frac{1}{c^2}(\text{flux d'énergie}) \quad (3.18)$$

Cette relation est de plus nécessaire à la conservation du moment cinétique du système. Pour une explication simple, on pourra se reporter au Feynman, qui en donne un exemple pédagogique ([14], p.119).

On notera également que $\vec{g}$ représente le flux d' impulsion du champ électromagnétique seul, et non celui du système (champ + matière) [3]. Cependant, la séparation univoque effectuée en (3.9) entre composante relative aux champs et composante relative aux charges, n' est possible que dans le vide. Dans les milieux matériels polarisables, champs et charges interagissent et échangent en permanence de l' énergie et de l' impulsion. Il n' existe donc plus de séparation univoque entre quantités liées uniquement aux champs et quantités liées uniquement à la matière. Le champ ne pouvant plus être défini comme un système fermé, le principe reliant flux d' impulsion et flux d' énergie n' a plus lieu d'

être, de même que la relation (3.17) (cf Becker [12], p. 356). Le tenseur énergie-impulsion du champ dans les milieux matériels n'est donc pas obligatoirement symétrique, seul celui du système fermé total (champ + matière) se doit de l'être. D'ailleurs, même dans une approche lagrangienne de la théorie du champ, Landau et Lifschitz soulignent ([15], p. 102) que le tenseur énergie-impulsion canonique du champ dans le vide, dérivé par le principe de moindre action, n'est pas forcément symétrique mais peut être symétrisé de façon à vérifier la loi de conservation du moment cinétique. Il n'est donc pas très étonnant de ne pas avoir d'expression unique du tenseur énergie-impulsion du champ dans la matière. Pourtant cette question est toujours sujet à polémiques, polémiques dont nous allons souligner certaines caractéristiques.

3.2 Expressions du tenseur énergie-impulsion du champ dans les milieux matériels

3.2.1 Electromagnétisme phénoménologique et relations constitutives

Les textes de langue anglaise parlent en général de "Phenomenological Electrodynamics" [9] pour qualifier l'électromagnétisme des milieux matériels. Dans la matière, les charges liées contribuent aux densités de charge et de courant et les équations de la théorie électronique doivent être moyennées sur des volumes mésoscopiques, petits par rapport à l'échelle macroscopique mais suffisamment grands pour contenir un grand nombre d'électrons. Les équations de Maxwell nivelées sont ainsi reformulées en terme des champs $\vec{D}$, vecteur déplacement électrique et $\vec{H}$, vecteur excitation magnétique. Elles sont alors intégrables sous réserve de connaître les relations constitutives du matériau, reliant $\vec{D}$ à $\vec{E}$ et $\vec{H}$ à $\vec{B}$. Celles-ci s'écrivent classiquement dans le cas le plus général:

$$\vec{D} = [\epsilon]\vec{E} \quad (3.19)$$

$$\vec{B} = [\mu]\vec{H} \quad (3.20)$$

où $[\epsilon]$ et $[\mu]$ sont respectivement les tenseurs de permittivité diélectrique et de perméabilité. Dans le cas de milieux linéaires homogènes et isotropes, ces relations matricielles se réduisent aux relations vectorielles suivantes:

$$\vec{D} = \epsilon\vec{E} = \epsilon_0\epsilon_r\vec{E} \quad (3.21)$$

$$\vec{B} = \mu\vec{H} = \mu_0\mu_r\vec{H} \quad (3.22)$$

ϵ_0 et μ_0 désignent la permittivité et la perméabilité du vide, ϵ_r et μ_r la permittivité et la perméabilité relatives du milieu. En particulier, les milieux considérés par la suite étant non-magnétiques ($\mu_r = 1$), l'indice optique du milieu sera défini de façon standard par:

$$n = \sqrt{\epsilon_r} \quad (3.23)$$

Ces relations constitutives sont de nature purement empirique et la description des phénomènes électromagnétiques dans la matière est donc bien une théorie phénoménologique. Les relations constitutives traduisent notre connaissance incomplète de la structure

de la matière. En particulier, comme le champ et les charges sont en interaction constante, de nombreux termes de corrélation apparaissent dans les équations et une séparation univoque des termes de champ et de matière n'est plus possible. Une infinité de subdivisions possibles existe et cette ambiguïté est à l'origine des incertitudes sur la définition du tenseur énergie-impulsion du champ électromagnétique dans la matière. De plus, même si une subdivision univoque était possible, elle n'aurait pas de sens physique car ni l'énergie interne, ni l'énergie du champ ou son impulsion ne sont des observables physiques.

On est donc amené à proposer différentes formes tensorielles compatibles ou non avec diverses hypothèses physiques externes de nature générale. Chaque hypothèse ou approche choisie conduit à des tenseurs différents, mais il est évident qu'il n'existe pas de forme juste du tenseur énergie-impulsion du champ dans la matière, contrairement à ce que clament certains auteurs. La théorie étant par essence phénoménologique, ce qui compte en définitive est de pouvoir décrire les faits expérimentaux observés et les principales formes de tenseur proposées y parviennent. Tout juste peut donc dire que certaines formes sont plus simples d'emploi que d'autres, mais cela reste un critère de convenance et non de justesse. Au vu de ces remarques, formulées essentiellement par Brevik dans son article de revue sur l'électromagnétisme phénoménologique [9], on est toujours surpris de rencontrer encore dans la littérature des articles "prouvant" la "justesse" d'un tenseur au détriment d'un autre. Le choix d'hypothèses initiales adéquates suffit en effet à déterminer complètement la forme désirée du tenseur. L'omniprésence du débat sur le tenseur énergie-impulsion du champ électromagnétique dans la matière rend les articles concernant les déformations d'interface induites par la pression de radiation obscurs pour le non initié. Il me semblait donc nécessaire de présenter les deux principales expressions historiques de ce tenseur, ainsi que les hypothèses physiques déterminant leur forme.

3.2.2 Tenseurs de Minkowski et Abraham et hypothèses associées

Minkowski

La première forme de tenseur proposée l'a été par Minkowski au début du siècle (1908 et 1910). Avec les mêmes conventions que pour les équations du système (3.16), les composantes du tenseur énergie-impulsion de Minkowski s'écrivent:

$$\left\{ \begin{array}{l} S_{ik}^M = -E_i D_k - H_i B_k + \frac{1}{2} \delta_{ik} (\vec{E} \cdot \vec{D} + \vec{H} \cdot \vec{B}) \\ S_{4k}^M = \frac{i}{c} \Pi_k^M \\ S_{k4}^M = i c g_k^M \\ S_{44}^M = -W^M \end{array} \right. \quad (3.24)$$

avec comme expressions du vecteur de Poynting $\vec{\Pi}^M$, de la densité d'impulsion du champ $\vec{g}^M$ et de la densité d'énergie électromagnétique:

$$\vec{\Pi}^M = \vec{E} \wedge \vec{H} \quad (3.25)$$

$$\vec{g}^M = \vec{D} \wedge \vec{B} \quad (3.26)$$

$$W^M = \frac{1}{2}(\vec{E} \cdot \vec{D} + \vec{H} \cdot \vec{B}) \quad (3.27)$$

Le principal reproche formulé à l'encontre du tenseur de Minkowski par ses détracteurs est qu'il ne soit pas symétrique ($\vec{g}^M \neq \frac{\vec{\Pi}^M}{c^2}$). Cependant comme dit précédemment, ce fait ne viole pas la conservation du moment cinétique, puisque le champ ne constitue plus un système fermé comme dans le vide, à cause des interactions multiples avec la matière. La non symétrie du tenseur de Minkowski n'est donc pas un critère d'irrecevabilité. Brevik a par exemple démontré que le tenseur de Minkowski pouvait être dérivé théoriquement de façon univoque sous certaines hypothèses (en particulier en imposant que les S_{ik}^M soient des formes bilinéaires, fonctions uniquement des champs $\vec{E}$, $\vec{D}$, $\vec{B}$ et $\vec{H}$) [16]. Du point de vue des hypothèses physiques générales, le tenseur de Minkowski présente en revanche l'avantage de satisfaire à la condition de Von Laue et Möller de transformation de la vitesse de groupe d'une onde lumineuse. Cette condition requiert que la vitesse de propagation de l'énergie d'une onde lumineuse se transforme comme la vitesse d'une particule par transformation de Lorentz. Pour une présentation générale sur ce point ou une démonstration, on pourra consulter ([17], p. 221) ou [16]. De cette règle découle la formule de Fresnel de transformation de la vitesse de groupe de la lumière dans un milieu en mouvement, d'où certaines expériences visant à tester les formes du tenseur par cette entremise [18, 19].

Abraham

L'autre forme tensorielle est celle proposée par Abraham à la même époque que Minkowski (1909,1910). Les composantes de ce tenseur s'écrivent:

$$\left\{ \begin{array}{l} S_{ik}^A = -\frac{1}{2}(E_i D_k + E_k D_i) - \frac{1}{2}(H_i B_k + H_k B_i) + \frac{1}{2}\delta_{ik}(\vec{E} \cdot \vec{D} + \vec{H} \cdot \vec{B}) \\ S_{4k}^A = \frac{i}{c}\Pi_k^M \\ S_{k4}^A = icg_k^M \\ S_{44}^A = -W^M \end{array} \right. \quad (3.28)$$

Les définitions du vecteur de Poynting et de la densité d'énergie sont celles données ci-dessus par les équations (5.10) et (3.27). Seule la forme de la densité d'impulsion du champ change et Abraham l'écrit :

$$\vec{g}^A = \frac{\vec{E} \wedge \vec{H}}{c^2} = \frac{\vec{\Pi}}{c^2} \quad (3.29)$$

On voit par là-même que le tenseur d'Abraham est symétrique et satisfait ainsi à la conservation du moment cinétique. Il s'agit en fait de la forme symétrisée adéquate du tenseur de Minkowski. Pour Pauli ([13], p.110), cette symétrie est un argument fort en

faveur de la forme d' Abraham, car le tenseur doit être regardé comme la moyenne de son expression microscopique, qui elle est bien symétrique. En fait, une remarque due à Brevik ([16], p.33) montre que les processus de moyenne ne sont pas aussi intuitifs. Lors d' un changement de référentiel les équations du système (3.28) ne sont en outre plus valables et doivent être recalculées. Nous voyons donc qu'il n' y a pas plus d'arguments en faveur d'une forme tensorielle ou d'une autre. Pauli présente très clairement la problématique et les inconvénients propres à chaque forme [13]. Nous allons cependant voir qu'elles prédisent des résultats identiques pour nos expériences.

3.2.3 Expressions microscopiques de la force: équivalence aux fréquences optiques

Densités d'impulsion

On a longtemps cru pouvoir réaliser des expériences critiques invalidant l' une ou l'autre forme du tenseur énergie- impulsion . En effet, considérons les densités d'impulsion d' Abraham et de Minkowski, W étant la densité d'énergie d'une onde lumineuse dans un milieu d'indice n :

$$g^M = \frac{n}{c} W \quad (3.30)$$

$$g^A = \frac{1}{nc} W \quad (3.31)$$

Soit pour la quantité de mouvement correspondante des photons:

$$p^M = \frac{n}{c} h\nu \quad (3.32)$$

$$p^A = \frac{1}{nc} h\nu \quad (3.33)$$

Il est troublant de constater que le désaccord essentiel porte sur la quantité de mouvement d'un photon dans un milieu d'indice n , grandeur classique de tous les cours d'électromagnétisme. Ainsi si l' on effectue le raisonnement du chapitre 1 en utilisant p^A comme expression de la quantité de mouvement des photons dans les milieux 1 et 2, la déformation de l' interface devrait être dirigée dans le sens opposé à celui présenté sur la figure xxx. Cela explique pourquoi l' expérience d' Ashkin et Dziedzic [1] a longtemps été supposée cruciale pour la théorie. Pourtant, même si le sens de la déformation correspond bien à celui prédit à l'aide de la quantité de mouvement " classique " de Minkowski, elle n'invalidé pas le tenseur d' Abraham. Gordon a en effet démontré [3] que $\vec{g}^A$ ne représentait pas toute l'impulsion se propageant avec l' onde, mais uniquement la partie d' impulsion liée au champ. Une partie d'impulsion mécanique $\vec{g}_m^A$ se propage avec l'onde électromagnétique, de sorte que la densité d'impulsion totale liée à l'onde est égale à la densité d'impulsion de Minkowski $\vec{g}^M$:

$$\vec{g}^A + \vec{g}_m^A = \vec{g}^M \quad (3.34)$$

La densité d'impulsion de Minkowski représente donc la densité d'impulsion totale de l'onde électromagnétique. Comme cette impulsion totale est la seule véritable observable physique, il n' est pas étonnant que le sens de la déformation soit prédit plus facilement

en utilisant cette expression. On peut juste constater que le tenseur de Minkowski est plus pratique d' utilisation dans ce cas, comme il se trouve l' être pour l' explication d' autres expériences. De plus, l' équivalence des deux formes tensorielles est confirmée si l' on regarde les expressions microscopiques des forces qui en découlent.

Expressions des forces

Considérons le cas courant où le milieu est linéaire, homogène et isotrope ($\epsilon_{ik} = \epsilon\delta_{ik}$, $\mu_{ik} = \mu\delta_{ik}$) et non conducteur ($\rho = 0$, $\vec{j} = 0$). De la définition générale du quadrivecteur force (3.15), on en déduit la densité volumique de force correspondant au tenseur de Minkowski [9]:

$$\vec{f}^M = -\frac{1}{2}|\vec{E}|^2\vec{\nabla}\epsilon - \frac{1}{2}|\vec{H}|^2\vec{\nabla}\mu \quad (3.35)$$

Identiquement on peut écrire la densité de force associée au tenseur de Abraham;

$$\vec{f}^A = \vec{f}^M + \frac{\epsilon_r\mu_r - 1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} (\vec{E} \wedge \vec{H}) \quad (3.36)$$

Les forces prédites par les deux tenseurs ne diffèrent donc que par un terme additif, appelé terme d' Abraham. La petitesse de ce terme rend la détection de ses effets délicate. Il a cependant pu être mis en évidence à très basse fréquence ($f \sim 0.4\text{Hz}$) avec des champs quasistationnaires (cf [9] et références incluses). Le tenseur de Minkowski n' est donc pas adapté à la description des expériences en champs quasi-stationnaires. A l' inverse, pour le cas qui nous intéresse, le terme d' Abraham n' est pas observable aux fréquences optiques, puisque sa moyenne sur une période est nulle. Les densités de force $\vec{f}^A$ et $\vec{f}^M$ sont donc parfaitement équivalentes en optique et en aucun cas le sens de la déformation ne peut s'avérer déterminant. Le point de vue adopté dans cette partie est celui de l' électromagnétisme. Les expressions de forces proposées ne décrivent pas les phénomènes thermodynamiques bien connus de magnétostriction ou de l'électrostriction, dont il faut clarifier l'influence sur les déformations d'interface induites par laser.

3.3 Aspects thermodynamiques: cas de l' électrostriction

3.3.1 Approches microscopiques

Thermodynamique des processus irréversibles dans les milieux polarisables

Nous avons vu dans la partie précédente qu'il n'existait pas de forme du tenseur énergie-impulsion satisfaisant à l' ensemble des critères physiques généraux exigibles. Et encore n'avons nous pas parlé d'aspects thermiques ou thermodynamiques. Ainsi Pauli souligne que, pour un conducteur présentant de l' effet Joule, le tenseur de Minkowski n' est pas conforme à la thermodynamique relativiste ([13], p. 108). De même, les tenseurs d' Abraham et de Minkowski ne sont pas conformes non plus aux règles de la thermodynamique des processus irréversibles. Pour se faire, il faut partir d' une approche microscopique et des équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l' énergie dans les systèmes polarisables. Telle est la démarche adoptée par De Groot et Mazur pour définir correctement le taux de production d'entropie dans les

milieux matériels [20]. Cependant l'approche microscopique ne lève pas toutes les ambiguïtés de définition. Comme il n'y a pas de séparation simple possible entre termes de champ et de matière, De Groot et Mazur ont eux aussi fait un choix pour l'expression du tenseur-énergie impulsion du champ dans la matière. De plus, les équations microscopiques s'avérant rapidement inextricables, De Groot et Mazur se contentent d'un développement au premier ordre en $(\frac{v}{c})$, et donc d'expressions non covariantes. Leur tenseur présente également l'inconvénient de ne pas dépendre uniquement des champs électromagnétiques $\vec{E}$, $\vec{D}$, $\vec{B}$ et $\vec{H}$, mais aussi de la polarisation $\vec{P}$ et de l'aimantation $\vec{M}$ du milieu. Une constante arbitraire subsiste de plus dans la définition de la pression hydrostatique dans un fluide à l'équilibre et implique une ambiguïté sur la définition de la force. On voit donc bien que les ambiguïtés ne sont pas levées au stade microscopique. B. C. Eu a démontré récemment que le tenseur de Minkowski était dérivable par la physique statistique [21] et qu'il permettait de construire aussi une théorie cohérente des processus irréversibles [22]. D'autres approches et définitions relatives à l'hydrodynamique et à la thermodynamique des liquides polarisables ont été proposées par Henjes et Liu [23, 24].

Densité de force de Helmholtz

Le but final étant de décrire simplement les observations expérimentales, il est généralement de mise de rajouter les termes ad-hoc dans les composantes spatiales du tenseur énergie-impulsion pour inclure les effets électrostrictifs et magnétostrictifs [9]. Ainsi les composantes S_{ik} deviennent:

$$S_{ik}^H = -E_i D_k - H_i B_k + \frac{1}{2} \delta_{ik} \left[1 - \frac{\rho_m}{\epsilon} \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial \rho_m} \right)_T \right] \vec{E} \cdot \vec{D} + \frac{1}{2} \delta_{ik} \left[1 - \frac{\rho_m}{\mu} \left(\frac{\partial \mu}{\partial \rho_m} \right)_T \right] \vec{H} \cdot \vec{B} \quad (3.37)$$

ρ_m désigne la densité volumique du liquide considéré et les dérivées partielles sont effectuées à température T constante. L'exposant H signifie Helmholtz car la densité de force dérivée de (3.37) par l'équation (3.15) est précisément la densité de force de Helmholtz. Elle est connue pour décrire l'électrostriction et la magnétostriction et s'écrit dans le cas d'un liquide diélectrique isotrope:

$$\vec{f}^H = -\frac{1}{2} E^2 \vec{\nabla} \epsilon + \frac{1}{2} \vec{\nabla} \left[E^2 \rho_m \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial \rho_m} \right)_T \right] \quad (3.38)$$

L'expression de la force de Helmholtz (3.38) est initialement valide uniquement pour des champs statiques et sa dérivation théorique pour les fréquences optiques a été justifiée statistiquement par Young et al. dans une série de papiers [25, 26, 27, 28]. En particulier, ils ont montré que l'expression précédente n'était valable qu'au premier ordre en $(\epsilon - \epsilon_0)$ et que des corrections d'ordre supérieur devaient être prises en compte dans les milieux denses. Ces travaux sont inspirés d'articles de Peierls, qui s'était également attaqué à une justification microscopique de la densité de force et avait même proposé une forme alternative de tenseur [29, 30, 31]. La question reste de savoir si ces raffinements dans les expressions des forces sont vérifiables expérimentalement. Cela ne semble pas être le cas. Ainsi suite aux articles de Peierls, Jones et Leslie ont recommencé l'expérience de Richards et Jones de 1954 avec une précision supérieure [32, 33]. Ils ont confirmé que le recul d'un miroir sous l'effet de la pression de radiation était proportionnel à l'indice optique du liquide dans lequel il était immergé, et ceci pour 7 liquides différents. En revanche, ils n'ont pas observé d'effets significatifs de la polarisation du laser et de l'angle d'incidence

de la lumière, contrairement à ce qui était prédit par Peierls [31]. Les corrections d'ordre supérieur dans l'expression de la force de Helmholtz ne semblent pas être mesurables, ni même observables comme nous allons le démontrer.

3.3.2 Electrostriction et déformations d'interface

D'une manière générale, la force électromagnétique s'exerçant sur un liquide diélectrique sous champ est donc la somme de deux termes (Eq.(3.38)). Le premier terme en gradient de ϵ traduit les inhomogénéités d'indice du milieu. Dans un liquide linéaire homogène, ce terme est nul et ne sera donc présent qu'en présence de variations d'indice, comme par exemple à la surface de discontinuité séparant deux milieux d'indices optiques différents. Le second terme, ou terme électrostrictif, est proportionnel au gradient de champ et traduit donc les effets liés à la structure spatiale de celui-ci (profil d'intensité gaussien par exemple). D'un point de vue thermodynamique, il est bien connu que l'électrostriction a tendance à attirer les liquides diélectriques dans les régions de champ élevé afin de minimiser l'énergie libre du système. Le terme électrostrictif est donc tout à fait l'analogue de la force en gradient de champ $\vec{F}_{grad}$ qui attire les particules polarisables dans les zones de champ fort. Concernant les déformations d'interface, il convient de préciser lequel de ces deux termes est responsable de l'élévation de la surface libre.

Une querelle d'école sémantique, outre celle concernant les expressions des tenseurs, existe entre les auteurs ayant le plus travaillé d'un point de vue théorique sur les déformations d'interface, en l'occurrence I. Brevik d'une part, et H. M. Lai et K. Young d'autre part. Cette querelle est bien résumée dans les papiers concernant les oscillations de goutte sous champ [34, 35]. Lai et Young appellent électrostritive la force totale agissant sur la goutte, alors qu'au sens strict seul le terme $\frac{1}{2}\vec{\nabla}\left[E^2\rho_m\left(\frac{\partial\epsilon}{\partial\rho_m}\right)_T\right]$ correspond à l'électrostriction. Brevik détaille les effets de ce terme électrostrictif seul. Il démontre en premier lieu que, si l'on suppose la relation de Clausius-Mossotti valable dans le fluide, alors l'électrostriction a tendance à déformer l'interface vers le milieu le plus réfringent, donc dans le sens opposé à celui observé. De plus, si l'on suppose le fluide comme étant incompressible, le fait que l'électrostriction s'exprime comme une force volumique entraîne qu'elle ne contribue pas à l'élévation de l'interface. En effet, considérons l'équation de Navier-Stokes pour un fluide diélectrique soumis aux effets du champ:

$$\rho\frac{\partial\vec{v}}{\partial t} = \mu\Delta\vec{v} - \vec{\nabla}p - \frac{1}{2}E^2\vec{\nabla}\epsilon + \frac{1}{2}\vec{\nabla}\left[E^2\rho_m\left(\frac{\partial\epsilon}{\partial\rho_m}\right)_T\right] \quad (3.39)$$

Si le fluide est incompressible, on peut tout à fait renormaliser la pression hydrostatique:

$$p^* = p - \frac{1}{2}\left[E^2\rho_m\left(\frac{\partial\epsilon}{\partial\rho_m}\right)_T\right] \quad (3.40)$$

de sorte que le mouvement du fluide soit décrit uniquement par l'équation:

$$\rho\frac{\partial\vec{v}}{\partial t} = \mu\Delta\vec{v} - \vec{\nabla}p^* - \frac{1}{2}E^2\vec{\nabla}\epsilon \quad (3.41)$$

L'électrostriction ne contribue donc pas au mouvement de l'interface si on laisse le temps au gradient de pression hydrostatique de s'équilibrer. Le terme de force surfacique $-\frac{1}{2}E^2\vec{\nabla}\epsilon$ est suffisant pour décrire l'influence de la pression de radiation. La possibilité de renormaliser la pression hydrostatique du fluide est liée au fait que la pression n'a pas de définition

et de signification précise (et n'est pas non plus une observable) dans les milieux polarisables. Ce point est souligné notamment par Henjes dans son article de revue [24]. Même si elle n'a pas d'effet moteur sur le mouvement de l'interface, l'électrostriction joue cependant un rôle important pour la stabilité mécanique et thermodynamique du système [36].

En fait, les divergences ne sont vraiment que d'ordre sémantique entre Brevik et Lai et Young. A la fin de leur article de 1989 [34], ceux-ci constatent que la description en termes de force surfacique $-\frac{1}{2}E^2\vec{\nabla}\epsilon$ est équivalente à la description en termes de force volumique, et que de plus elle est plus pratique pour le calcul car elle intègre automatiquement les effets des corrections d'ordre supérieur en $O[(n^2 - 1)^2]$. Il ne subsiste donc pas d'ambiguïtés entre les deux écoles. Tout juste s'agit-il d'une question de vocabulaire. En ce qui concerne le tenseur proposé par Peierls [30, 31], il a été démontré qu'il ne diffère de la description tensorielle usuelle que par des termes de forces en gradient pouvant renormaliser le gradient de pression hydrostatique comme en (3.40) [9]. Il ne peut donc pas non plus être testé expérimentalement.

Condition de saut à l'interface entre deux liquides diélectriques

La description des effets mécaniques de la lumière dans les fluides diélectriques en termes d'une force surfacique liée aux discontinuités d'indice semble donc être la plus adéquate. En particulier, nous avons précisé qu'il n'y avait pas lieu de parler d'électrostriction pour des fluides incompressibles. Les déformations d'interface par le champ laser ne doivent donc pas être qualifiées d'électrostrictives, surtout si elles sont visualisées de façon stationnaire comme dans nos expériences. Ceci constitue l'un des points que nous tenions à souligner dans ce chapitre. Cependant dans l'hypothèse où de la compressibilité devrait être prise en compte, nous serons peut-être amenés à reconsidérer l'influence de l'électrostriction, notamment pour expliquer certains effets non-linéaires observés à haute intensité. Toutefois la cause principale responsable de la déformation d'une interface liquide sous champ laser est la réfraction des photons à l'interface. En ce sens, la force impliquée est plutôt analogue à $\vec{F}_{scat}$, résultant de la réfraction et de la diffusion de la lumière, que du type $\vec{F}_{grad}$.

La force $-\frac{1}{2}E^2\vec{\nabla}\epsilon$ étant une force surfacique, elle n'existe pas en volume dans un fluide diélectrique linéaire et homogène. Au lieu de la faire apparaître dans l'équation de Navier-Stokes, il est pratique, notamment pour écrire le bilan des forces à l'interface entre deux liquides, d'intégrer les contraintes électromagnétiques dans la condition à la surface libre entre les deux liquides. Ainsi l'équation de Navier-Stokes classique est écrite dans chaque liquide ($i=1,2$):

$$\rho_i \frac{\partial \vec{v}_i}{\partial t} = \mu_i \Delta \vec{v}_i - \vec{\nabla} p_i + \vec{f}_{i,autres} \quad (3.42)$$

$\vec{f}_{i,autres}$ désigne la densité de forces autres que les forces électromagnétiques. Celles-ci sont prises en compte dans la condition aux limites à la surface libre entre les deux liquides. Classiquement le tenseur des contraintes dans un liquide s'écrit :

$$\Sigma_{ij} = -p\delta_{ij} + \Sigma'_{ij} \quad (3.43)$$

où p est la pression hydrostatique du fluide et Σ'_{ij} le tenseur des contraintes visqueuses.

En présence de forces surfaciques d'origine électromagnétique, les contraintes électromagnétiques sont incorporées dans le tenseur des contraintes global, de sorte que:

$$\Sigma_{ij}^{tot} = -p\delta_{ij} + \Sigma'_{ij} + \Sigma_{ij}^{e.m} \quad (3.44)$$

Les contraintes électromagnétiques étant définies comme les opposées des composantes spatiales du tenseur énergie-impulsion (par exemple celui de Minkowski pour des diélectriques):

$$\Sigma_{ij}^{e.m} = -S_{ij}^M \quad (3.45)$$

Les forces électromagnétiques à l'interface entre deux diélectriques sont alors automatiquement prises en compte lors de l'écriture des conditions aux limites entre les deux fluides. $\vec{n}_{12}$ désignant l'unitaire normal à l'interface dirigé du fluide 1 vers le fluide 2, $\vec{t}$ l'unitaire tangent, σ la tension de surface de l'interface et κ sa courbure, la continuité des contraintes normales et tangentielles s'écrit [37]:

$$\left[\Sigma_{ij}^{tot,2} - \Sigma_{ij}^{tot,1} \right] \cdot \vec{n}_{12} = \sigma \kappa \vec{n}_{12} \quad (3.46)$$

$$\left[\Sigma_{ij}^{tot,2} \cdot \vec{n}_{12} \right] \cdot \vec{t} = \left[\Sigma_{ij}^{tot,1} \cdot \vec{n}_{12} \right] \cdot \vec{t} \quad (3.47)$$

La pression de radiation s'exprime alors simplement comme le saut du tenseur des contraintes électromagnétiques de part et d'autre de la surface de discontinuité:

$$\left[\Sigma_{ij}^2 - \Sigma_{ij}^1 \right] \cdot \vec{n}_{12} = \sigma \kappa \vec{n}_{12} + \left[\Sigma_{ij}^{e.m,1} - \Sigma_{ij}^{e.m,2} \right] \cdot \vec{n}_{12} \quad (3.48)$$

Cette écriture définit clairement ce qu'est la pression de radiation à l'interface entre deux diélectriques et encore une fois on s'aperçoit qu'il n'est pas nécessaire de parler d'électrostriction. D'autre part, cette formalisation simplifie les calculs lors de la modélisation de la dynamique temporelle de l'interface. De même, elle permet de prendre en compte d'éventuels effets de polarisation ou d'incidence du laser, rejetant la difficulté sur le calcul du saut du tenseur des contraintes électromagnétiques dans ces conditions. Nous adopterons donc cette formulation de la pression de radiation dans la suite de cette thèse.

3.3.3 Actualité du débat

Ce chapitre n'était pas uniquement destiné à l'explication de polémiques que l'on pourrait supposées anciennes et datées. Mais le fait que l'électromagnétisme des milieux matériels ne soit qu'une théorie phénoménologique semble mal compris ou mal accepté. On peut être surpris de trouver des articles réfutant les formes tensorielles d'Abraham ou de Minkowski sur la base de leur incapacité à décrire les phénomènes thermodynamiques [38] ou envisageant la validation expérimentale de certains modèles [39]. De même, nous pensons avoir montré que la modélisation des effets de champs dans les milieux matériels n'était pas chose facile. Pour preuve, on pourra considérer les discussions récentes relatives à l'expression de la force de Kelvin dans les ferrofluides [40, 41, 42, 43, 44]. Il peut ainsi sembler illusoire de vouloir invalider expérimentalement la force de Kelvin dans les ferrofluides [45] étant donné qu'il ne s'agit pas d'une observable physique [46, 47]. La généralisation de l'emploi du tenseur des contraintes de Maxwell faciliterait la modélisation des effets de champ et la compréhension du domaine de validité des expressions classiquement utilisées [48]. C'est en particulier le cas en optique, comme nous allons le voir en guise de conclusion.

3.4 Exemples d'application du tenseur des contraintes de Maxwell en optique

3.4.1 Théorie de Lorenz-Mie généralisée

Comme dit précédemment dans le premier chapitre, on classe les particules soumises à un champ laser suivant leur taille respective comparativement à la longueur d'onde de la lumière utilisée. On parle de particules de Mie pour des particules grosses (rayon de la particule a) par rapport à la longueur d'onde λ (typiquement $a \geq 10\lambda$). Dans ce cas, l'optique géométrique s'avère suffisante pour décrire le piégeage. À l'inverse des particules très petites à l'échelle de la longueur d'onde peuvent être considérées comme ponctuelles vis à vis du champ laser et décrites comme de simples dipôles. On parle alors de particules de Rayleigh. Comment décrire alors des particules de taille intermédiaire? Comment modéliser assez finement le piégeage optique pour rendre compte précisément des forces mesurées expérimentalement?

Pour ce faire, une théorie particulièrement efficace a été développée par Gouesbet et Gréhan. Il s'agit d'une généralisation à des faisceaux de forme quelconque de la théorie de Lorenz-Mie décrivant l'interaction d'une onde électromagnétique plane avec une sphère homogène. Elle est donc appelée théorie de Lorenz-Mie généralisée (acronyme anglais GLMT: Generalized Lorenz-Mie Theory). Pour une description détaillée et les aspects techniques de cette théorie, on pourra consulter l'article de revue rédigé par ses auteurs [49]. Je tenais juste pour ma part à souligner que les effets mécaniques de la lumière (forces et couples) sont dans cette théorie décrits uniquement par le biais du tenseur des contraintes de Maxwell. En particulier, la théorie GLMT permet d'unifier les théories limites de Mie et de Lorenz et de prédire le piégeage de particules de taille quelconque [50]. Les forces exercées sur des particules multicouches peuvent également être calculées [51] et la structure réelle non gaussienne du faisceau laser considérée. En effet, la théorie repose en partie sur la description des faisceaux au moyen de coefficients de forme [52] (Beam Shape Coefficients) mesurables expérimentalement [53]. Ces effets de la structure réelle des faisceaux (forte focalisation, polarisation, influence de l'ouverture de l'objectif) conduisent à des incohérences entre mesures et simulations et ne sont que difficilement pris en compte dans les évaluations standards des forces [54, 55, 56, 57, 58]. Le tenseur des contraintes de Maxwell permet donc une évaluation plus précise et unifiée des forces agissant dans des pincettes optiques. Il en va de même dans le domaine de l'optique du champ proche.

3.4.2 Champs évanescents

Nous avons évoqué au chapitre précédent les expériences démontrant les effets mécaniques des champs évanescents sur des particules. Il suffit de se reporter aux articles déjà cités pour vérifier que la modélisation de ces effets se fait par l'intermédiaire du tenseur des contraintes de Maxwell (références [46] à [51] du premier chapitre). La prise en compte des interactions multiples entre la particule et le champ (diffusion multiple) est facilitée par cette approche. Il en va de même pour la compréhension du couplage de la pression exercée par des champs évanescents avec des plasmons de surface dans des systèmes multicouches [59].

Un dernier point souligne, s'il en était encore besoin, l'utilité du concept de tenseur des

contraintes électromagnétiques. Cet outil est applicable en théorie quantique des champs pour calculer les fluctuations quantiques de la pression de radiation [60]. De même, des liens théoriques existent entre tenseur des contraintes et effet Casimir [61, 62]. Au vu des applications potentielles de l'effet Casimir dans des dispositifs MEMS [63] et du développement de l'optique du champ proche, le champ d'application du formalisme tensoriel apparaît donc de plus en plus vaste.

3.5 Conclusion

Nous espérons avoir dans ce chapitre exposé la méthode la plus rigoureuse et générale de calcul des effets liés à la pression de radiation, hors mécanique quantique. En particulier, nous avons précisé les forces responsables des déformations d'interface induites par laser, ainsi que le rôle de l'électrostriction dans ce type d'expériences. Nous allons maintenant détailler le milieu qui nous a permis de visualiser, pour la première fois directement, des déformations stationnaires d'amplitudes conséquentes.

Références

- [1] A. Ashkin and J.M. Dziedzic. Radiation pressure on a free liquid surface. *Phys. Rev. Lett.*, 30(4):pp. 139–142, 1973.
- [2] I. Brevik. Electromagnetic energy-momentum tensor within material media. *Phys. Lett.*, 31A(2):50–51, 1970.
- [3] J. P. Gordon. Radiation forces and momenta in dielectric media. *Phys. Rev. A*, 8(1):14–21, 1973.
- [4] D. V. Skobel'tsyn. The momentum-energy tensor of the electromagnetic field. *Sov. Phys.-Usp.*, 16(3):381–401, 1973.
- [5] H. K. Wong and K. Young. Momentum of light in a refracting medium. *Am. J. Phys.*, 45(2):195–198, 1977.
- [6] H. M. Lai. Electromagnetic momentum in static fields and the abraham-minkowski controversy. *Am. J. Phys.*, 48(8):658–659, 1980.
- [7] I. Brevik. Comment on "electromagnetic momentum in static fields and the abraham-minkowski controversy". *Phys. Lett.*, 88A(7):335–338, 1983.
- [8] H. M. Lai. Reply to "comment on electromagnetic momentum in static fields and the abraham-minkowski controversy". *Phys. Lett.*, 100A(4):177, 1984.
- [9] I. Brevik. Experiments in phenomenological electrodynamics and the electromagnetic energy-momentum tensor. *Phys. Rep.*, 52(3):133–201, 1979.
- [10] J. A. Stratton. *Théorie de l' électromagnétisme*. Dunod, Paris, 1961.
- [11] O. Farsund and B. U. Felderhof. Force, torque and absorbed energy for a body of arbitrary shape and constitution in an electromagnetic field. *Physica A*, 227:108–130, 1996.
- [12] R. Becker. *Electromagnetic fields and interactions*. Dover Publications, Inc., New-York, 1982.
- [13] W. Pauli. *Theory of Relativity*. Pergamon Press, London, 1958.
- [14] R. Feynman. *Electromagnetisme 2*. InterEditions, Paris, 1979.
- [15] L. D. Landau et E. M. Lifshitz. *Théorie du champ*. Editions Mir, seconde édition, 1966.
- [16] I. Brevik. Electromagnetic energy-momentum tensor within material media: 1. min-kowski's tensor. *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk*, 37(11):1–52, 1970.
- [17] C. Möller. *The Theory of Relativity*. Clarendon Press, Oxford, second edition, 1972.
- [18] A. O. Koohian D. E. Evans A. F. Gibson, M. F. Kimmitt and G. F. D. Levy. A study of radiation pressure in a refractive medium by the photon drag effect. *Proc. Roy. Soc. London A*, 370:303–311, 1980.
- [19] I. Brevik. Photon-drag experiment and the electromagnetic momentum in matter. *Phys. Rev. B*, 33(2):1058–1062, 1986.

- [20] S. R. de Groot and P. Mazur. *Non Equilibrium Thermodynamics*. Dover, New-York, 1984.
- [21] B. C. Eu. Statistical foundation of the minkowski tensor for ponderable media. *Phys. Rev. A*, 33(6):4121–4131, 1986.
- [22] B. C. Eu and I. Oppenheim. On the minkowski tensor and thermodynamics of media in an electromagnetic field. *Physica A*, 136:233–254, 1986.
- [23] K. Henjes and M. Liu. Hydrodynamics of polarizable liquids. *Ann. Physics*, 222:243–276, 1993.
- [24] K. Henjes. The pressure in polarized systems. *Ann. Physics*, 222:277–308, 1993.
- [25] W. M. Suen H. M. Lai and K. Young. Microscopic derivation of the helmholtz force density. *Phys. Rev. Lett.*, 47(3):177–179, 1981.
- [26] W. M. Suen H. M. Lai and K. Young. Microscopic derivation of the force on a dielectric fluid in electromagnetic field. *Phys. Rev. A*, 25(3):1755–1763, 1982.
- [27] C. K. Ng H. M. Lai and K. Young. Radiation force on an object and momentum of light in a liquid dielectric. *Phys. Rev. A*, 30(2):1060–1067, 1984.
- [28] K. Young H. M. Lai and W. M. Suen. Thermodynamic equilibrium under long-range forces. i. dielectric fluid. *Phys. Rev. A*, 34(2):1458–1461, 1986.
- [29] M. G. Burt and Sir R. Peierls. The momentum of a light wave in a refracting medium. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 333:149–156, 1973.
- [30] Sir R. Peierls. The momentum of light in a refracting medium. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 347:475–491, 1976.
- [31] Sir R. Peierls. The momentum of light in a refracting medium ii. generalization. application to oblique reflexion. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 355:141–151, 1977.
- [32] R. V. Jones and J. C. S. Richards. The pressure of radiation in a refracting medium. *Proc. Roy. Soc. London A*, 221:pp. 480–498, 1954.
- [33] R. V. Jones and B. Leslie. The measurement of optical radiation pressure in dispersive media. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 360:347–363, 1978.
- [34] K. L. Poon H. M. Lai, P. T. Leung and K. Young. Electrostricive distorsion of a micrometer-sized droplet by a laser pulse. *J. Opt. Soc. Am. B*, 6(12):pp. 2430–2437, 1989.
- [35] I. Brevik and R. Kluge. Oscillations of a water droplet illuminated by a linearly polarized laser pulse. *J. Opt. Soc. Am. B*, 16(6):976–985, 1999.
- [36] I. Brevik. Fluids in electric and magnetic fields: pressure variation and stability. *Can. J. Phys.*, 60:449–455, 1982.
- [37] J. P. Hulin et L. Petit E. Guyon. *Hydrodynamique physique*. EDP Sciences, seconde edition, 2001.
- [38] B. U. Felderhof and H. J. Kroh. Hydrodynamics of magnetic and dielectric fluids in interaction with the electromagnetic field. *J. Chem. Phys.*, 110(15):7403–7411, 1999.
- [39] H. J. Kroh and B. U. Felderhof. Lorentz torque on a charged sphere rotating in a dielectric fluid in the presence of a uniform magnetic field. *Phys. Rev. E*, 62(5):7309–7314, 2000.
- [40] T. Du W. Luo and J. Huang. Novel convective instabilities in a magnetic field. *Phys. Rev. Lett.*, 82(20):4134–4137, 1999.
- [41] M. Liu. Range of validity for the kelvin force. *Phys. Rev. Lett.*, 84(12):2762, 2000.

- [42] T. Du W. Luo and J. Huang. Luo, du and huang reply. *Phys. Rev. Lett.*, 84(12):2763, 2000.
- [43] M. I. Schliomis. Comment on " novel convective instabilities in a magnetic field ". *Phys. Rev. Lett.*, 87(5):059801, 2001.
- [44] T. Du W. Luo and J. Huang. Luo, du and huang reply. *Phys. Rev. Lett.*, 87(5):059802, 2001.
- [45] S. Odenbach and M. Liu. Invalidation of the kelvin force in ferrofluids. *Phys. Rev. Lett.*, 86(2):328–331, 2001.
- [46] A. Engel. Comment on " invalidation of the kelvin force in ferrofluids ". *Phys. Rev. Lett.*, 86(21):4978, 2001.
- [47] M. Liu. Liu replies. *Phys. Rev. Lett.*, 86(21):4979, 2001.
- [48] M. Liu and K. Stierstadt. Electromagnetic force and the maxwell stress tensor in condensed systems. *arXiv:cond-mat*, (0010261 v1), 2000.
- [49] G. Gouesbet and G. Gréhan. Generalized lorenz-mie theories, from past to future. *Atomization and Sprays*, 10:277–333, 2000.
- [50] G. Gréhan K. F. Ren and G. Gouesbet. Prediction of reverse radiation pressure by generalized lorenz-mie theory. *Appl. Opt.*, 35(15):2702–2710, 1996.
- [51] G. Gréhan H. Polaert and G. Gouesbet. Forces and torques exerted on a multilayered spherical particle by a focused gaussian beam. *Opt. Commun.*, 155:169–179, 1998.
- [52] G. Gréhan H. Polaert and G. Gouesbet. Improved standard beams with application to reverse radiation pressure. *Appl. Opt.*, 37(12):2435–2440, 1998.
- [53] G. Gréhan H. Polaert and G. Gouesbet. Laboratory determination of beam-shape coefficients for use in generalized lorenz-mie theory. *Appl. Opt.*, 40(10):1699–1706, 2001.
- [54] K. Visscher and G. K. Brakenhoff. Theoretical study of optically induced forces on spherical particles in a single beam trap i: Rayleigh scatterers. *Optik*, 89(4):174–180, 1992.
- [55] K. Visscher and G. K. Brakenhoff. Theoretical study of optically induced forces on spherical particles in a single beam trap i: Mie scatterers. *Optik*, 90(2):57–60, 1992.
- [56] A. Rosin T. Wohland and E. H. K. Stelzer. Theoretical determination of the influence of the polarization on forces exerted by optical tweezers. *Optik*, 102(4):181–190, 1996.
- [57] A. Meller T. Tlustý and R. Bar-Ziv. Optical gradient forces of strongly localized fields. *Phys. Rev. Lett.*, 81(8):1738–1741, 1998.
- [58] A. Rohrbach and E. H. K. Stelzer. Optical trapping of dielectric particles in arbitrary fields. *J. Opt. Soc. Am. A*, 18(4):839–853, 2001.
- [59] S. Chang B. M. Han and S. S. Lee. Enhancement of evanescent field pressure on a transparent film by coupling to surface plasmons. *Optik*, 110(11):521–525, 1999.
- [60] C-H. Wu and L. H. Ford. Quantum fluctuations of radiation pressure. *Phys. Rev. D*, 64(045010), 2001.
- [61] V. Hushwater. Radiation pressure approach to the repulsive casimir force. *arXiv:quant-ph/9909084 v1*, 1999.
- [62] I. Brevik J. S. Høye and J. B. Aarseth. Casimir problem of spherical dielectrics: quantum statistical and field theoretical approaches. *Phys. Rev. E*, 63(051101), 2001.

-
- [63] R. N. Kleiman D. J. Bishop H. B. Chan, V. A. Aksyuk and F. Capasso. Quantum mechanical actuation of microelectromechanical systems by the casimir force. *Science*, 291:1941–1944, 2001.

Chapitre 4

Le milieu et ses caractéristiques physiques et chimiques. Techniques expérimentales

Nous avons vu que les déformations induites par la pression de radiation sur des interfaces classiques étaient de taille nanométrique avec des sources laser continues, ou nécessitaient l'emploi de sources laser pulsées de haute intensité pour atteindre l'échelle du micromètre. Afin de visualiser directement des déformations micrométriques induites par un laser Ar^+ continu, il nous fallait donc pouvoir disposer d'interfaces liquides très déformables, i.e de très faible tension de surface σ . Pour cela, les interfaces liquides au voisinage d'un point critique de démixtion sont des systèmes adéquats puisque la tension de surface tend vers zéro au voisinage du point critique selon la loi de puissance $\sigma = \sigma_0 \left| \frac{T-T_C}{T_C} \right|^{2\nu}$ avec $\nu = 0.63$ exposant critique dont la valeur est donnée par le groupe de renormalisation [1]. De plus, pour un écart à la température critique donné, les liquides supramoléculaires offrent des tensions de surface encore plus basses car l'amplitude critique de la tension de surface σ_0 est inversement proportionnelle au carré de la longueur de corrélation des fluctuations de densité du mélange ξ_0^+ , d'après le rapport universel $R^+ = \frac{\sigma_0(\xi_0^+)^2}{k_B T_C}$ [2]. Nous allons donc montrer que les phases micellaires quasicritiques de microémulsion présentent les propriétés requises pour exacerber les effets de la pression de radiation sur une interface liquide. Leur appartenance à la classe d'universalité ($d=3, n=1$) du modèle d'Ising, à laquelle appartiennent également tous les liquides isotropes, permet de plus de généraliser les résultats obtenus à toutes les interfaces liquides classiques en vertu du principe d'universalité.

Après une présentation générale des assemblées de tensioactifs en solution, nous détaillerons la phase micellaire de microémulsion choisie et son diagramme de phases. La théorie des transitions de phase et des phénomènes critiques nous permettra de calculer les constantes physiques de la microémulsion (tension de surface, différence de densité entre les phases, différence d'indice optique) pertinentes pour nos expériences. Nous présenterons enfin le montage expérimental que nous avons utilisé pour réaliser nos études.

4.1 Phases micellaires d'une microémulsion quasicritique

4.1.1 Structure générale d'une microémulsion

Les molécules de tensioactif, constituées d'une tête polaire hydrophile et d'une chaîne carbonée hydrophobe, ont la particularité de s'associer en solution pour former des agrégats de tailles et de formes diverses. La structure du tensioactif (taille de la tête polaire, longueur de la chaîne carbonée) joue un rôle considérable sur la formation de l'assemblage. La figure (4.1) présente l'évolution de la taille et de la structure des agrégats formés à partir de deux types différents de tensioactifs en solution [3]. La richesse des structures obtenues et l'étude des propriétés thermodynamiques et rhéologiques de ces fluides complexes sont en soi de vastes thèmes de recherches, auxquelles se consacre au laboratoire le groupe de Pascal Panizza.

Les phases micellaires de microémulsions appartiennent à cette catégorie de fluides complexes. Ce sont des mélanges liquides possédant des structures supramoléculaires stables et optiquement isotropes (les phases lamellaires sont elles, par exemple, biréfringentes). Une microémulsion est obtenue en mélangeant au moins trois constituants: de l'eau, de l'huile et le tensioactif. Cependant, il faut généralement ajouter un quatrième constituant, dénommé cotensioactif (souvent un alcool) pour stabiliser le mélange. Lorsque la fraction volumique d'eau ou d'huile est de quelques pour cent, les molécules de savon s'adsorbent à l'interface eau-huile pour former une coquille sphérique entourant des gouttelettes constituées du composant minoritaire. On obtient ainsi une phase micellaire de microémulsion. Ces micelles (dénommées inverses si elles sont remplies d'eau) sont en suspension dans une phase continue constituée d'huile, de quelques molécules de tensioactifs et d'une certaine fraction d'alcool. Ce dernier étant généralement choisi pour présenter des solubilités comparables dans l'eau et dans l'huile, il n'est pas uniquement localisé dans le film de tensioactif. et une certaine fraction d'alcool reste dispersée dans la phase majoritaire. Sa présence dans les deux phases réduit ainsi la rigidité de la coquille de molécules amphiphiles et stabilise la structure. La figure (4.2) décrit schématiquement la structure d'une phase micellaire de microémulsion. Dans le cadre de nos expériences, nous avons utilisé un mélange quaternaire constitué à partir de Sodium Dodécyl Sulfate (SDS) comme surfactant, n-Butanol-1 comme cosurfactant, de Toluène pour la phase huile et d'eau ultrapure. Nous allons maintenant décrire les caractéristiques thermodynamiques de ce mélange.

4.1.2 La microémulsion utilisée

Composition

La composition massique correspondant à 60 g de solution initiale de microémulsion est donnée dans le tableau (4.1), ainsi que les principales constantes physiques de ses constituants (à 25 °C).

Au vu des concentrations massiques, ce mélange quaternaire est un mélange riche en huile. Nous obtenons donc une phase micellaire de microémulsion constituée de micelles inverses d'eau dispersées dans une phase continue d'huile. La structure microscopique des micelles obtenues a été établie à partir d'études de diffusion de lumière et de diffusion

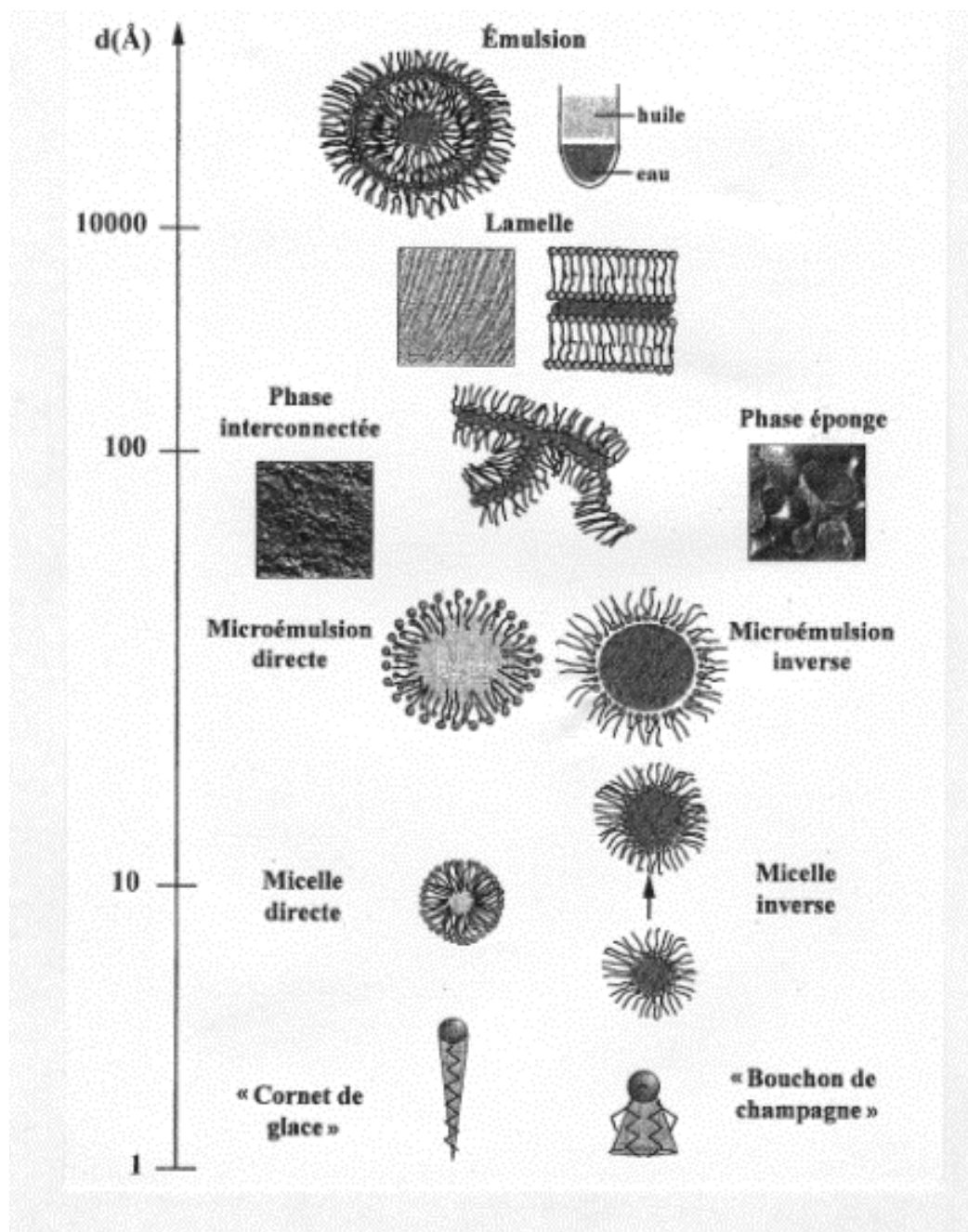


FIG. 4.1 – Evolution typique de la taille et de la structure d'agrégats formés à partir de tensioactifs. La figure est issue de la référence [3]

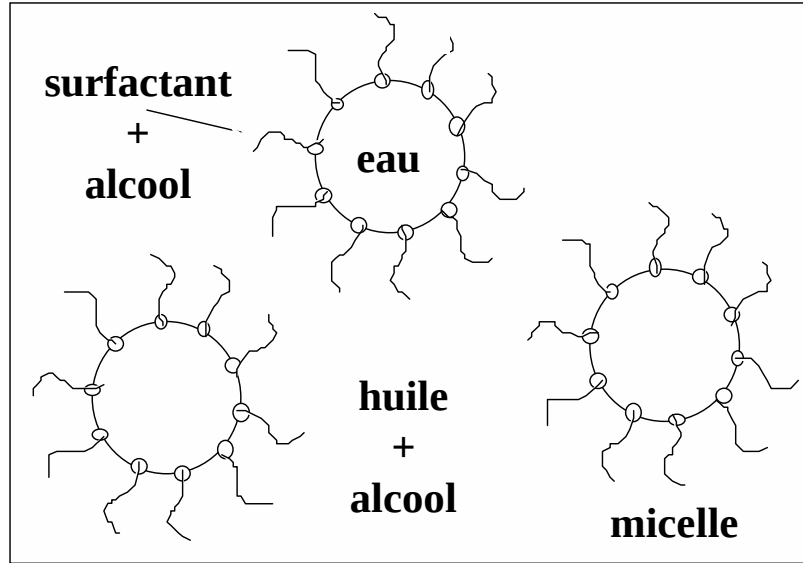


FIG. 4.2 – Description schématique d'une microémulsion constituée de micelles inverses.

de neutrons. En particulier, il a été démontré que le rayon des micelles inverses dépend essentiellement du rapport massique eau sur savon, noté $X = \frac{m_{eau}}{m_{savon}}$ [4]. Pour la composition donnée dans le tableau (4.1), ce rapport vaut expérimentalement $X = 2.16$. Le rayon moyen des micelles a été mesuré par diffusion de la lumière pour cette valeur de X et vaut $R_{micelles} = 40 \pm 2 \text{ \AA}$, loin de tout point critique. A l'aide des données du tableau (4.1), nous allons calculer quelques grandeurs relatives à la solution mère qui nous seront utiles par la suite.

Grandeurs caractéristiques

La composition massique de la solution mère nous permet d'estimer la masse volumique du mélange initial ρ_0 . Les constituants étant désignés génériquement par l'indice i , leur masse et masse volumique par m_i et ρ_i :

$$\rho_0 = \frac{\sum_i m_i}{\sum_i \frac{m_i}{\rho_i}} \quad (4.1)$$

On trouve:

$$\rho_0 = 871.6 \text{ kg.m}^{-3} \quad (4.2)$$

Constituants du mélange	Masse (g)	Concentration massique	Masse volumique (kg.m^{-3})	Indice optique
SDS	2.5836	4.31 %	1160	1.443
n-Butanol-1	10.05	16.75%	810	1.399
Toluène	41.76	69.6 %	860	1.497
eau	5.6064	9.34 %	1000	1.333

TAB. 4.1 – Composition massique de la solution mère de la microémulsion

La fraction d'alcool présent dans la coquille micellaire n'étant pas connue, on supposera abusivement pour simplifier les calculs que tout l'alcool se trouve dispersé dans la phase continue d'huile. On peut ainsi calculer la masse volumique des micelles $\rho_{micelles}$ et la masse volumique de la phase continue ρ_{cont} .

$$\rho_{cont} = \frac{m_{But} + m_{Tol}}{\left(\frac{m_{But}}{\rho_{But}}\right) + \left(\frac{m_{Tol}}{\rho_{Tol}}\right)} \quad (4.3)$$

$$\rho_{micelles} = \frac{m_{SDS} + m_{eau}}{\left(\frac{m_{SDS}}{\rho_{SDS}}\right) + \left(\frac{m_{eau}}{\rho_{eau}}\right)} \quad (4.4)$$

Numériquement:

$$\rho_{cont} = 850.3 \quad kg.m^{-3} \quad (4.5)$$

$$\rho_{micelles} = 1045.0 \quad kg.m^{-3} \quad (4.6)$$

Deux valeurs sont utiles pour caractériser la concentration de la phase dispersée de micelles: la fraction massique en micelles c_0 et la fraction volumique en micelles Φ_0 :

$$c_0 = \frac{m_{micelles}}{m_{tot}} = 0.13 \quad (4.7)$$

$$\Phi_0 = \frac{V_{micelles}}{V_{tot}} = c_0 \left(\frac{\rho_0}{\rho_{micelles}} \right) = 0.11 \quad (4.8)$$

Nous sommes donc en présence d'une solution relativement peu concentrée en micelles, ce qui facilite la modélisation des interactions dans le mélange.

Interactions entre constituants du mélange

Dans ce type de suspension, les interactions entre micelles peuvent être représentées par un potentiel de type sphères dures, auquel s'ajoute une composante attractive à courte portée entre micelles (en $\frac{1}{r^6}$ par exemple) [4]. La distance effective d'interaction entre les sphères est dominée loin de tout point critique par le rayon du potentiel de sphères dures. Celui-ci est égal au rayon micellaire dans ces conditions et loin du point critique la longueur de corrélation des fluctuations de densité ξ_0^+ est donc égale au rayon micellaire $R_{micelles}$. Cette description du milieu permet schématiquement d'assimiler, dans la région du diagramme de phase qui nous intéresse, le mélange quaternaire à un mélange pseudo-binaire constitué:

- d'une phase dispersée de sphères d'eau entourées de surfactant et de cosurfactant;
- d'une phase continue d'huile.

Suivant la température et la composition du mélange, il peut se produire une séparation de phases analogue à celle observée dans des mélanges liquides binaires classiques. Le mélange initial se sépare en deux phases, l'une riche en micelles (i.e riche en eau), l'autre appauvrie en micelles (i.e riche en huile). Nous allons maintenant détailler le diagramme de phase du système.

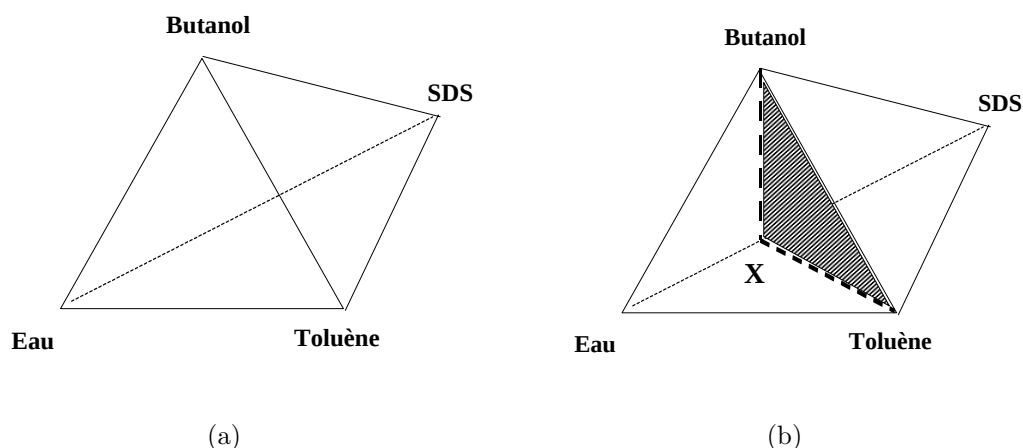


FIG. 4.3 – (a) Représentation de la composition du mélange quaternaire. (b) Coupe selon un plan de rapport massique X fixé.

4.1.3 Diagramme de phases

Le diagramme de phase d'un mélange quaternaire dépend a priori de cinq variables, qui sont la température du mélange T , et les quatre fractions volumiques ou massiques des constituants du mélange. Pour une température T fixée, le diagramme de phase peut être représenté dans un espace à 3 dimensions en portant selon les axes d'un tétraèdre régulier les fractions respectives de chacun des constituants (Fig. 4.3(a)). L'étude expérimentale du diagramme de phase peut alors se faire en déterminant les limites des zones monophasiques et polyphasiques dans des coupes données du tétraèdre. Pour l'étude des microémulsions, on réalise souvent des coupes dans des plans de rapport $X = \frac{m_{eau}}{m_{savon}}$ fixé (Fig. 4.3(b)). On peut alors adopter pour chacune des coupes une représentation pseudoternaire où l'un des sommets du triangle est représentatif du mélange de deux des constituants. Dans le cas de notre microémulsion, le rapport X a été fixé à 2.16 et la coupe correspondante est donnée pour une température $T = 35^\circ C$. La courbe de démixtion séparant la région où le mélange reste monophasique (partie supérieure à la courbe) et la région où le mélange devient diphasique (partie inférieure) a été représentée dans le domaine du diagramme riche en huile et pauvre en eau qui nous intéresse (Fig. 4.4).

Sur cette courbe de démixtion existe un point particulier C, appelé point critique de démixtion pour lequel le mélange se sépare en deux phases de volumes égaux. Comme il existe un point critique pour chaque température fixée, la microémulsion présente en fait une ligne de points critiques de démixtion [5]. La composition de la solution mère a été déterminée de façon à être critique aux alentours de la température $T_C = 35^\circ C$. Cependant l'obtention d'un échantillon critique, pour lequel seul les lois de puissance des transitions de phase sont applicables, n'est possible qu'en procédant à des dilutions successives.

Recherche d'un échantillon critique

Expérimentalement, les 60 g de solution mère initiale sont répartis dans des tubes à essai (cinq en l'occurrence) dans lesquels on rajoute d'infimes quantités de toluène. Le principe de la dilution peut être expliqué par un diagramme où l'on porte par exemple en

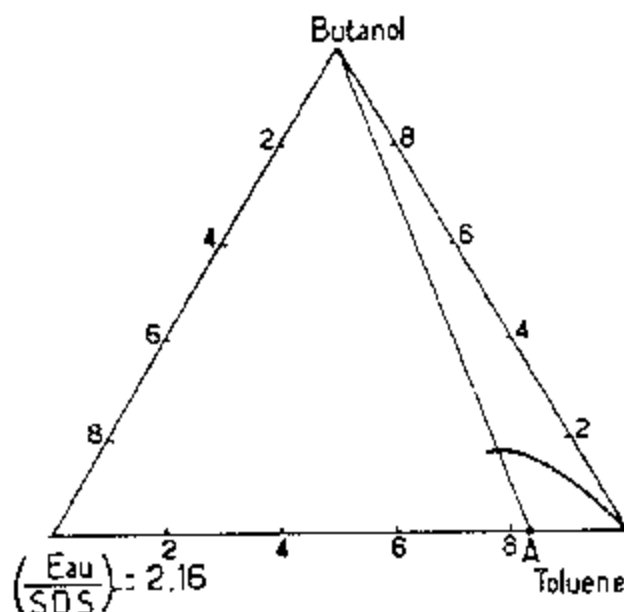


FIG. 4.4 – Diagramme pseudoternaire de notre microémulsion dans le plan $X=2.16$ pour une température $T = 35^\circ\text{C}$. La région monophasique est située au-dessus de la courbe, la région diphasique au-dessous.

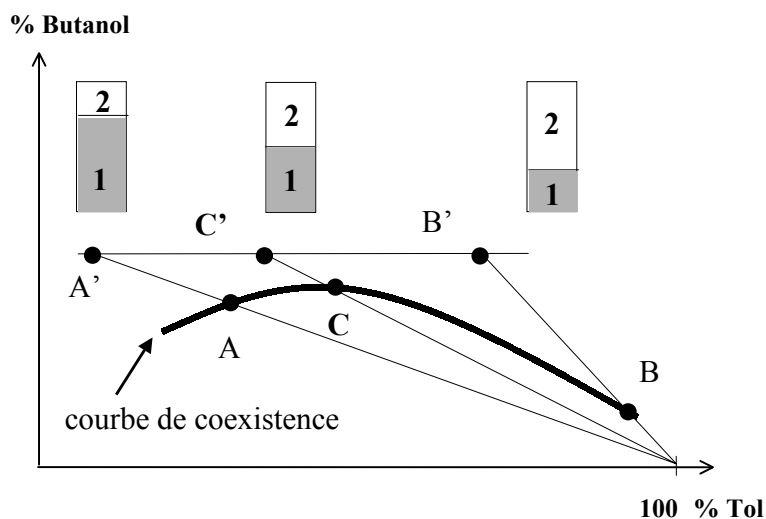


FIG. 4.5 – Procédure d'obtention d'un échantillon critique par dilutions successives. La localisation du point critique C est effectuée en comparant les volumes respectifs des phases après démixtion. Les proportions respectives des deux phases sont indiquées à titre indicatif suivant la position de la ligne de dilution par rapport au point critique. La phase 1 est la phase riche en micelles, la phase 2 la phase appauvrie.

Echantillons	Masse (g) de solution mère	Ajout (g) de toluène
tube 1	10	0.4200
tube 2	10	0.4361
tube 3	10	0.4688
tube 4	10	0.4851
tube 5	10	0.5016

TAB. 4.2 – Composition massique des différents échantillons réalisés pour obtenir une solution critique à la température $T_C = 35^\circ\text{C}$. Dans le cas présent, l'échantillon critique correspond au tube 3.

abscisses les fractions massiques de toluène et en ordonnées les fractions massiques d'alcool (Fig.(4.4)). Partant d'une composition A' initiale correspondant à un premier ajout de toluène, on se déplace sur une ligne de dilution qui intercepte la courbe de démixtion en un point A. Suivant la position de ce point par rapport au point critique, on obtient des volumes de phases différents. On obtient dans le cas A une phase 1 riche en eau de volume plus important, alors que pour une autre composition initiale B, c'est la phase riche en huile qui est majoritaire. Par dichotomies successives sur la composition initiale, on peut ainsi déterminer la ligne de dilution interceptant la courbe de démixtion au point critique C pour la température critique T_C .

Le caractère critique de l'échantillon et sa température critique étant très sensibles à la composition du mélange, il convient de les déterminer précisément pour chaque dilution à partir d'une solution mère donnée. A titre indicatif pour montrer l'extrême sensibilité vis à vis de la composition, on donne les dilutions effectuées pour préparer un échantillon critique à $T_C = 35^\circ\text{C}$. On notera que les pesées sont effectuées au milliègne de gramme grâce à une balance précise à 10^{-4}g près. Les tubes à essai sont ensuite placés dans un bain thermostaté afin de déterminer la température de démixtion effective, et l'échantillon critique par comparaison des volumes respectifs des phases démixées.

Mélange pseudo-binaire

Le mélange quaternaire étant assimilable à un mélange binaire, le diagramme de phases peut aussi être représenté d'une façon tout à fait analogue à celui d'une séparation de phase liquide-liquide classique. Soit Φ la fraction volumique de micelles:

En représentation (T, Φ) , la courbe de coexistence a l'allure de la figure (4.6) (le point critique étant un point critique bas en température, la courbe est inversée par rapport au cas d'une séparation liquide-liquide classique).

Partant d'une fraction volumique initiale en micelles Φ_0 à une température à $T_0 < T_C$, lorsqu'on augmente la température du mélange, on franchit la courbe de coexistence et le système démixte pour $T > T_C$ en deux phases de fractions volumiques respectives Φ_1 et Φ_2 . La phase Φ_1 étant plus riche en micelles (i.e en eau), elle est plus lourde que la phase Φ_2 ($\rho_1 > \rho_2$). Son indice optique n_1 est lui plus petit que n_2 , puisque l'indice du toluène est plus grand que l'indice de l'eau (cf 4.1). La figure (4.7) résume l'ensemble des notations qui seront utilisées dans la suite de ce travail. Toutes les grandeurs relatives à la phase i seront indicées par le numéro de la phase: Φ_i , fraction volumique de micelles, ρ_i masse volumique, n_i indice optique, μ_i viscosité dynamique. Nous allons maintenant voir comment la théorie des phénomènes critiques et des transitions de phase nous permet de

calculer ces quantités (ou plutôt leurs différences mutuelles), notamment entre à partir de la largeur de la courbe de coexistence $\Delta\Phi = \Phi_1 - \Phi_2$ (Fig. (4.6)).

4.1.4 Théorie du voisinage du point critique

Modèle de Landau

Les comportements des propriétés thermophysiques d'un système au voisinage d'un point critique sont décrits qualitativement par la théorie générale de Landau des transitions de phase du second ordre [6]. Dans cette théorie, l'énergie libre est décrite autour du point critique sous la forme d'un développement limité en puissances entières d'une variable M , le paramètre d'ordre de la transition de phase. Le paramètre d'ordre est une grandeur passant d'une valeur nulle à une valeur non nulle lors de la transition de phase, et qui rend compte de la brisure de symétrie se produisant dans le système lors du passage du point critique. Dans le cas d'une transition de phase liquide-liquide, on peut prendre comme paramètre d'ordre (scalaire) l'écart en densité entre les phases $M = |\rho_1 - \rho_2|$. Pour une transition de phase dans des systèmes magnétiques (transition ferromagnétique-paramagnétique), l'aimantation $\vec{M}$ est le paramètre d'ordre, de nature vectoriel dans ce cas. La dimension du paramètre d'ordre est généralement notée n : $n=1$ pour un paramètre d'ordre scalaire, $n=2$ ou 3 pour un paramètre d'ordre vectoriel. Dans le cas d'une microémulsion critique, le paramètre d'ordre scalaire est la différence des fractions volumiques de chaque phase en micelles $P = |\Phi_1 - \Phi_2|$.

Dans la théorie de Landau, les comportements des propriétés thermophysiques sont décrites par des lois de puissance analytique en fonction de l'écart à la température critique $\epsilon = \frac{T-T_C}{T_C}$. Les exposants de ces lois de puissance sont appelés les exposants critiques classiques de champ moyen des transitions de phase du second ordre. Bien que la théorie de Landau décrive globalement les phénomènes observés, elle fut mise à mal par la mesure expérimentale d'exposants critiques non entiers. La théorie du groupe de renormalisation permet d'expliquer ces valeurs.

Lois d'échelle et universalité

Les théories classiques décrivant les transitions de phase (théorie de Van der Waals pour les fluides, modèle de Weiss pour le ferromagnétisme ou le modèle de Landau) sont des théories dites de champ moyen. Elles occultent par construction tous les effets des fluctuations sur les grandeurs macroscopiques du système. Or au voisinage du point critique, la longueur de corrélation des fluctuations de densité pour un fluide diverge selon la loi de puissance:

$$\xi^\pm = \xi_0^\pm \left| \frac{T - T_C}{T_C} \right|^{-\nu} \quad (4.9)$$

Les indices $\pm$ désignent l'approche du point critique depuis l'extérieur de la courbe de coexistence (+), ou l'intérieur de celle-ci (-). Les amplitudes critiques correspondantes sont reliées entre elles par la relation $\xi_0^+ = 2\xi_0^-$ [2]. Les fluctuations peuvent donc devenir très importantes et la longueur de corrélation plus grande que la portée des interactions moléculaires. Cette nouvelle longueur caractéristique du fluide traduit le comportement collectif des molécules sur des échelles spatiales bien supérieures à la portée des interactions. L'hypothèse, dite de loi d'échelle, validée par la théorie du groupe de renormalisation,

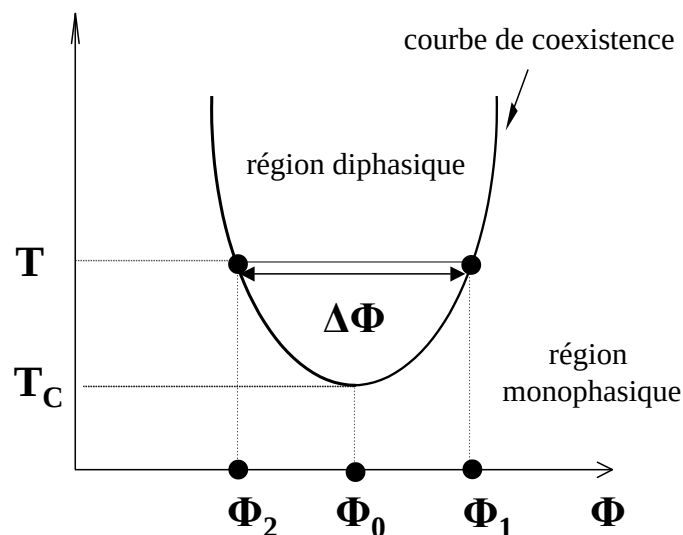


FIG. 4.6 – Diagramme de phase de la microémulsion en représentation (T, Φ) . Φ_0 est la fraction volumique initiale du mélange en micelles à $T_0 < T_C$, Φ_1 et Φ_2 les fractions volumiques en micelles des phases démixées obtenues pour une température $T > T_C$. $\Delta\Phi = \Phi_1 - \Phi_2$ est la largeur de la courbe de coexistence.

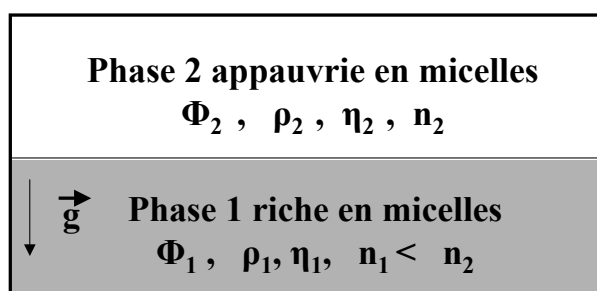


FIG. 4.7 – Conventions et notations utilisées pour les différentes variables pertinentes dans la suite de la thèse: Φ_i , phase et fraction volumique de micelles, ρ_i masse volumique, n_i indice optique, μ_i viscosité dynamique.

Grandeur	Loi de puissance	Exposant critique du modèle d'Ising (d=3,n=1)
Paramètre d'ordre	$M = M_0 \left(\frac{T-T_C}{T_C} \right)^\beta$	$\beta = 0.325$
Différence de densité	$\Delta\rho = \Delta\rho_0 \left(\frac{T-T_C}{T_C} \right)^\beta$	$\beta = 0.325$
Longueur de corrélation	$\xi^+ = \xi_0^+ \left(\frac{T-T_C}{T_C} \right)^{-\nu}$	$\nu = 0.63$
Tension de surface	$\sigma = \sigma_0 \left(\frac{T-T_C}{T_C} \right)^\mu$	$\mu = 2\nu = 1.26$
Longueur capillaire	$l_C = l_{C,0} \left(\frac{T-T_C}{T_C} \right)^{\nu - \frac{\beta}{2}}$	$\nu - \frac{\beta}{2} = 0.4675$
Viscosité	$\eta = \eta_0 \left(\frac{T-T_C}{T_C} \right)^{-\eta}$	$\eta = 0.04$

TAB. 4.3 – *Lois de puissance de différentes grandeurs thermophysiques au voisinage du point critique et exposants critiques associés de la classe d'universalité (d=3,n=1) du modèle d'Ising.*

est que suffisamment près du point critique, le comportement des propriétés thermophysiques du système ne dépend plus du détail de l'interaction moléculaire. La longueur de corrélation devient la seule longueur pertinente pour décrire la statistique près du point critique. Dans la lignée de la théorie de Landau, le développement limité de toute grandeur thermophysique est écrit sous la forme d'un développement en puissances non forcément entières du paramètre d'ordre, afin de rendre compte des fluctuations de celui-ci.

Une hypothèse supplémentaire d'universalité suppose que la description du système à l'aide de la longueur de corrélation ne dépend que de la dimension d'espace d du système et de la dimension n du paramètre d'ordre. Un fluide pur isotrope tridimensionnel, un système ferromagnétique décrit par une variable scalaire d'aimantation $M = \pm 1$ appartiennent donc à la même classe d'universalité (d=3, n=1). Il peut de plus être démontré que tous les exposants critiques d'un système au voisinage du point critique peuvent être calculés en fonction des paramètres de dimensionalité d et n [1]. Les résultats obtenus numériquement pour le système idéal du réseau tridimensionnel de spins d'Ising peuvent donc être appliqués aux fluides purs isotropes qui appartiennent à la même classe d'universalité, et pour lesquels l'hamiltonien n'est pas connu exactement. On parle donc de la classe d'universalité (d=3, n=1) du modèle d'Ising. La mesure des comportements des propriétés thermophysiques des fluides purs (entre autres) a permis de valider de manière satisfaisante les exposants prédits par la théorie. Le tableau (4.3) donne les lois de puissance associées à différentes grandeurs thermophysiques et les exposants correspondants du modèle d'Ising pour la classe d'universalité (d=3, n=1). La question a longtemps été débattue, quant à savoir si le comportement critique des phases micellaires de microémulsion quasicritique pouvait être décrit par ce modèle.

4.1.5 Appartenance des phases micellaires à la classe d'universalité (d=3,n=1) du modèle d'Ising

Les phases micellaires de microémulsion sont des fluides plus complexes que les fluides isotropes classiques. Il est donc légitime de se demander si leur comportement critique peut être décrit par les exposants critiques du modèle d'Ising (d=3,n=1). Pour notre

microémulsion, Eric Freysz a montré par des mesures de diffusion de la lumière que la longueur de corrélation divergeait pour $T < T_C$ avec l'exposant critique $\nu = 0.63$ prévu par la théorie [7]. Ces mesures de la longueur de corrélation ont par ailleurs confirmé la valeur du rayon micellaire $R_{micelles} = 40 \pm 2 \text{ \AA}$. Comme tous les exposants critiques dépendent uniquement de d et n , cette mesure expérimentale de ν valide l'appartenance des phases micellaires de microémulsion à la classe d'universalité ($d=3$, $n=1$) du modèle d'Ising. D'autres arguments expérimentaux le confirment.

Hormis les valeurs des exposants critiques, il a été démontré que des rapports universels reliant les amplitudes critiques entre elles pouvaient être définis. En particulier, l'amplitude critique de la tension de surface σ_0 , celle de la longueur de corrélation ξ_0^+ et la température critique définissent le rapport universel R^+ (où k_B est la constante de Boltzmann et où T_C s'exprime en Kelvins) :

$$R^+ = \frac{\sigma_0(\xi_0^+)^2}{k_B T_C} \quad (4.10)$$

Un certain nombre de travaux expérimentaux ont été réalisés afin de mesurer expérimentalement la valeur de ce rapport universel dans des microémulsions. On peut citer en particulier les mesures de Moldover [2, 8] mais aussi des études plus récentes [9, 10]. Les valeurs de R^+ mesurées sont en total accord avec la valeur estimée par des simulations de Monte-Carlo [11]:

$$R^+ = 0.37 \quad (4.11)$$

Nous utiliserons cette valeur pour calculer les tensions de surface par la suite.

L'existence de ce rapport universel prouve une nouvelle fois que les microémulsions appartiennent à la classe d'universalité ($d=3$, $n=1$). De plus, R^+ permet de comprendre l'origine des très faibles tensions de surface mesurées pour des interfaces de phases de microémulsion démixées. Non seulement, la tension de surface tend vers zéro quand on se rapproche du point critique selon la loi de puissance donnée dans le tableau (4.3). Mais de plus, l'amplitude critique est intrinsèquement déjà faible. En effet:

$$\sigma_0 = \frac{k_B T_C R^+}{(\xi_0^+)^2} \quad (4.12)$$

Or l'amplitude critique de la longueur de corrélation est grande dans les liquides supra-moléculaires, comparativement aux fluides classiques. Pour notre système, nous avons dit que ξ_0^+ était égal au rayon micellaire et donc:

$$\xi_0^+ = R_{micelles} = 40 \pm 2 \text{ \AA} \quad (4.13)$$

Pour une température critique $T_C = 308K$ ($T_C = 35^\circ C$), on peut donc calculer l'amplitude critique de la tension de surface σ_0 :

$$\sigma_0 = 10^{-4} \text{ J.m}^{-2} \quad (4.14)$$

Cette amplitude critique est d'emblée petite comparée à la tension de surface de l'interface eau-air à $20^\circ C$:

$$\sigma_{\text{eau,air}} = 72 \text{ mJ.m}^{-2} \quad (4.15)$$

Comme la tension de surface du ménisque entre les deux phases tend vers zéro au voisinage du point critique, la valeur est encore diminuée selon la loi de puissance $\sigma = \sigma_0 \left(\frac{T-T_C}{T_C} \right)^\mu$. Ainsi pour un écart à la température critique $T - T_C = 1.5K$,

$$\sigma(1.5K) = 10^{-7} \text{ J.m}^{-2} \quad (4.16)$$

Cette valeur est environ un million de fois plus faible que la tension de surface eau-air. Elle permet de comprendre que, pour des puissances laser continues comparables, les déformations induites par la pression de radiation vont être magnifiées dans nos expériences par rapport aux déformations nanométriques d'interfaces classiques. Les phases micellaires quasicritiques de microémulsion constituent donc bien un système adéquat pour la visualisation des déformations induites, du fait de leur très faible tension de surface. Nous allons maintenant donner les autres constantes physiques de la microémulsion, constantes qui nous seront utiles par la suite pour la modélisation des effets observés.

4.2 Constantes physiques de la microémulsion

4.2.1 Propriétés thermodynamiques

Tension de surface

Le calcul de la tension de surface de l'interface est effectué à partir des formules données dans le paragraphe précédent, i.e selon la loi de puissance:

$$\sigma = \sigma_0 \left(\frac{T - T_C}{T_C} \right)^\mu \quad (4.17)$$

avec $\sigma_0 = 10^{-4} \text{ J.m}^{-2}$. Le calcul des autres grandeurs thermodynamiques nécessite la connaissance de la largeur de la courbe de coexistence au voisinage du point critique $\Delta\Phi = \Phi_1 - \Phi_2$ (Fig. (4.6)), en fonction de l'écart à la température critique $T - T_C$.

Largeur de la courbe de coexistence

La fraction volumique en micelles Φ étant le paramètre d'ordre de la transition de phase, la largeur de la courbe de coexistence $\Delta\Phi$ varie suivant la loi de puissance donnée dans le tableau (4.3):

$$\Delta\Phi = \Delta\Phi_0 \left(\frac{T - T_C}{T_C} \right)^\beta \quad (4.18)$$

L'amplitude critique de la largeur de la courbe de coexistence, $\Delta\Phi_0$, peut se calculer en fonction de la fraction volumique initiale en micelles Φ_0 et du rapport universel R^+ [12]:

$$\Delta\Phi_0 = \sqrt{16\pi\Phi_0 R^+} \quad (4.19)$$

Comme nous connaissons la fraction volumique initiale en micelles $\Phi_0 = 0.11$, nous pouvons donc calculer l'amplitude critique de la largeur de la courbe de coexistence:

$$\Delta\Phi_0 = 1.458 \quad (4.20)$$

Celle-ci nous permet en particulier d'évaluer la différence de masse volumique entre les phases, ainsi que leur différence d'indices optiques (voir paragraphe (4.2.2)).

Différence de densité entre les phases

D'après les lois de puissance données au tableau (4.3), la différence de densité entre les phases $\Delta\rho = \rho_1 - \rho_2$ et la largeur de la courbe de coexistence $\Delta\Phi$ possède le même exposant critique β . Au premier ordre dans une approximation linéaire, on peut donc écrire:

$$\Delta\rho = \left(\frac{\partial\rho}{\partial\Phi}\right)_T \Delta\Phi \quad (4.21)$$

Or:

$$\rho = \rho_{micelles}\Phi + \rho_{cont}(1 - \Phi) \quad (4.22)$$

Donc:

$$\left(\frac{\partial\rho}{\partial\Phi}\right)_T = \rho_{micelles} - \rho_{cont} \quad (4.23)$$

Compte tenu des valeurs numériques calculées précédemment (Eq.(4.6),(4.5),(4.20)), et de la relation :

$$\Delta\rho_0 = \left(\frac{\partial\rho}{\partial\Phi}\right)_T \Delta\Phi_0 \quad (4.24)$$

on peut donc calculer l'amplitude critique du contraste de densité entre les phases:

$$\Delta\rho_0 = 284 \text{ kg.m}^{-3} \quad (4.25)$$

Dans une approximation linéaire, la différence de densité entre les deux phases sera donc calculée avec la valeur précédente pour amplitude critique, suivant la loi de puissance:

$$\Delta\rho = \rho_1 - \rho_2 = \Delta\rho_0 \left(\frac{T - T_C}{T_C}\right)^{0.325} \quad (4.26)$$

Longueur capillaire

Une grandeur importante par la suite pour décrire le comportement de l'interface est sa longueur capillaire. La longueur capillaire l_C est une longueur caractéristique définie par:

$$l_C^2 = \frac{\sigma}{\Delta\rho g} \quad (4.27)$$

où g est l'accélération de la pesanteur. La longueur capillaire tend donc vers zéro au voisinage du point critique suivant la loi de puissance donnée au tableau (4.3):

$$l_C = l_{C,0} \left(\frac{T - T_C}{T_C}\right)^{0.46} \quad (4.28)$$

et l'amplitude critique vaut:

$$l_{C,0} = \sqrt{\frac{\sigma_0}{\Delta\rho_0 g}} \quad (4.29)$$

Nous reviendrons sur l'importance physique de la longueur capillaire pour la compréhension des différents régimes de déformation au prochain chapitre. La différence d'indice optique entre les deux phases peut également être estimée à partir de la largeur de la courbe de coexistence.

4.2.2 Propriétés diélectriques

Le calcul des propriétés diélectriques d'un mélange à partir de celles de ses constituants et de leurs fractions volumiques est un problème délicat [13]. Dans le cas de solutions fluides diluées, la relation de Clausius-Mossotti est généralement utilisée pour calculer l'indice optique d'une solution. Nous la supposerons donc valable dans notre cas. Elle nous permet en premier lieu de calculer l'indice optique de la solution initiale.

Indice optique de la solution mère

La relation de Clausius-Mossotti s'écrit en fonction des indices optiques des différents constituants n_i et de leurs fractions volumiques respectives Φ_i :

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \sum_i \frac{n_i^2 - 1}{n_i^2 + 2} \Phi_i \quad (4.30)$$

où n désigne l'indice optique de la solution mère. Pour le calcul de la fraction volumique d'alcool, on supposera abusivement comme précédemment que tout l'alcool est dispersé dans la phase continue d'huile. Les valeurs des différents indices optiques donnés au tableau (4.1) nous permettent de calculer l'indice du mélange initial:

$$n = \sqrt{\epsilon_r} = 1.464 \quad (4.31)$$

Cependant la quantité véritablement importante pour le calcul de la pression de radiation exercée à l'interface est le contraste d'indice entre les deux phases $\Delta n = n_2 - n_1 > 0$.

Contraste d'indice entre les deux phases

On suppose que le contraste d'indice entre les deux phases ne résulte que de leur différence de composition micellaire $\Delta\Phi$. Au premier ordre dans une approximation linéaire, nous écrirons donc la différence des permittivités diélectriques relatives entre les deux phases sous la forme :

$$\Delta\epsilon_r = \epsilon_{r,1} - \epsilon_{r,2} = n_1^2 - n_2^2 = \left(\frac{\partial\epsilon_r}{\partial\Phi} \right)_T \Delta\Phi \quad (4.32)$$

La quantité $\left(\frac{\partial\epsilon_r}{\partial\Phi} \right)_T$ peut être calculée en appliquant la formule de Clausius-Mossotti pour le mélange constitué de la phase dispersée de micelles et de la phase continue:

$$\frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \frac{\epsilon_{r,mic} - 1}{\epsilon_{r,mic} + 2} \Phi + \frac{\epsilon_{r,cont} - 1}{\epsilon_{r,cont} + 2} (1 - \Phi) \quad (4.33)$$

Les permittivités diélectriques relatives de la phase dispersée $\epsilon_{r,mic}$ et de la phase continue $\epsilon_{r,cont}$ sont déterminées, encore une fois par Clausius-Mossotti, en les considérant comme des mélanges d'eau et de SDS (micelles), ou d'huile et d'alcool (phase continue). En différenciant l'équation (4.33) par rapport à Φ , on trouve:

$$\left(\frac{\partial\epsilon_r}{\partial\Phi} \right)_T = \frac{(\epsilon_r + 2)^2}{3} \left[\frac{\epsilon_{r,mic} - 1}{\epsilon_{r,mic} + 2} - \frac{\epsilon_{r,cont} - 1}{\epsilon_{r,cont} + 2} \right] \quad (4.34)$$

Soit numériquement:

$$\left(\frac{\partial \epsilon_r}{\partial \Phi}\right)_T = -0.35 \quad (4.35)$$

La valeur trouvée est bien entendu négative puisque les micelles sont constituées d'eau, et que l'indice de l'eau est plus petit que celui du toluène. On a donc bien $\left(\frac{\partial \epsilon_r}{\partial \Phi}\right)_T < 0$. Or il se trouve que la dépendance de la permittivité diélectrique relative du mélange a été mesurée expérimentalement en fonction de la fraction massique en micelles c . Jean-Jean a trouvé [14]:

$$\left(\frac{\partial n}{\partial c}\right)_T = -0.11 \quad (4.36)$$

Soit étant donné l'équation (4.31) et le fait que $c = \frac{\rho_{mic}}{\rho_0} \Phi$:

$$\left(\frac{\partial \epsilon_r}{\partial \Phi}\right)_T = -0.11 * 2n * \frac{\rho_{mic}}{\rho_0} \simeq -0.35 \quad (4.37)$$

compte tenu des valeurs des densités (Eq. (4.5) et (4.6)) et de l'indice (4.31). Notre estimation de $\left(\frac{\partial \epsilon_r}{\partial \Phi}\right)_T$ à partir de la formule de Clausius-Mossotti et la mesure expérimentale effectuée par Jean-Jean sont donc bien compatibles.

La différence d'indice entre les deux phases peut donc bien être calculée par l'intermédiaire de la relation (4.32). Comme le contraste d'indice est faible, on écrira à l'ordre zéro que les indices sont égaux:

$$n_1 \approx n_2 \approx n \quad (4.38)$$

et à l'ordre 1, que leur différence $\Delta n = n_1 - n_2 < 0$ s'exprime d'après (4.32) comme:

$$\Delta n = n_1 - n_2 \approx \frac{1}{2n} \left(\frac{\partial \epsilon_r}{\partial \Phi}\right)_T \Delta \Phi_0 \left(\frac{T - T_C}{T_C}\right)^\beta \quad (4.39)$$

Nous utiliserons cette formule pour estimer la différence d'indice dans la suite de notre travail. Plus précisément, comme Δn et $\Delta \rho$ ont le même exposant critique β (Eq. (4.26)), on voit que la quantité $\frac{\Delta n}{\Delta \rho}$ est une constante indépendante de l'écart à la température critique, de valeur:

$$\left(\frac{\Delta n}{\Delta \rho}\right) \simeq \left(\frac{\partial n}{\partial \rho}\right)_{T,CM} = -6.1 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \quad (4.40)$$

Il conviendra de bien garder en mémoire qu'il ne peut s'agir en toute rigueur que d'une estimation, au vu des approximations successives effectuées. Néanmoins nous verrons que l'ordre de grandeur de ce rapport obtenu par le biais de la formule de Clausius-Mossotti est correct.

Un autre point doit être souligné. L'exposant critique du contraste d'indice β étant plus petit que l'exposant critique de la tension de surface μ , la différence d'indice optique tend vers zéro au point critique moins vite que la tension de surface. Une interface de très faible tension de surface ne serait pas suffisante pour visualiser les effets de la pression de radiation si ceux-ci ne restaient pas significatifs. C'est bien le cas pour notre système, car les indices optiques de l'eau et du toluène sont bien éloignés. Ce critère est également l'un des critères de choix de ces phases micellaires.

Nous aurons également besoin, au chapitre 8, de connaître les propriétés thermiques de la microémulsion, qui ont été mesurées lors d'études antérieures.

Constituants	Absorption	Concentration massique
Toluène	$\alpha_{Tol} = 1.92 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$	69.6 %
eau + SDS	$\alpha_{eau} = (4.4 \pm 0.4) \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$	9.34 %
n-butanol-1	$\alpha_{But} = 7.6 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$	16.75 %

TAB. 4.4 – Valeurs expérimentales de l'absorption à la longueur d'onde $\lambda_0 = 5145 \text{ Å}$ des différents constituants du mélange, et rappel de leurs proportions massiques respectives.

4.2.3 Caractéristiques thermiques et diffusives

Nous serons amenés par la suite à évaluer l'élévation de température induite par le faisceau laser dans l'échantillon. Pour cela, la connaissance du coefficient d'absorption thermique α de la microémulsion est nécessaire. Celui-ci a été évalué par E. Freysz dans le cadre d'études portant sur les propriétés optiques non-linéaires de la microémulsion [7]. Les coefficients d'absorption des différents constituants du mélange ont été déterminés par interférométrie Mach-Zehnder pour la longueur d'onde $\lambda_0 = 5145 \text{ Å}$ d'un laser argon ionisé. En particulier, le coefficient d'absorption du SDS pour cette longueur d'onde est apparu comme étant négligeable. Pour cette raison, l'absorption du mélange eau+SDS apparaît dans le tableau (4.4).

Dans le tableau (4.4), les fractions massiques des différents constituants sont rappelées. En effet, l'absorption de la microémulsion est obtenue en pondérant les absorptions des différents constituants par leur fraction massique. Ainsi on obtient pour notre microémulsion, un coefficient d'absorption:

$$\alpha_{th} = 3 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1} \quad (4.41)$$

On voit donc que la microémulsion absorbe peu à la longueur d'onde utilisée. Cette faible absorption est encore un argument justifiant le choix de notre système de phases micellaires quasicritiques. A priori, les effets thermiques ne devraient pas trop perturber nos mesures de déformations induites par pression de radiation, hormis dans un voisinage très proche du point critique, comme nous le démontrerons au chapitre 8.

En l'absence de mesures spécifiques de la conductivité thermique Λ et de la diffusivité thermique D_T du mélange, nous admettrons dans la suite que celles-ci sont très proches de celles du constituant majoritaire, le toluène, pour lequel on trouve comme valeurs dans la littérature [15, 16]:

$$\Lambda_{th} = 1.28 \cdot 10^{-3} \text{ W.cm}^{-1}.\text{K}^{-1} \quad (4.42)$$

$$D_{th} = 0.882 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2.\text{s}^{-1} \quad (4.43)$$

La viscosité dynamique de la microémulsion initiale a elle été mesurée par Eric Freysz [7], ainsi que sa dépendance en température dans la zone monophasique:

$$\eta(T) = [1.934 - 0.019T(^{\circ}\text{C})] \cdot 10^{-3} \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1} \quad (4.44)$$

Du fait de la très faible variation de la viscosité au point critique (exposant $\eta = -0.04$), nous négligerons cet effet par la suite et prendrons donc comme valeur de la viscosité, celle donnée par la formule (4.45) à la température de démixtion des échantillons $T_C = 35^{\circ}\text{C}$:

$$\eta = 1.269 \cdot 10^{-3} \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1} \quad (4.45)$$

La viscosité du milieu n'est guère éloignée de celle de l'eau qui est de l'ordre de $\eta_{eau} = 10^{-3} \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$ aux températures ambiantes.

Cette valeur de la viscosité clôt notre évaluation des grandeurs thermiques et diffusives caractéristiques de la microémulsion. Un bref récapitulatif en est donné dans le tableau (4.5).

Absorption	$\alpha_{th} = 3 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$
Conductivité thermique	$\Lambda_{th} = 1.28 \cdot 10^{-3} \text{ W.cm}^{-1}.\text{K}^{-1}$
Diffusivité thermique	$D_{th} = 0.882 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2.\text{s}^{-1}$
Viscosité dynamique	$\eta = 1.269 \cdot 10^{-3} \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$

TAB. 4.5 – Résumé des propriétés thermiques et diffusives de la microémulsion.

4.2.4 Récapitulatif des variations de certains paramètres en fonction de l'écart à la température critique

Le tableau (4.6) donne les valeurs des grandeurs physiques utiles à la modélisation des déformations d'interface (σ tension de surface de l'interface, $\Delta\rho$ contraste de densité entre les phases, l_C longueur capillaire de l'interface et Δn contraste d'indice optique entre les phases) pour des écarts à la température critique $T - T_C$ correspondants à certaines de nos expériences. En toute rigueur, les lois de puissance ne sont valables que dans un voisinage proche du point critique. Il pourrait sembler abusif de les utiliser jusqu'à 25 degrés du point critique, mais du fait de la grande longueur de corrélation dans notre système supramoléculaire, les effets du point critique se font ressentir loin de celui-ci. La courbe de coexistence n'est sans doute plus symétrique très loin du point critique, mais nous verrons que les valeurs des paramètres estimés permettent de rendre compte fidèlement des hauteurs des déformations mesurées. L'interface reste suffisamment déformable loin du point critique, pour que les déformations soient visualisables directement grâce au montage expérimental que nous allons présenter maintenant.

4.3 Méthodes expérimentales

4.3.1 Conditionnement des échantillons

La préparation de la microémulsion et de l'échantillon critique est la phase la plus délicate du travail expérimental et conditionne totalement le déroulement des expériences réalisables (ou non). La composition de la solution mère a été donnée (tableau (4.1)), ainsi que la composition des différents échantillons obtenus lors de la dilution (tableau (4.2)). Il va sans dire que la verrerie de chimie doit être d'une propreté irréprochable pour synthétiser une microémulsion correcte. Au cours de cette thèse, la verrerie utilisée lors de la préparation de la microémulsion n'a été dévolue qu'à cet usage précis. Les microémulsions critiques sont en effet bien trop sensibles à la présence d'impuretés. En toute rigueur, il convient d'utiliser des produits chimiques d'une marque donnée, afin de garder la même qualité et les mêmes impuretés. Le diagramme de phase et les dilutions seraient à déterminer à nouveau, par exemple lors d'un changement d'échantillon de surfactant. Nous utilisons bien entendu de l'eau ultrapure (conductivité $\rho = 18.2 \text{ M}\Omega.\text{cm}$) au cours

$T - T_C(K)$	$\sigma(J.m^{-2})$	$\Delta\rho(kg.m^{-3})$	$l_C(\mu m)$	Δn
0.5	$3.2 \cdot 10^{-8}$	35.3	9.5	$-2.0 \cdot 10^{-2}$
1	$7.6 \cdot 10^{-8}$	44.3	13.1	$-2.7 \cdot 10^{-2}$
2	$1.8 \cdot 10^{-7}$	55.4	18.1	$-3.3 \cdot 10^{-2}$
3	$3.0 \cdot 10^{-7}$	63.3	21.9	$-3.8 \cdot 10^{-2}$
5	$5.8 \cdot 10^{-7}$	74.7	27.8	$-4.5 \cdot 10^{-2}$
8	$1.0 \cdot 10^{-6}$	87.0	34.6	$-5.3 \cdot 10^{-2}$
10	$1.4 \cdot 10^{-6}$	93.5	38.4	$-5.7 \cdot 10^{-2}$
15	$2.3 \cdot 10^{-6}$	106.7	46.4	$-6.5 \cdot 10^{-2}$
20	$3.3 \cdot 10^{-6}$	117.2	53.1	$-7.1 \cdot 10^{-2}$
25	$4.4 \cdot 10^{-6}$	126.0	59.0	$-7.6 \cdot 10^{-2}$

TAB. 4.6 – Valeurs des grandeurs physiques pertinentes (σ tension de surface, $\Delta\rho$ contraste de densité entre les phases, l_C longueur capillaire et Δn contraste d'indice optique) pour des écarts à la température critique $T - T_C$ allant de 0.5 à 25 K.

de la préparation. Cependant, nous avons noté que les rares fois où nous avons dû aller chercher de l'eau ultrapure dans d'autres laboratoires du campus, les microémulsions préparées n'étaient pas critiques à la température désirée et étaient de qualité moindre. On est tenté de penser que les impuretés présentes, même en infime quantité, n'étaient pas les mêmes.

Les pesées doivent être effectuées au millième de gramme près, notamment lors de la dilution. Cette qualité de la pesée est très importante pour la recherche d'un échantillon critique. Comme dit précédemment, les tubes à essai étanches sont placés dans un bain thermostaté. On détermine la température effective de démixtion, ainsi que le caractère critique de l'échantillon en mesurant les volumes des phases en présence après démixtion. Une mauvaise pesée entraîne en général des températures de démixtion trop hautes, ou des échantillons non critiques. Or ces deux points sont cruciaux pour la suite des expériences. En effet, un échantillon "correct" ayant été trouvé, on remplit avec son contenu des cellules de spectroscopie Hellma de trajet optique déterminé (1 mm ou 2 mm). La phase de remplissage doit être effectuée rapidement (généralement à deux personnes) pour limiter au maximum l'évaporation de la microémulsion. En particulier, comme la salle de chimie n'est pas climatisée, je peux affirmer qu'aucune série d'expériences valables n'a été réalisée lors des mois d'été pendant cette thèse. Ceci n'a rien à voir avec les plages à proximité. La température ambiante élevée doit engendrer une forte évaporation lors du remplissage. Les microémulsions synthétisées lors de ces périodes étaient en général de qualité très médiocre, comparées aux mois d'hiver.

Les cellules de spectroscopie remplies et scellées sont ensuite thermostatées dans un four dont la température est contrôlée par un régulateur de température. La température est réglée à $0.05^\circ C$ près. On refait donc démixer le contenu des cellules en augmentant progressivement la température et en observant la lumière diffusée par l'échantillon. Les fluctuations de la lumière diffusée nous permettent de repérer précisément la température de démixtion de la cellule. Si l'échantillon de départ était suffisamment critique et le remplissage effectué correctement, la température de démixtion de la cellule est voisine de celle déterminée pour le tube à essai initial. Dans le cas contraire, la température de démixtion est souvent très supérieure à celle du tube de départ. La différence entre

une "bonne" cellule et une "mauvaise" est la durée d'expérimentation possible. On peut effectuer des expériences à divers écarts à la température critique $T - T_C$ pendant sept à dix jours avec une bonne cellule. Une mauvaise cellule démixte mal, absorbe beaucoup plus la lumière (d'où des effets thermiques plus prononcés) et ne dure souvent pas longtemps. On a donc intérêt à disposer d'un nombre suffisant de cellules et à être particulièrement attentif à la préparation de la microémulsion. La qualité de la préparation ne peut être jugée que quelques jours plus tard, et en cas d'échec tout est à recommencer. Après chaque série d'expériences, la cellule est réagitée et remise à démixer à la même température ou à une température supérieure. Nous allons maintenant décrire le dispositif expérimental et la chaîne d'acquisition des images de déformations d'interface.

4.3.2 Montage expérimental

Dispositif optique

Le dispositif expérimental est représenté sur la figure (4.8). Partant de la source laser, une lentille adaptatrice L1 permet de fixer la plage de variation du rayon du faisceau au col ω_0 . Un prisme mobile Pr est ensuite utilisé comme agrandisseur de trajet optique. Suivant sa position et la lentille L1 utilisée, différents rayons sont accessibles pour le faisceau arrivant par le bas sur la cellule. En effet, comme les déformations d'interface doivent être indépendantes du sens de propagation du faisceau laser, nous avons adopté un dispositif permettant de faire arriver le faisceau laser dans les deux sens sur l'interface. Pour ce faire, le faisceau est divisé entre la voie haute et la voie basse par un cube séparateur (CS). Le choix de la polarisation initiale par le biais de la lame $\lambda/2$ permet d'occulter complètement l'une des voies, ou de répartir uniformément l'intensité entre elles. Pour le faisceau arrivant par le haut, le rayon de faisceau est adapté par l'intermédiaire de miroirs diélectriques mobiles M4 et M5. Les faisceaux haut et bas sont focalisés sur l'interface par des objectifs de microscope O1 et O2 (grandissement X10, ouverture numérique 0.25) à longue distance de travail. La cellule de spectroscopie thermostatée dans un four en laiton est placée sur le trajet des faisceaux. Elle est mobile horizontalement dans les deux directions et verticalement par le biais de vis micrométriques. La translation verticale est nécessaire pour contrôler et ajuster la position de l'interface aux points de focalisation des faisceaux.

Le faisceau issu du laser Argon ionisé est dans son mode gaussien TEM_{00} , longueur d'onde dans le vide $\lambda_0 = 5145 \text{ \AA}$. L'onde est faiblement focalisée à l'interface par les objectifs de microscope, de sorte qu'au voisinage du ménisque la variation en z de l'intensité $I(r,z)$ peut être négligée. Le profil d'intensité de symétrie cylindrique s'écrit donc sous la forme:

$$I(r,z) \approx I(r) = \frac{2P}{\pi\omega_0^2} \exp\left(\frac{-2r^2}{\omega_0^2}\right) \quad (4.46)$$

P désigne la puissance laser incidente contrôlée au boîtier du laser et ω_0 est le rayon du faisceau au col. La structure gaussienne du faisceau a été vérifiée lors des mesures des rayons des faisceaux. Suivant la position des éléments optiques mobiles, les rayons accessibles varient de $\omega_0 = 4.8$ à $32.1 \mu m$ sur la voie du bas et de $\omega_0 = 3.5$ à $11.3 \mu m$ sur la voie du haut. Les incertitudes sur la mesure de ces rayons est de 5%. Les pertes dues aux différents éléments optiques et à l'absorption dans le milieu nécessitent un étalonnage de la puissance P à l'aide d'un powermètre. La puissance maximale disponible est d'environ

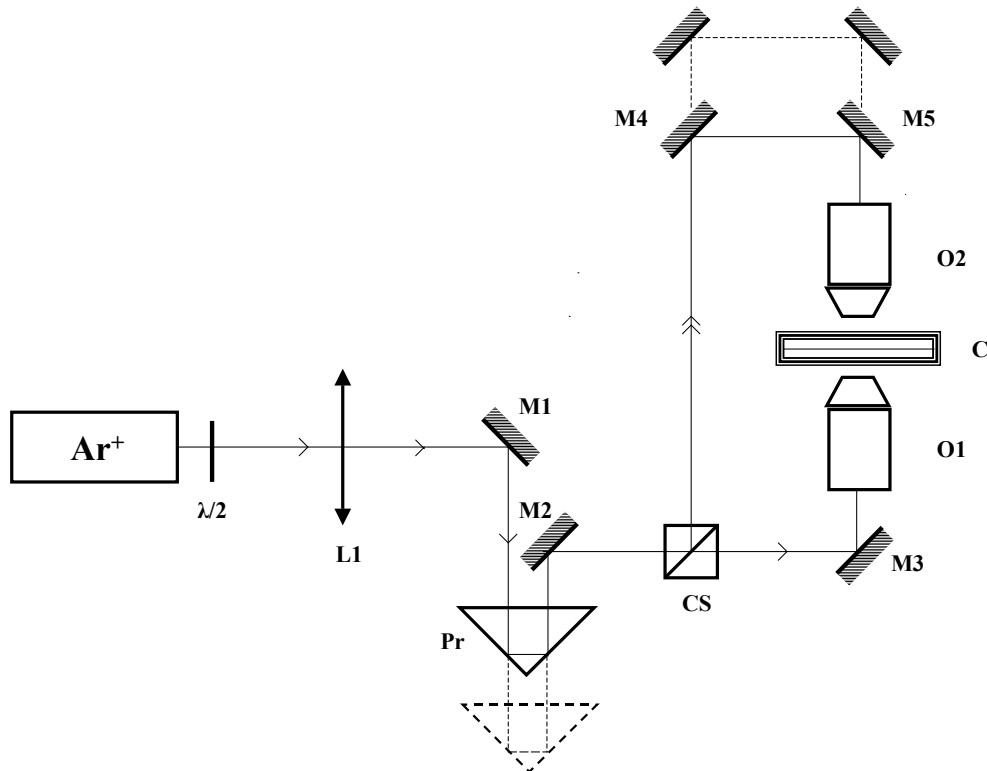


FIG. 4.8 – *Schéma optique du dispositif expérimental: L1 est une lentille adaptatrice, Pr un prisme mobile permettant de régler le trajet optique du faisceau et la largeur du faisceau arrivant par la voie basse. CS désigne un cube séparateur qui divise le faisceau entre les voies hautes et basses suivant la polarisation. M1, M2, M3 sont des miroirs diélectriques fixes, M4 et M5 sont des miroirs mobiles qui permettent de régler la largeur du faisceau arrivant par la voie haute. O1 et O2 sont des objectifs de microscope à longue distance de travail. C désigne la cellule de spectroscopie thermostatée dans le four.*

1.7 W. L'incertitude sur la puissance incidente est de 5%.

Chaîne d'acquisition des images

Le dispositif d'acquisition des images est décrit sur la figure (4.9). L'éclairage de l'interface se fait à l'aide d'une source de lumière blanche LB de luminosité réglable par un générateur de courant. L'éclairage de l'interface est plus ou moins parallèle car il nécessite souvent d'être réajusté suivant les conditions expérimentales. La microémulsion étant un milieu assez turbide, les déformations ne peuvent être visualisées correctement que près de la face de sortie de la cellule. C'est pour cette raison que la cellule est translatable horizontalement. L'éclairage est le plus souvent ajusté de façon ad-hoc pour obtenir un ménisque net à l'écran. Les déformations sont observées grâce à des objectifs de microscope à longue distance de travail de grandissement (X6 et X10 et X20). Un filtre PA permet de couper complètement la lumière laser diffusée par le milieu. L'acquisition des images est effectuée par une caméra CCD standard Hamamatsu (pavé numérique 768 X 576 pixels) reliée directement à un ordinateur. La dynamique temporelle des déformations a elle été étudiée grâce à une caméra rapide Motionmeter permettant d'acquérir de 50 à

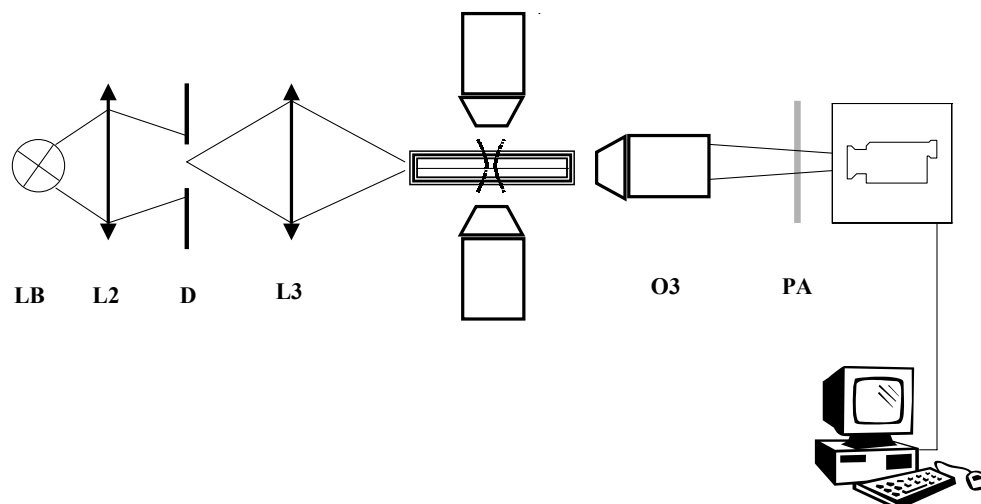


FIG. 4.9 – Schéma du dispositif d'éclairage et d'acquisition des images: *LB* source de lumière blanche, *L2* condenseur, *D* diaphragme, *L3* lentille . *O3* objectif de microscope à longue distance de travail. *PA* filtre coupant la lumière du laser diffusée par le milieu.

1000 images par seconde dans sa mémoire vive. Les images sont ensuite transférées dans l'ordinateur d'acquisition. Le pavé de la caméra rapide est plus petit (292 X 220 pixels) que celui de la caméra standard, pour des raisons évidentes de stockage dans la mémoire vive. Ils ont été tous deux étalonnés en fonction de la position de la caméra en imageant un micromètre de précision posé au niveau du faisceau laser.

Le milieu et le dispositif expérimental ayant été détaillés, le prochain chapitre sera consacré aux résultats obtenus pour les déformations d'interface par pression de radiation sous excitations laser modérées.

Références

- [1] P. Papon et J. Leblond. *Thermodynamique des états de la matière*. Hermann, Paris, 1990.
- [2] M.R. Moldover. Interfacial tensions of fluids near critical points and two-scale-factor universality. *Phys. Rev. A*, 31(2):1022–1033, 1985.
- [3] M. P. Pileni. *Qu'est-ce que l'Univers ?*, volume 4 of *Université de tous les savoirs*, chapter L'étude de la matière à toutes les échelles, pages 928–946. Editions Odile Jacob, Paris, 2001.
- [4] D. Roux. *Influence des interactions intermicellaires sur le comportement critique des micorémulsions et leur diagramme de phase*. Thèse de Doctorat d'Etat, Université Bordeaux I, 1984.
- [5] J. Meunier A. M. Cazabat, D. Langevin and A. Pouchelon. Critical behavior in microemulsions. *J. Physique Lett.*, 43:L–89–L–95, 1982.
- [6] L. Landau et E. Lifschitz. *Physique Statistique*. Ellipses, Paris, 4 edition, 1994.
- [7] E. Freysz. *Etude des non linéarités optiques dans les mélanges liquides binaires critiques*. Thèse de Doctorat d'Etat, Université Bordeaux I, 1990.
- [8] M. R. Moldover H. Chaaar and J. W. Schmidt. Universal amplitude ratios and the interfacial tension near consolute points of binary liquid mixtures. *J. Chem. Phys.*, 85(1):418–427, 1986.
- [9] T. Mainzer and D. Woermann. Temperature dependence of liquid-liquid interfacial tension and universal critical amplitude ratio: an experimental study. *Physica A*, 225:312–322, 1996.
- [10] T. Sottmann and R. Strey. Ultralow interfacial tensions in water-n-alkane-surfactant systems. *J. Chem. Phys.*, 106(20):8606–8615, 1997.
- [11] K. K. Mon. New monte carlo estimates of critical interfacial amplitudes and the universality of amplitude ratios. *Phys. Rev. Lett.*, 60(26):2749–2752, 1988.
- [12] J. S. Langer and A. J. Schwartz. Kinetics of nucleation in near-critical fluids. *Phys. Rev. A*, 21(?):948–958, 1980.
- [13] R. David et F. Henry. Propriétés diélectriques des mélanges. *B.U.P.*, 86(741):253–262, 1992.
- [14] B. Jean-Jean. *Contributions thermique et electrostrictive aux non-linéarités optiques géantes observées dans les microémulsions critiques*. PhD thesis, Université Bordeaux I, 1987.
- [15] P. Calmettes and C. Laj. Simultaneous measurements of the thermal diffusion coefficient and of the thermal conductivity of transparent media, by means of a thermal lens effect. *J. Phys. (Paris)*, 33((2-3)(Suppl.)):125–129, 1972.

- [16] P. Calmettes. *Etude des propriétés critiques des mélanges binaires au moyen de techniques optiques*. Thèse de Doctorat d'Etat, Université Paris VI, 1978.

Chapitre 5

Déformations d'interface au stade linéaire. Etudes statique et dynamique. Effet de lentille associé.

Nous avons détaillé au chapitre précédent les raisons faisant des phases micellaires quasicritiques de microémulsion un système adéquat pour l'étude des déformations induites par la pression de radiation d'une onde laser: très faible tension de surface σ au voisinage du point critique, contraste d'indice important entre les deux phases démixées, faible absorption à la longueur d'onde utilisée (raie verte $\lambda_0 = 5145 \text{ \AA}$ d'un laser argon ionisé). Nous allons dans ce chapitre décrire les déformations observées au stade que l'on qualifiera de linéaire. Nous verrons en effet par la suite que les déformations induites sous forte intensité laser ne peuvent plus être modélisées par les équations dérivées dans ce chapitre. Concrètement notre description n'englobe pas le cas des déformations et effets non-linéaires engendrés par des faisceaux focalisés de forte puissance, dont l'étude sera reportée au chapitre 6. De même, l'étude d'éventuels effets thermiques connexes sera effectuée au chapitre 8.

Nous allons en particulier montrer dans ce chapitre, comment l'identification des paramètres physiques pertinents du problème, permet de définir un nombre sans dimension Bo , nombre de Bond optique qui caractérise complètement les déformations observées. En effet, la hauteur de la déformation peut s'écrire sous la forme du produit d'une hauteur caractéristique par une fonction universelle $F(Bo)$ du seul nombre de Bond. Le caractère critique de l'interface nous a permis de valider expérimentalement cette loi d'échelle universelle. Nous montrerons également l'indépendance du sens des déformations linéaires vis à vis du sens de propagation du laser et l'étude dynamique des déformations nous permettra en outre de définir un temps caractéristique de croissance. Enfin, alors que l'effet de lentille associé à la déformation est en général utilisé pour mesurer celle-ci, nous verrons que dans notre cas il peut être exploité pour créer des lentilles adaptatives contrôlées par la pression de radiation de l'onde laser.

5.1 Déformations stationnaires d'interface: exemples, modélisation et nombre sans dimension caractéristique.

5.1.1 Exemples de déformations typiques observées

Les figures (5.1) et (5.2) présentent des images de déformations typiques d'interface, observées pour deux écarts à la température critique $T - T_C = 2K$ et $T - T_C = 8K$ et deux rayons de faisceaux différents (respectivement $\omega_0 = 14.6 \mu m$ et $\omega_0 = 7.5 \mu m$). La dépendance de la forme générale de la déformation vis à vis du rayon du faisceau laser incident est clairement visible si l'on compare les deux séries de clichés. Il en est de même pour l'évolution de la hauteur de la déformation en fonction de la puissance laser P . Pour chaque série d'images, les profils des déformations ont été représentés sur un graphe afin de donner les échelles de longueur caractéristiques. Ces profils ont été obtenus après un traitement numérique des images sous Scion, logiciel d'acquisition et de traitement d'images. Le repérage du profil de la déformation est effectué par détection des contours de gradient maximal d'intensité selon les directions verticales et horizontales. Les contours détectés suivant chaque direction sont ensuite additionnés pour donner le profil total de la déformation. La détection des gradients dans les deux directions est nécessaire pour obtenir un profil de déformation bien défini. En effet, le contraste d'intensité n'est pas uniforme sur l'ensemble de l'image et la détection de contour selon une seule direction ne permet pas d'extraire un profil complet quand les images sont un peu bruitées. On remarquera aussi que plusieurs lignes de déformation sont parfois visible au niveau de l'interface, du fait de réflexions parasites. Ces difficultés expérimentales d'extraction du contour exact de l'interface justifient les incertitudes apparaissant pour la hauteur de la déformation sur les courbes.

Dans la suite pour caractériser la déformation, nous avons systématiquement mesuré la hauteur centrale $h(r=0)$, par rapport au niveau initial de l'interface en $z=0$ pris comme référence. L'axe des ordonnées étant par convention orienté vers le haut, la hauteur $h(r)$ sera négative pour tout r , puisque la déformation est toujours dirigée vers la phase la moins réfringente, qui est la phase du bas Φ_1 dans notre cas. Nous allons maintenant dériver le modèle donnant le profil de la déformation en fonction des différents paramètres physiques du problème. Nous reviendrons au paragraphe (1.2.4) sur la simulation numérique des profils expérimentaux présentés sur les figures (5.1) et (5.2).

5.1.2 Equation régissant la déformation

Le bilan des forces effectué au chapitre 2 et la modélisation de la pression de radiation en termes de contraintes surfaciques nous permettent de dériver l'équation donnant la hauteur de la déformation. Chaque phase Φ_i est considérée comme un fluide visqueux incompressible obéissant à l'équation de Navier-Stokes et à la condition d'incompressibilité:

$$\rho_i \left[\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} \right] = -\vec{\nabla} p + \mu_i \Delta \vec{v} + \rho_i \vec{g} + \frac{1}{2} \vec{\nabla} \left[|E_i|^2 \rho_i \left(\frac{\partial \epsilon_i}{\partial \rho_i} \right)_T \right] \quad (5.1)$$

$$\text{div } \vec{v} = 0 \quad (5.2)$$

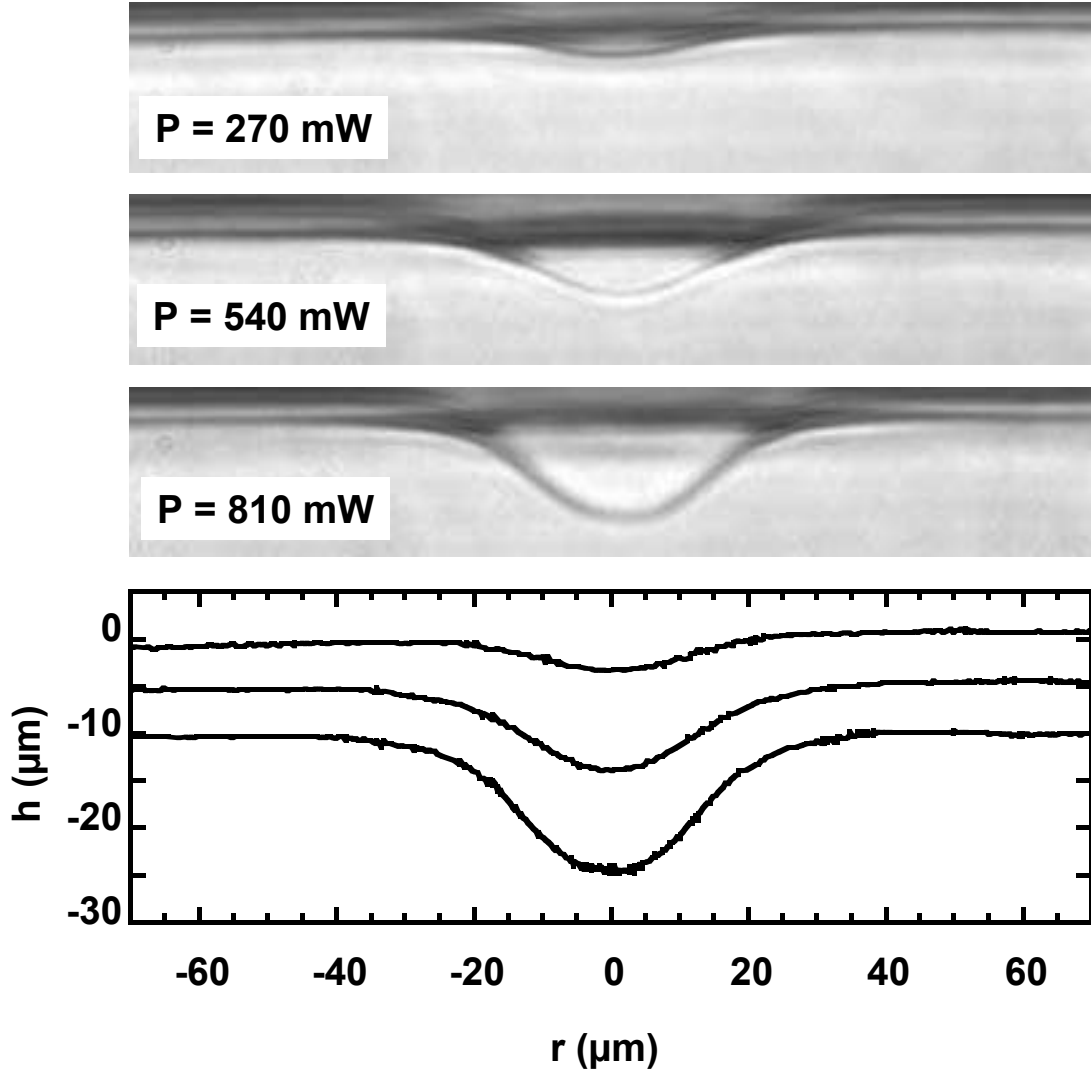


FIG. 5.1 – Déformations d'interface observées pour un écart à la température critique $T - T_C = 2K$ et un faisceau laser (arrivant par le bas) de rayon au col $\omega_0 = 14.6\mu\text{m}$. Les puissances laser correspondantes P sont indiquées sur la figure. Les profils de déformations extraits après traitement des images sont représentés sur le graphe, ainsi que les échelles de longueur caractéristiques.

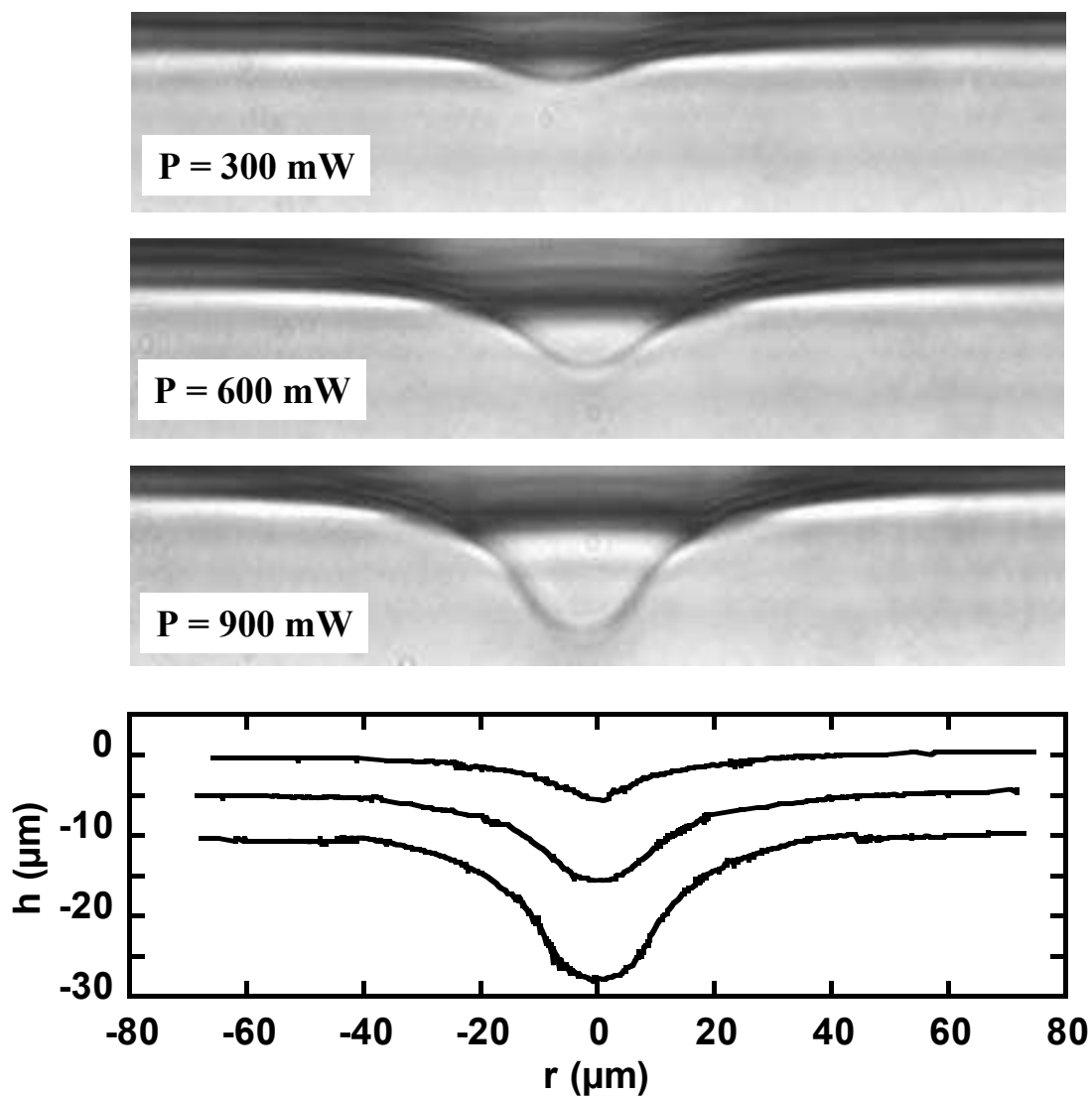


FIG. 5.2 – Déformations d'interface observées pour un écart à la température critique $T - T_C = 8K$ et un faisceau laser (arrivant par le bas) de rayon au col $\omega_0 = 7.5\mu\text{m}$. Les puissances laser correspondantes P sont indiquées sur la figure. Les profils de déformations extraits après traitement des images sont représentés sur le graphe, ainsi que les échelles de longueur caractéristiques.

Compte tenu des remarques effectuées au chapitre 3 sur le rôle du terme électrostrictif, et du fait que les déformations sont visualisées en régime stationnaire, le gradient de pression hydrostatique a le temps de s'équilibrer et on peut renormaliser la pression hydrostatique dans chaque phase:

$$p^* = p - \frac{1}{2} \left[|E_i|^2 \rho_i \left(\frac{\partial \epsilon_i}{\partial \rho_i} \right)_T \right] + \rho_i g z \quad (5.3)$$

ou encore:

$$p^* = p_0 + \rho_i g z \quad (5.4)$$

A l'équilibre, la pression p_0 est identique dans chacune des phases Φ_1 et Φ_2 .

La condition sur les contraintes normales à la surface libre entre les deux phases (Eq. (3.46)) détermine la hauteur de la déformation induite par la pression de radiation. Les fluides étant des milieux diélectriques linéaires, homogènes et isotropes, le tenseur des contraintes électromagnétiques s'écrit dans chaque phase Φ_i en fonction de la permittivité diélectrique ϵ_i :

$$\Sigma_{zz}^{e.m,i} = \frac{1}{2} \epsilon_i E^2 + \frac{B^2}{2\mu_0} \quad (5.5)$$

où E^2 et B^2 sont les valeurs quadratiques des champs moyennées sur une période optique T:

$$E^2 = \langle E^2(t) \rangle_T \quad B^2 = \langle B^2(t) \rangle_T \quad (5.6)$$

Les milieux ne possédant pas de propriétés magnétiques ($\mu_{i,r} = 1$), les termes de pression magnétique s'éliminent. Le saut des contraintes électromagnétiques à l'interface est donc tout simplement égal à la différence des pressions électrostatiques:

$$\Sigma_{zz}^{e.m,1} - \Sigma_{zz}^{e.m,2} = (\epsilon_1 - \epsilon_2) \frac{E^2}{2} \quad (5.7)$$

Les déformations étant stationnaires, le tenseur des contraintes visqueuses n'apporte pas de contribution à la condition (3.48) (ce ne sera pas le cas pour le calcul temporel au paragraphe (5.4)). On trouve simplement à la surface libre $z=h$ (σ désignant la tension de surface et κ la courbure de l'interface):

$$\left[p_1^* - p_2^* \right]_{z=h} = +\sigma \kappa + (\epsilon_1 - \epsilon_2) \frac{E^2}{2} \quad (5.8)$$

Soit:

$$(\rho_1 - \rho_2)gh = +\sigma \kappa + (\epsilon_1 - \epsilon_2) \frac{E^2}{2} \quad (5.9)$$

Pour calculer le champ à l'interface entre les deux diélectriques, on traduit juste le fait que la norme du vecteur de Poynting dans le milieu 2 doit être égale à l'intensité incidente que multiplie le coefficient de transmission en énergie T [1]:

$$|\Pi_2| = \epsilon_0 n_2 c E^2 = T I(r) \quad (5.10)$$

Dans le cas des faibles déformations, on prendra comme valeur du coefficient de transmission T sa valeur en incidence normale. En substituant la valeur de E^2 ainsi obtenue dans l'équation (5.9), celle-ci se réécrit finalement sous la forme:

$$(\rho_1 - \rho_2)gh = +\sigma \kappa + \frac{2n_1}{c} \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right) I(r) \quad (5.11)$$

Dans le cas général, la courbe κ de l'interface s'exprime selon:

$$\kappa = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(\frac{r h'(r)}{\sqrt{1 + h'(r)^2}} \right) \quad (5.12)$$

Cependant pour de faibles déformations, on peut se contenter d'une approximation linéaire à l'ordre 1 en $h'(r)$, et assimiler la courbure de l'interface au laplacien transverse de la hauteur $h(r)$:

$$\kappa \simeq \Delta_r h(r) \quad (5.13)$$

La hauteur de la déformation $h(r)$ est alors régie par l'équation différentielle linéaire:

$$(\rho_1 - \rho_2)gh(r) - \sigma \Delta_r h(r) = \frac{2n_1}{c} \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right) I(r) \quad (5.14)$$

On gardera bien en mémoire qu'en toute rigueur cette équation n'est valable que pour de faibles courbures de l'interface, car le bilan des forces de pression de radiation a été effectué sur l'interface initialement plane. Avant de passer à la résolution de l'équation (5.14), une analyse de ses différents termes permet de dégager les paramètres physiques pertinents du problème.

5.1.3 Longueurs et nombre sans dimension caractéristiques

La signification physique de l'équation (5.14) est évidente. Le terme de pression de radiation p_{rad}

$$p_{rad} = \frac{2n_1}{c} \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right) I(r) \quad (5.15)$$

est le terme moteur de la déformation. Deux forces de retour vers l'équilibre s'opposent à celle-ci: la poussée d'Archimède, due à la différence de densité entre les deux fluides, et la force de Laplace, qui tend à minimiser l'énergie de surface de l'interface. Pour comparer les effets de ces deux forces, il est d'usage d'introduire la longueur capillaire l_C de l'interface.

Longueur capillaire l_C

Comparons donc les ordres de grandeur des termes du membre de gauche de l'équation (5.14). Si R est la longueur caractéristique sur laquelle les variations de $h(r)$ sont significatives, alors:

$$\Delta_r h(r) \sim \frac{h}{R^2} \quad (5.16)$$

Le rapport du terme de gravité au terme de tension de surface peut donc être évalué comme:

$$\frac{\text{gravité}}{\text{tension de surface}} = \frac{\Delta \rho g h}{\frac{\sigma h}{R^2}} = \frac{R^2}{\frac{\sigma}{\Delta \rho g}} \quad (5.17)$$

La quantité $\frac{\sigma}{\Delta \rho g}$ est donc homogène au carré d'une longueur, appelé longueur capillaire de l'interface:

$$l_C^2 = \frac{\sigma}{\Delta \rho g} \quad (5.18)$$



FIG. 5.3 – Gouttes de mercure de tailles croissantes déposées sur une surface horizontale. Le passage d’une forme de goutte relativement sphérique à des formes aplaties traduit le rôle prépondérant de la gravité aux échelles grandes devant la longueur capillaire l_C . La figure est tirée de la référence [3].

Pour caractériser l’importance relative de la gravité et de la tension de surface, il suffit de comparer la longueur caractéristique R à la longueur capillaire puisque :

$$\frac{\text{gravité}}{\text{tension de surface}} = \left(\frac{R}{l_C}\right)^2 \quad (5.19)$$

Pour une échelle caractéristique de variation $R \ll l_C$, la force prépondérante est la force de tension de surface. Les effets de tension superficielle sont donc importants aux petites échelles. A l’inverse, aux grandes échelles, pour $R \gg l_C$, les effets de la tension de surface seront négligeables devant ceux de la gravité. Ce passage d’un régime dominé par les effets capillaires à un régime dominé par les effets de gravité peut être illustré si l’on regarde la forme de gouttes de mercure de différentes tailles posées sur une surface horizontale (Fig. 5.3). La plus petite goutte a une forme sensiblement sphérique imposée par la tension de surface, tandis que les gouttes de plus en plus grosses s’aplatissent du fait de l’influence croissante de la gravité. La longueur capillaire l_C peut aussi être comprise comme une longueur d’écran, au-delà de laquelle les perturbations d’une interface liquide s’amortissent [2]. Nous allons donc voir que la longueur capillaire joue un rôle déterminant dans la description des déformations d’interface induites par la pression de radiation.

Nombre de Bond optique Bo

Le quotient de l’équation (5.19) est généralement appelé nombre de Bond Bo :

$$\text{Nombre de Bond} = Bo = \frac{\text{gravité}}{\text{tension de surface}} = \left(\frac{R}{l_C}\right)^2 \quad (5.20)$$

Un nombre de Bond unité définit la longueur capillaire, échelle à laquelle les effets de capillarité et de gravité sont du même ordre de grandeur. Or dans nos expériences, l’échelle caractéristique de variation R est imposée par la distribution spatiale d’intensité du faisceau laser incident, dans le mode gaussien TEM_{00} :

$$I(r) = \frac{2P}{\pi\omega_0^2} \exp\left(\frac{-2r^2}{\omega_0^2}\right) \quad (5.21)$$

On voit donc bien que la longueur caractéristique de variation radiale est le rayon du faisceau au col ω_0 . Ainsi le laplacien de la hauteur (5.16) s’évalue comme :

$$\Delta_r h(r) \sim \frac{h}{\omega_0^2} \quad (5.22)$$

On peut donc définir un nombre de Bond, que l'on qualifiera de nombre de Bond optique:

$$Bo = \left(\frac{\omega_0}{l_C} \right)^2 \quad (5.23)$$

Or la variation de la longueur capillaire en fonction de l'écart à la température critique $T - T_C$ (4.6), et la gamme de rayons de faisceaux ω_0 accessibles expérimentalement nous permettent de travailler continûment depuis les petits jusqu'aux grands nombres de Bond Bo. Les résultats obtenus dans chaque cas s'interprètent différemment, comme nous allons le voir maintenant.

5.2 Résultats expérimentaux pour les déformations stationnaires: les deux régimes asymptotiques et la loi d'échelle universelle.

5.2.1 Régime petit nombre de Bond optique: $Bo \ll 1$

Expression de la déformation

Quand le nombre de Bond Bo est petit devant l'unité, la tension de surface prédomine et les effets de gravité peuvent être négligés. L'équation donnant la hauteur de la déformation (5.14) devient alors:

$$-\sigma \Delta_r h(r) = \frac{2n_1}{c} \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right) I(r) \quad (5.24)$$

Cette équation est une équation du type équation de diffusion de la chaleur avec terme source. En coordonnées cylindriques et compte tenu de la distribution spatiale d'intensité (5.21), elle se réécrit:

$$-\sigma \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial h(r)}{\partial r} \right) = \frac{2n_1}{c} \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right) \frac{2P}{\pi \omega_0^2} \exp \left(\frac{-2r^2}{\omega_0^2} \right) \quad (5.25)$$

Elle est intégrable une première fois:

$$r \frac{\partial h(r)}{\partial r} = \frac{2n_1}{c} \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right) \frac{P}{2\pi\sigma} \left[\exp \left(\frac{-2r^2}{\omega_0^2} \right) - 1 \right] \quad (5.26)$$

Cependant l'obtention de la solution finale nécessite d'imposer une condition limite, à cause de la divergence logarithmique quand $r \rightarrow +\infty$ de toute équation de diffusion en coordonnées cylindriques. On posera donc:

$$h = 0 \quad \text{pour} \quad r = a_{CL} \quad (5.27)$$

où a_{CL} est une longueur de coupure. On montrera au paragraphe (5.2.3) que $a_{CL} = \frac{2l_C}{\gamma}$ ($\gamma = 1.781$ constante d'Euler). La longueur de coupure a_{CL} est donc logiquement proportionnelle à la longueur capillaire l_C , longueur d'écrantage des perturbations de l'interface [2]. Dans ces conditions, l'équation (5.26) s'intègre sous la forme [4]:

$$h(r) = \frac{2n_1}{c} \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right) \frac{P}{4\pi\sigma} \left[E_1 \left(\frac{a_{CL}^2}{a_0^2} \right) - E_1 \left(\frac{r^2}{a_0^2} \right) - \ln \left(\frac{r^2}{a_{CL}^2} \right) \right] \quad (5.28)$$

E_1 désigne l'exponentielle intégrale d'ordre 1 définie par [5]:

$$E_1(x) = \int_x^{+\infty} \frac{\exp(-u)}{u} du \quad (5.29)$$

et:

$$a_0^2 = \frac{w_0^2}{2} \quad (5.30)$$

Or comme le rayon limite $a_{CL} = \frac{2l_C}{\gamma}$ et que nous sommes dans le régime $Bo = (\frac{\omega_0}{l_C})^2 \ll 1$:

$$\frac{a_{CL}^2}{a_0^2} = \frac{8}{\gamma^2} \frac{l_C^2}{\omega_0^2} \gg 1 \quad (5.31)$$

De sorte que:

$$\frac{a_{CL}^2}{a_0^2} \gg 1 \quad \Rightarrow \quad E_1\left(\frac{a_{CL}^2}{a_0^2}\right) \simeq 0 \quad (5.32)$$

Comme de plus au voisinage de zéro, le développement limité de $E_1(x)$ s'écrit [5]:

$$E_1(x) = -\ln(\gamma x) + x \quad (5.33)$$

où $\gamma = 1.781$ est la constante d'Euler, la hauteur sur l'axe de la déformation vaut simplement:

$$h(0) = \frac{2n_1}{c} \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right) \frac{P}{4\pi\sigma} \ln \left(\gamma \frac{a_{CL}^2}{a_0^2} \right) \quad (5.34)$$

La hauteur de la déformation est donc proportionnelle à la puissance laser incidente P , et non à l'intensité laser $I = \frac{2P}{\pi\omega_0^2}$. Le régime $Bo \ll 1$ correspond donc à un régime non local de déformation. Ce comportement peut facilement compris dans l'espace de Fourier, en considérant la composante de Fourier $I(q)$ de l'intensité associée à un vecteur d'onde d'excitation q . Si la gravité est négligeable,

$$\sigma \Delta h(r) \propto I(r) \quad (5.35)$$

conduit à

$$h(q) \propto \frac{I(q)}{q^2} \quad (5.36)$$

Dès lors, la non-localité de la réponse est clairement illustrée par la divergence du mode $q=0$. Ce n'est plus la longueur caractéristique ω_0 du faisceau excitateur qui pilote la déformation, mais une longueur plus grande, caractéristique du milieu. Cette autre longueur ne peut être que la longueur capillaire l_C , comme le prouve la réécriture de l'équation (5.34) sous la forme:

$$h(0) = \frac{2n_1}{c} \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right) \frac{P}{l_C^2} \frac{1}{4\pi\Delta\rho g} \ln \left(\gamma \frac{a_{CL}^2}{a_0^2} \right) \quad (5.37)$$

La formule peut encore être simplifiée, compte tenu du fait que:

$$n_1 \simeq n_2 \quad (5.38)$$

et qu' au premier ordre:

$$n_1 - n_2 \simeq \left(\frac{\partial n}{\partial \rho} \right)_T \Delta\rho \quad (5.39)$$

On trouve en définitive:

$$h(0) = \left(\frac{\partial n}{\partial \rho} \right)_T \frac{1}{4\pi c g} \ln \left(\frac{4 l_C^2}{\gamma a_0^2} \right) \frac{P}{l_C^2} \quad (5.40)$$

L'expression (5.40) montre que la longueur capillaire est bien comme attendu la longueur caractéristique des déformations dans le régime petit nombre de Bond. Le préfacteur $\left(\frac{\partial n}{\partial \rho} \right)_T$ est une constante qui peut être évaluée par le biais de la formule de Clausius-Mossotti (cf chapitre 4), car le contraste de densité et le contraste d'indice présentent le même comportement critique. Au passage, on vérifie que $h(0) < 0$ car $\left(\frac{\partial n}{\partial \rho} \right)_T < 0$, la phase la plus dense Φ_1 étant la moins réfringente. La formule (5.40) prévoit donc une loi d'échelle en $\frac{P}{l_C^2}$ pour la hauteur de la déformation (la dépendance logarithmique est faible), comportement que nous avons vérifié expérimentalement.

Courbes expérimentales

Pour nous placer dans le cas $Bo = \left(\frac{\omega_0}{l_C} \right)^2 \ll 1$, nous avons travaillé loin du point critique $8 \leq T - T_C \leq 25K$ avec des faisceaux relativement focalisés. Les figures (5.4), (5.5) et (5.6) présentent les résultats obtenus avec un rayon de faisceau égal respectivement à $\omega_0 = 5.3\mu m$, $\omega_0 = 6.3\mu m$ et $\omega_0 = 7.5\mu m$. Pour chaque rayon, les expériences ont été réalisées à cinq écarts à la température critique différents: $T - T_C = 8, 10, 15, 20, 25K$. Pour illustrer le fait que la longueur capillaire l_C est véritablement la longueur caractéristique, nous avons d'abord tracé la hauteur de la déformation en fonction de $\frac{P}{\omega_0^2}$. Pour chaque rayon, la variation de la hauteur est bien linéaire mais avec des pentes distinctes suivant la température. En revanche, quand on reporte les données en fonction de $\frac{P}{l_C^2}$, elles se regroupent bien selon une droite unique commune à tous les écarts à la température critique. Les régressions linéaires effectuées sur chaque distribution de données valident donc la formule (5.40). Celle-ci prévoit de plus que la pente de la droite doit être faiblement dépendante du rayon du faisceau, du fait du caractère non local des déformations et de la faible correction logarithmique dans (5.40). Expérimentalement ce point est également vérifié comme le montre la figure (5.7). Aux incertitudes expérimentales près, l'ensemble des données correspondant aux expériences réalisées loin du point critique pour les trois rayons $\omega_0 = 5.3, 6.3$ et $7.5 \mu m$, peut bien être représenté par une droite unique, comme celle obtenue par régression linéaire tracée sur la figure (5.7).

Nous avons vu que la variation de la longueur capillaire en fonction de l'écart à la température critique nous a permis de valider la loi d'échelle (5.40). Cependant le régime $Bo \ll 1$ correspond en fait au cas des déformations d'interfaces classiques ([6]) pour lesquelles les effets de gravité sont en général négligés devant les effets capillaires. La particularité de notre système expérimental est justement de pouvoir nous permettre de travailler dans le régime opposé où les effets de tension de surface sont totalement négligeables, i.e dans le cas $Bo \gg 1$.

5.2.2 Régime grand nombre de Bond optique $Bo \gg 1$

Expression de la déformation

Quand le nombre de Bond Bo est grand devant l'unité, les effets de la tension de surface deviennent négligeables et les effets de gravité prédominent. L'équation donnant

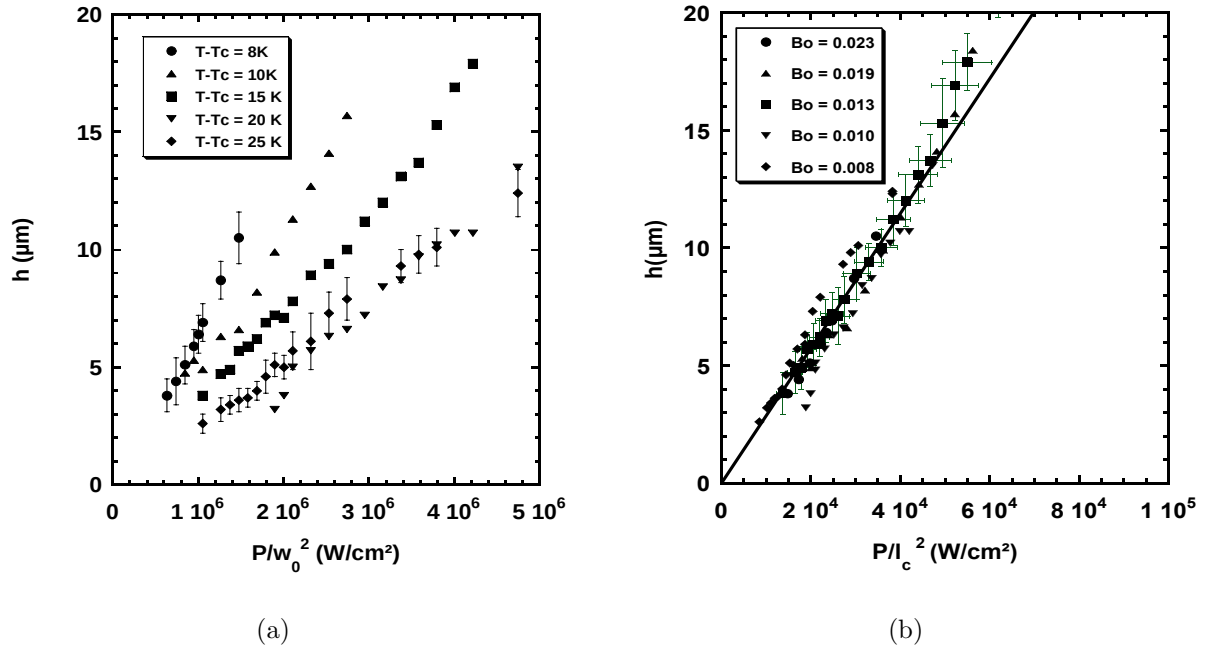


FIG. 5.4 – (a) Variation expérimentale de la hauteur de la déformation sur l'axe en fonction de $\frac{P}{\omega_0^2}$ dans le régime $Bo \ll 1$. Le rayon du faisceau vaut $\omega_0 = 5.3 \mu\text{m}$ et les écarts à la température critique $(T - T_c) = 8\text{K}(\bullet), 10\text{K}(\blacktriangle), 15\text{K}(\blacksquare), 20\text{K}(\blacktriangledown), 25\text{K}(\blacklozenge)$. (b) Mêmes données qu'en (a), mais reportées en fonction de $\frac{P}{I_c^2}$. Les nombres de Bond correspondants aux différentes températures sont donnés en encart. La droite est un ajustement linéaire des données validant la loi théorique (5.40).

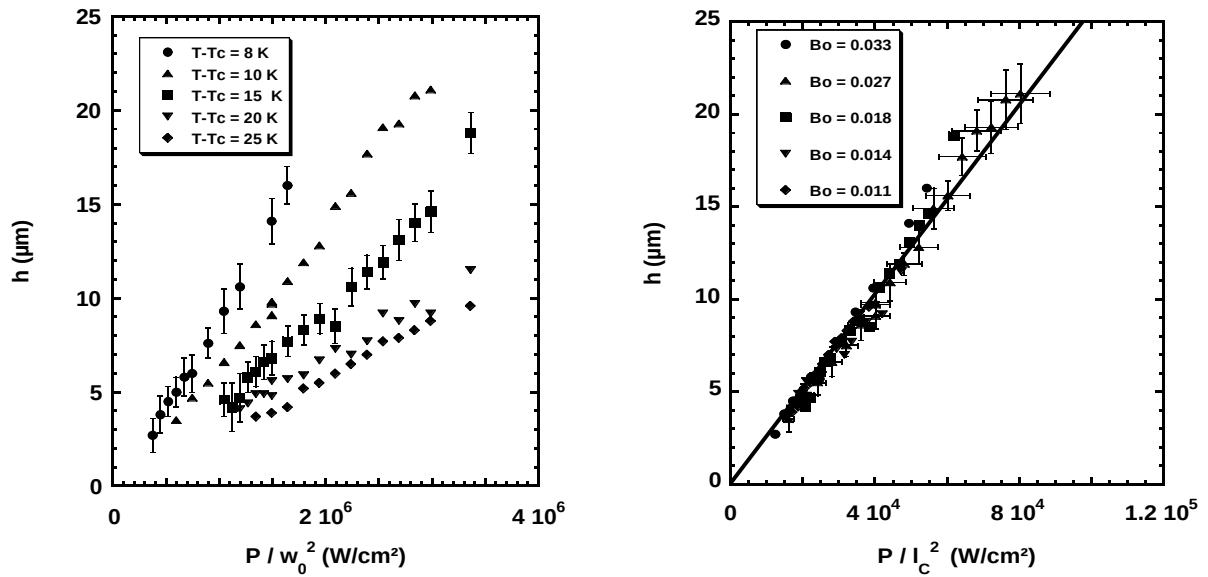


FIG. 5.5 – Légende identique à celle de la figure (5.4). Seule la valeur du rayon du faisceau a changé: $\omega_0 = 6.3 \mu\text{m}$.

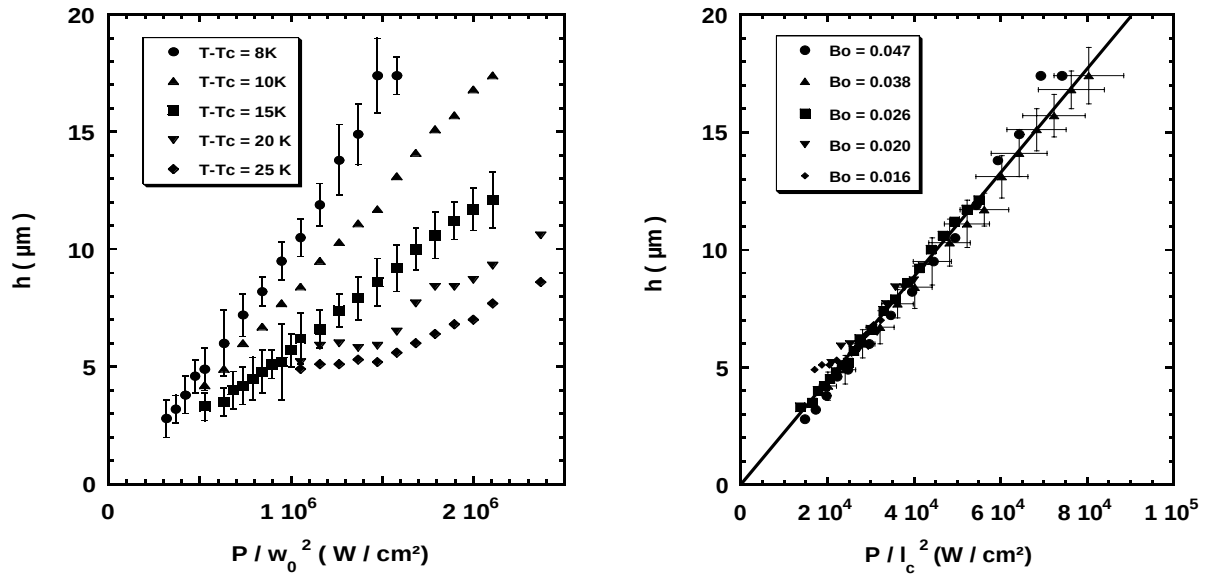


FIG. 5.6 – *Idem que les figures précédentes avec $\omega_0 = 7.5\mu\text{m}$.*

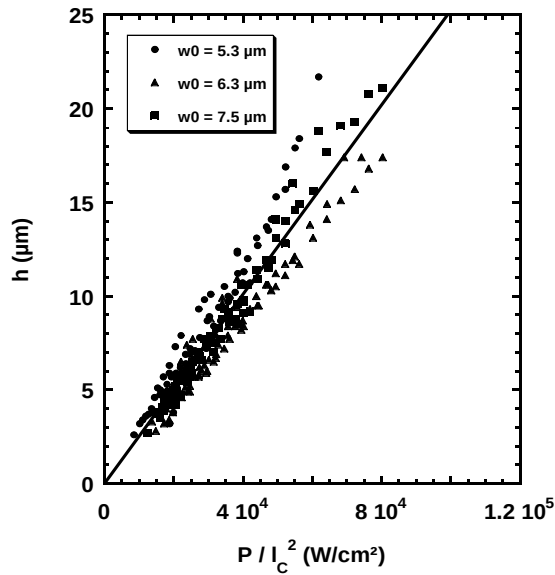


FIG. 5.7 – *Loi d'échelle en $\frac{P}{I_c^2}$ dans le régime $B_0 \ll 1$, pour les rayons de faisceau $\omega_0 = 5.3, 6.3$ et $7.5\mu\text{m}$. Conformément à l'équation (5.40) la pente est, aux incertitudes expérimentales près, indépendante du rayon du faisceau, comme illustré par la droite obtenue par une régression linéaire sur l'ensemble des données.*

la hauteur de la déformation (5.14) devient alors:

$$(\rho_1 - \rho_2)gh(r) = \frac{2n_1}{c} \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right) I(r) \quad (5.41)$$

On voit donc que l'équation différentielle n'a même plus besoin d'être intégrée et que la hauteur de la déformation est directement proportionnelle à l'intensité laser incidente. Dans le cas $Bo \gg 1$, nous sommes donc dans un régime local de déformations. Dans l'espace de Fourier, on a en effet $h(q) \propto I(q)$. On vérifie une nouvelle fois le signe de $h(r)$, négatif pour tout r . La hauteur sur l'axe $h(0)$ vaut:

$$h(0) = \frac{2n_1}{c} \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right) \frac{I(0)}{\Delta \rho g} \quad (5.42)$$

Avec les mêmes approximations qu'en (5.38) et (5.39), on peut la réécrire sous la forme:

$$h(0) = \left(\frac{\partial n}{\partial \rho} \right)_T \frac{I(0)}{cg} \quad (5.43)$$

Pour une intensité laser donnée, la hauteur de la déformation doit être indépendante du rayon du faisceau laser incident ω_0 , comme le montrent les résultats expérimentaux obtenus.

Courbes expérimentales

Pour obtenir de grands nombres de Bond $Bo = \left(\frac{\omega_0}{l_C} \right)^2 \gg 1$, il faut travailler relativement près du point critique (longueur capillaire l_C petite) avec des faisceaux laser peu focalisés. Ces conditions rendent l'expérimentation délicate. En premier lieu, le caractère critique de l'échantillon est encore plus primordial pour la qualité des expériences quand on se rapproche du point critique. Ensuite, nous verrons au chapitre 5 que dans un voisinage proche du point critique (typiquement $0.5 \leq T - T_C \leq 3K$) peuvent exister des effets thermocapillaires dus à la faible absorption thermique du milieu et à la dépendance en température de la tension de surface σ . Les déformations thermocapillaires qui en résultent ne permettent plus de mesurer les effets de la pression de radiation seule pour de fortes puissances du laser. Ces effets thermocapillaires limitent donc la plage des puissances accessibles près du point critique. Pour cette raison, les courbes présentées correspondent à des expériences effectuées à $T - T_C = 1.5K$ et $T - T_C = 2K$, températures pour lesquelles les effets thermiques n'étaient notables qu'aux puissances maximales (exclues des points expérimentaux bien entendu). De plus, travailler avec des faisceaux laser peu focalisés équivaut à travailler avec de faibles intensités. Comme la hauteur de la déformation est proportionnelle à l'intensité d'après (5.43), les déformations observées seront de faible amplitude et l'incertitude relative sur les mesures supérieure.

Les résultats obtenus sont présentés sur la figure (5.8) pour l'écart à la température critique $T - T_C = 1.5K$ et sur la figure (5.9) pour $T - T_C = 2K$. Sur chaque graphe, la hauteur de la déformation est reportée en fonction de $\frac{P}{\omega_0^2}$ (intensité à un facteur $\frac{2}{\pi}$ près), pour des rayons de faisceaux ω_0 compris entre 14.6 et 32.1 μm . On constate tout d'abord que la variation est bien linéaire comme l'illustrent les régressions linéaires (tracées en pointillés) effectuées sur les données expérimentales. De plus, si les pentes sont bien distinctes pour les plus petits rayons de faisceau (petits nombres de Bond), l'écart diminue

au fur et à mesure que le nombre de Bond augmente. Ainsi, les points expérimentaux correspondants aux plus grands nombres de Bond ($Bo = 3.4$ et 4.1 pour $T - T_C = 1.5K$; $Bo = 1.9, 2.6$ et 3.1 pour $T - T_C = 2K$) se regroupent sur une droite limite (tracée en traits pleins sur chaque figure), prédite par l'équation (5.43). De plus, le préfacteur $(\frac{\partial n}{\partial \rho})_T$ présent dans l'équation (5.43) étant indépendant de la température, la hauteur de la déformation doit être indépendante de l'écart à la température critique dans le régime $Bo \gg 1$. Nous avons donc reporté sur la figure (5.10) les points expérimentaux correspondants aux plus grands nombres de Bond pour chacune des deux températures, soit $Bo = 3.4$ et 4.1 pour $T - T_C = 1.5K$ et $Bo = 1.9, 2.6$ et 3.1 pour $T - T_C = 2K$. On constate qu'aux incertitudes expérimentales près, il est légitime de considérer que la hauteur de la déformation ne dépend pas de l'écart à la température critique dans le régime local de déformations prédit pour les grands nombres de Bond.

La très faible tension de surface de l'interface entre les phases micellaires démixées nous a permis de mettre en évidence un régime local de déformations pour les grands nombres de Bond, régime dans lequel la hauteur de la déformation est proportionnelle à l'intensité laser incidente I et non plus à la puissance P comme dans le cas des petits nombres de Bond. Les cas $Bo \ll 1$ et $Bo \gg 1$ caractérisés expérimentalement ne sont en fait que des cas limites asymptotiques. Nous allons maintenant montrer que la hauteur de la déformation peut s'exprimer en fonction du seul nombre de Bond Bo sous la forme d'une loi d'échelle universelle.

5.2.3 Loi d'échelle et universalité

Fonction caractéristique

L'équation (5.14) peut être intégrée dans le cas général. Le faisceau laser étant dans le mode gaussien TEM_{00} , le second membre de (5.14) s'écrit:

$$(\rho_1 - \rho_2)gh(r) - \sigma\Delta h(r) = \frac{2n_1}{c} \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right) \frac{2P}{\pi\omega_0^2} \exp\left(\frac{-2r^2}{\omega_0^2}\right) \quad (5.44)$$

Comme dans de nombreux problèmes en symétrie cylindrique, une méthode classique de résolution analytique est d'effectuer une transformée de Fourier-Bessel. Cette transformée est l'analogue de la transformée de Fourier classique, mais elle tient compte de la symétrie cylindrique du problème par l'intermédiaire de la fonction de Bessel d'ordre zéro J_0 . La déformation $h(r)$ est décomposée sur les modes propres $\tilde{h}(k)$ selon:

$$h(r) = \int_0^{+\infty} \tilde{h}(k) J_0(kr) k dk \quad (5.45)$$

Les composantes de Fourier-Bessel du laplacien de $h(r)$ s'écrivent simplement comme:

$$\Delta \tilde{h}(k) = -k^2 \tilde{h}(k) \quad (5.46)$$

Cette transformée est particulièrement adaptée à la résolution des problèmes faisant intervenir des structures gaussiennes de faisceau. En effet, la décomposition de $\exp\left(\frac{-2r^2}{\omega_0^2}\right)$ selon les modes de Fourier-Bessel est aisée et s'écrit [5]:

$$\exp\left(\frac{-2r^2}{\omega_0^2}\right) = \frac{\omega_0^2}{4} \int_0^{+\infty} \exp\left(\frac{-\omega_0^2 k^2}{8}\right) J_0(kr) k dk \quad (5.47)$$

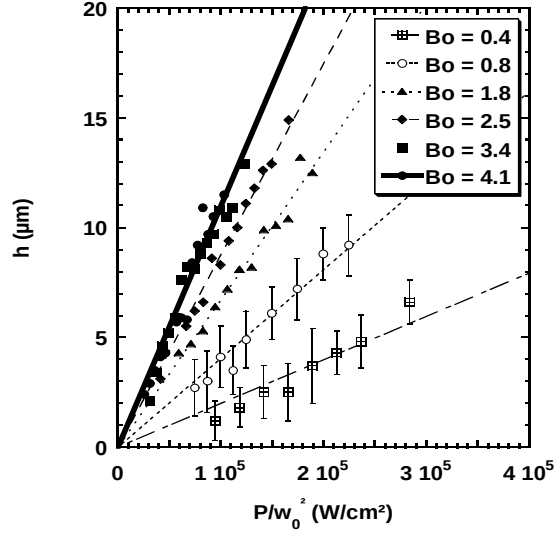


FIG. 5.8 – Variation expérimentale de la hauteur de la déformation dans le régime $Bo \gtrsim 1$. L' écart à la température critique $T - T_C = 1.5K$ ($l_C = 15.8\mu m$) et les rayons de faisceau croissants valent $\omega_0 = 10.6\mu m$ ($\boxplus$), $14.6\mu m$ ($\circ$), $21.2\mu m$ ($\blacktriangle$), $25.3\mu m$ ($\blacklozenge$), $29.3\mu m$ ($\blacksquare$), et $32.1\mu m$ ($\bullet$). Les nombres de Bond correspondants sont donnés en encart. La droite en trait plein illustre la pente limite prédite par l'équation (5.43) et atteinte pour les deux plus grands rayons de faisceau de la série, i.e les deux plus grands nombres $Bo = 3.4$ et 4.1 .

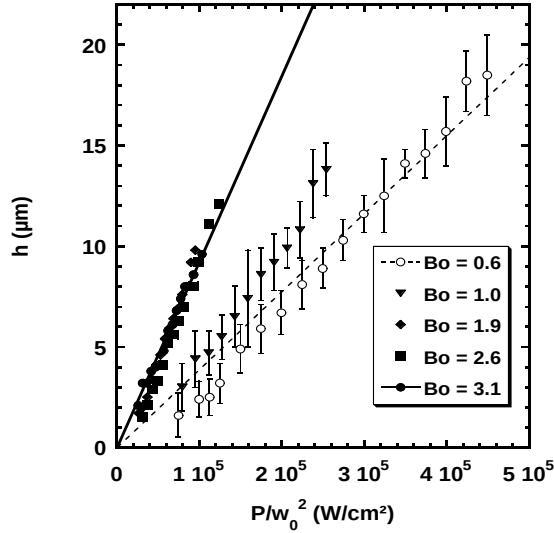


FIG. 5.9 – Variation expérimentale de la hauteur de la déformation dans le régime $Bo \gtrsim 1$. L' écart à la température critique $T - T_C = 2K$ ($l_C = 18.1\mu m$) et les rayons de faisceau croissants valent $\omega_0 = 14.6\mu m$ ($\circ$), $18.3\mu m$ ($\blacktriangledown$), $25.3\mu m$ ($\blacklozenge$), $29.3\mu m$ ($\blacksquare$), et $32.1\mu m$ ($\bullet$). Les nombres de Bond correspondants sont donnés en encart. La pente limite en traits pleins est atteinte pour les trois plus grands rayons de faisceau de la série ($Bo = 1.9, 2.6$ et 3.1).

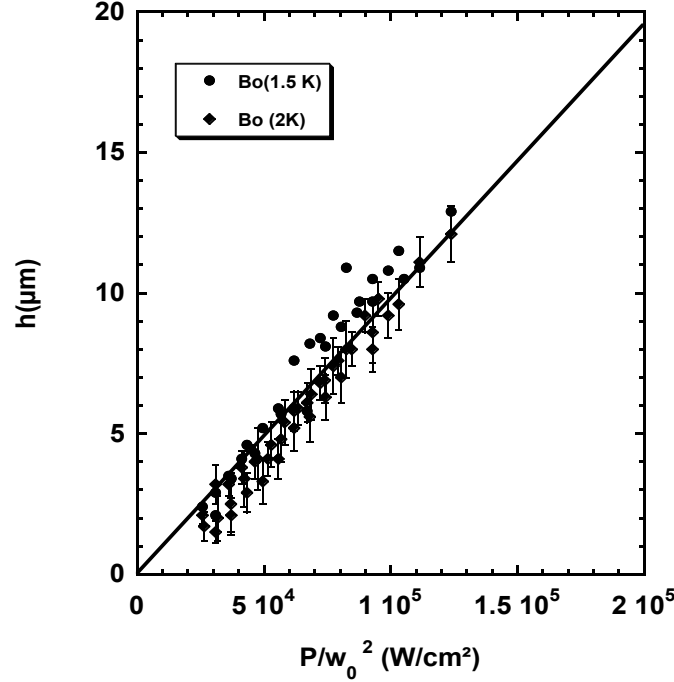


FIG. 5.10 – Superposition des points correspondants au régime asymptotique prédit par l'équation (5.43) pour chacune des températures $T - T_C = 1.5K$ (■) et $T - T_C = 2K$ (●). Les incertitudes expérimentales sont représentées à titre indicatif. La hauteur de la déformation est bien indépendante de l'écart à la température critique, comme l'atteste la régression linéaire (droite en traits pleins) effectuée sur l'ensemble de ces données.

En reportant (5.45), (5.46) et 5.47 dans l'équation (5.44), on trouve que les composantes $\tilde{h}(k)$ valent:

$$[(\rho_1 - \rho_2)g + \sigma k^2]\tilde{h}(k) = \frac{2n_1}{c} \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right) \frac{P}{2\pi} \exp\left(\frac{-\omega_0^2 k^2}{8}\right) \quad (5.48)$$

La hauteur $h(r)$ de la déformation s'écrit donc sous la forme ($\Delta\rho = (\rho_1 - \rho_2)$ désignant la différence de densité entre les deux phases):

$$h(r) = \frac{2n_1}{c} \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right) \frac{P}{2\pi} \int_0^{+\infty} J_0(kr) k dk \frac{\exp\left(\frac{-\omega_0^2 k^2}{8}\right)}{\Delta\rho g + \sigma k^2} \quad (5.49)$$

Cette formule donne le profil général de la déformation induite par la pression de radiation. La hauteur au centre en $r=0$ qui nous intéresse plus particulièrement vaut:

$$h(0) = \frac{2n_1}{c} \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right) \frac{P}{2\pi} \frac{1}{\Delta\rho g} \int_0^{+\infty} k dk \frac{\exp\left(\frac{-\omega_0^2 k^2}{8}\right)}{1 + k^2 l_C^2} \quad (5.50)$$

On a factorisé par $\Delta\rho g$ pour faire apparaître la longueur capillaire l_C dans l'intégrale. Par changement de variables $u = k^2$, celle-ci peut être transformée en une intégrale tabulée:

$$\int_0^{+\infty} k dk \frac{\exp\left(\frac{-\omega_0^2 k^2}{8}\right)}{1 + k^2 l_C^2} = \frac{1}{2l_C^2} \int_0^{+\infty} du \frac{\exp\left(\frac{-u\omega_0^2}{8}\right)}{u + \frac{1}{l_C^2}} \quad (5.51)$$

En effet, l'intégrale au second membre de (5.51) s'exprime en fonction de l'exponentielle intégrale d'ordre 1, E_1 , définie par l'équation (5.29):

$$\int_0^{+\infty} \frac{\exp(-\mu x)}{x + \beta} dx = \exp(\beta\mu) E_1(\beta\mu) \quad (5.52)$$

La déformation sur l'axe $h(0)$ s'exprime donc comme:

$$h(0) = \frac{2n_1}{c} \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right) \frac{P}{2\pi \Delta \rho g} \frac{1}{2l_C^2} \exp\left(\frac{\omega_0^2}{8l_C^2}\right) E_1\left(\frac{\omega_0^2}{8l_C^2}\right) \quad (5.53)$$

Soit en fonction de l'intensité $I = \frac{2P}{\pi\omega_0^2}$:

$$h(0) = \frac{2n_1}{c} \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right) \frac{I}{\Delta \rho g} \frac{\omega_0^2}{8l_C^2} \exp\left(\frac{\omega_0^2}{8l_C^2}\right) E_1\left(\frac{\omega_0^2}{8l_C^2}\right) \quad (5.54)$$

On voit donc que le nombre de Bond $Bo = (\frac{\omega_0}{l_C})^2$ apparaît naturellement dans l'expression analytique de la hauteur de la déformation en $r=0$. Celle-ci s'écrit simplement sous la forme du produit d'une hauteur caractéristique par une fonction $F(Bo)$ du seul nombre de Bond Bo :

$$h(r=0) = h(Bo \gg 1) * F(Bo) \quad (5.55)$$

avec

$$F(Bo) = \frac{Bo}{8} \exp\left(\frac{Bo}{8}\right) E_1\left(\frac{Bo}{8}\right) \quad (5.56)$$

et

$$h(Bo \gg 1) = \frac{2n_1}{c} \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right) \frac{I(0)}{\Delta \rho g} \quad (5.57)$$

Le préfacteur devant la fonction universelle $F(Bo)$ n'est autre que la hauteur sur l'axe de la déformation dans le régime à grand nombre de Bond (Eq. (5.42)), notée pour cette raison $h(Bo \gg 1)$. Dans le cas général, la hauteur de la déformation s'écrit donc sous une forme compacte particulièrement simple. $h(Bo \gg 1)$ est la hauteur qu'aurait la déformation si les effets de tension de surface étaient négligeables. Son expression incorpore donc toutes les informations caractérisant la déformation dans ce cas: différences d'indice optique et de densité entre les deux liquides en présence, intensité de l'onde laser incidente. $F(Bo)$ est un facteur correctif prenant en compte les effets comparés de la tension de surface et de la gravité. En particulier, on peut retrouver les régimes asymptotiques décrits précédemment en effectuant un développement limité de $F(Bo)$ dans les deux cas limites.

Régime $Bo \gg 1$

Le développement est particulièrement simple puisque $F(Bo)$ tend vers 1 pour les grands nombres de Bond [5]. L'équation (5.55) est bien alors équivalente à l'expression de la hauteur de la déformation dans le régime asymptotique $Bo \gg 1$ (Eq. (5.42)).

Régime $Bo \ll 1$

Dans les autres cas, $F(Bo) < 1$, ce qui traduit bien le fait que la tension de surface s'oppose à la déformation de l'interface. Quand la tension de surface prédomine pour

$Bo \ll 1$, on peut développer $F(Bo)$ à l'ordre 1 en Bo , compte tenu du développement de l'exponentielle intégrale E_1 donné à l'équation (5.33):

$$F(Bo) = -\frac{Bo}{8} \ln\left(\gamma \frac{Bo}{8}\right) + O(Bo) \quad (5.58)$$

Ainsi:

$$h(0, Bo \ll 1) = \frac{2n_1}{c} \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right) \frac{P}{4\pi\sigma} \ln\left(\frac{8}{\gamma Bo}\right) \quad (5.59)$$

En identifiant cette équation avec l'expression (5.34) obtenue au paragraphe (5.2.1) par intégration directe, on trouve bien comme annoncé que la longueur de coupure a_{CL} adéquate vaut:

$$a_{CL} = \frac{2l_C}{\gamma} \quad (5.60)$$

Nous allons maintenant montrer que le caractère critique de l'interface nous a permis de valider expérimentalement la loi d'échelle (5.55) en faisant varier continûment le nombre de Bond Bo caractéristique sur près de trois ordres de grandeur.

Courbe universelle

La courbe de la figure (5.11) présente l'ensemble des mesures de hauteur de déformations effectuées. Nous avons porté en ordonnées la hauteur adimensionnée $H(Bo) = \frac{h(0)}{h(Bo \gg 1)}$ en fonction du nombre de Bond caractéristique de l'expérience. Les incertitudes expérimentales reportées correspondent aux incertitudes concernant les paramètres du faisceau incident (rayon et puissance), aux incertitudes de mesures sur la hauteur de la déformation et à l'incertitude sur la valeur de la tension de surface de l'interface. L'incertitude expérimentale est maximale pour les mesures effectuées au voisinage du point critique (grandes valeurs du nombre de Bond), comme expliqué au paragraphe (5.2.2). La courbe en trait plein représente la fonction caractéristique $F(Bo)$ définie par l'équation (5.56) et on peut constater le bon accord entre la théorie et les expériences réalisées. La figure (5.12) correspond au même graphe que la figure (5.11) mais en échelles logarithmiques cette fois-ci. Elle souligne le fait que nos expériences balayent continûment près de trois ordres de grandeur en nombre de Bond Bo et deux ordres de grandeur pour la hauteur adimensionnée $H(Bo)$. La loi d'échelle prédite par l'équation (5.55) a donc été vérifiée sur une large gamme de paramètres. Son caractère universel est aussi attesté par le point de mesure issu de la référence [6] reporté sur la figure (5.12). Sakai et al. ont en effet mesuré indirectement à température ambiante une déformation induite par un laser Argon ionisé (rayon au col et de puissance $P=300$ mW) à l'interface eau-air. Cette mesure, correspondant à un nombre de Bond $Bo = 2.8 \cdot 10^{-3}$, se trouve être en parfait accord avec nos mesures et la loi d'échelle prédite par l'équation (5.55).

Ainsi la courbe de la figure (5.12) peut être vue comme une abaque. Connaissant les propriétés des fluides de part et d'autre de l'interface et la tension de surface, la hauteur de la déformation induite par la pression de radiation peut être prédite suivant les paramètres de l'excitation laser (rayon ω_0 , intensité I). Inversement toute mesure (directe ou indirecte) de la hauteur constitue bien une mesure sans contact de la tension de surface, ce qui valide l'utilisation des déformations induites par laser comme outil de caractérisation d'interfaces. Le procédé est extensible aux milieux viscoélastiques (cellules biologiques), comme dit dans le chapitre introductif. Le caractère critique de l'interface entre nos deux

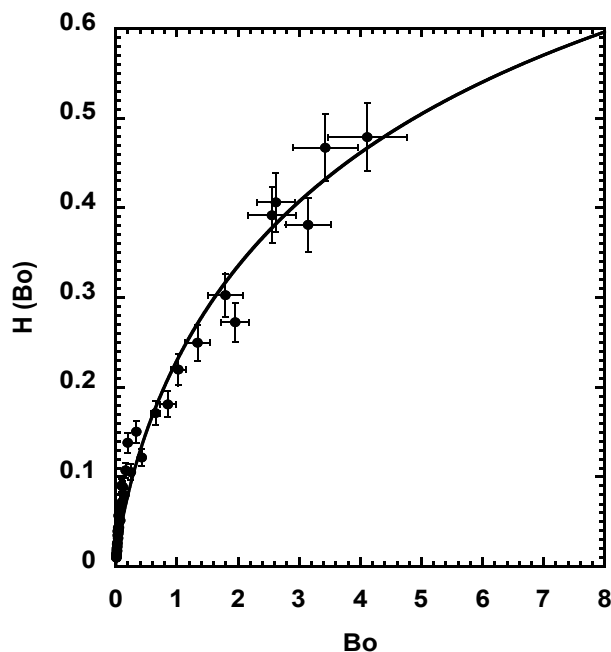


FIG. 5.11 – Variation de la hauteur adimensionnée $H(Bo)$ en fonction du nombre de Bond Bo . La courbe pleine représente la fonction $F(Bo)$ définie à l'équation (5.56).

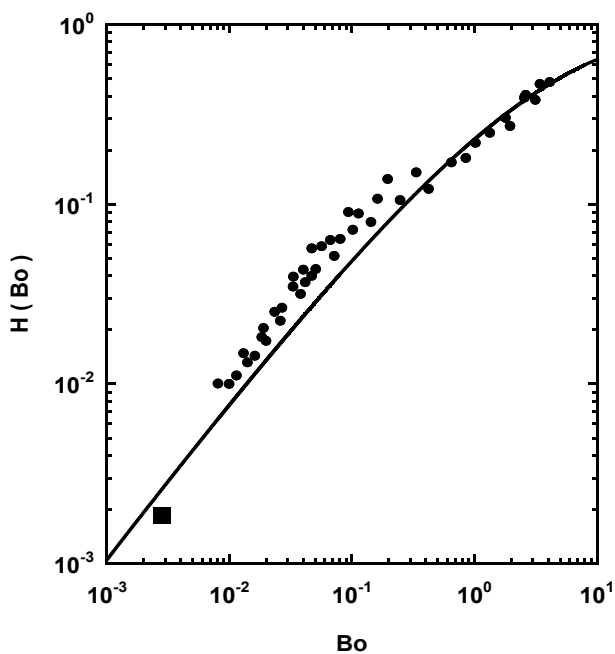


FIG. 5.12 – Même graphe que la figure précédente mais en échelles logarithmiques. Le carré (■) correspond à une mesure donnée dans la référence [6] pour l'interface eau-air.

phases micellaires nous a donc permis de caractériser les déformations d'interface induites par laser sur une très large gamme de variation. Le principe d'universalité des phénomènes critiques rend nos résultats applicables pour tous les systèmes de la classe ($d=3, n=1$) du modèle d'Ising, à laquelle appartiennent en particulier tous les fluides isotropes. Nos expériences constituent donc un nouvel exemple de l'utilité de combiner phénomènes critiques et hydrodynamique pour explorer de plus larges portions de l'espace des phases d'un phénomène [7, 8, 9, 10, 11]. En particulier dans notre cas, le régime local de déformations à grand nombre de Bond a ainsi pu être mis en évidence pour la première fois.

5.2.4 Profils des déformations

L'équation (5.49) donne le profil général de la déformation de l'interface sous l'effet de la pression de radiation. On peut la réécrire sous la forme (avec $n_1 \simeq n_2$):

$$h(r) = \left(\frac{n_1 - n_2}{\rho_1 - \rho_2} \right) \frac{P}{2\pi c g} \int_0^{+\infty} J_0(kr) \frac{\exp\left(\frac{-\omega_0^2 k^2}{8}\right)}{1 + k^2 l_C^2} k dk \quad (5.61)$$

Dans cette formule, tous les paramètres sont déterminés et connus avec précision, hormis le préfacteur. Nous avons en effet insisté au chapitre précédent sur les hypothèses discutables que nous avons prises pour évaluer la différence d'indice entre les deux phases. Par l'intermédiaire de la relation de Clausius-Mossotti, nous avons estimé:

$$\left(\frac{n_1 - n_2}{\rho_1 - \rho_2} \right) \simeq \left(\frac{\partial n}{\partial \rho} \right)_{T, CM} = -6.1 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \quad (5.62)$$

Il se trouve que l'ensemble de nos mesures nous permet de déterminer ce seul paramètre "libre" plus précisément. En effet, la hauteur adimensionnée $H(\text{Bo}) = \frac{h(0)}{h(\text{Bo} \gg 1)}$ étant représentée par la fonction $F(\text{Bo})$ définie précédemment en (5.56), une régression par la méthode des moindres carrés sur l'ensemble de nos données expérimentales nous donne la valeur de $\left(\frac{\partial n}{\partial \rho} \right)_T$ cohérente avec nos mesures. On trouve ainsi:

$$\left(\frac{\partial n}{\partial \rho} \right)_{T, exp} = -1.2 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \quad (5.63)$$

On s'aperçoit donc que la formule de Clausius-Mossotti donnait un ordre de grandeur correct de cette constante, mais que sa valeur réelle est tout de même cinq fois plus faible que celle que nous avons estimé a priori.

Le préfacteur apparaissant dans l'équation (5.61) étant maintenant connu, nous pouvons vérifier que les profils expérimentaux de déformations sont bien décrits par cette formule théorique. Nous avons donc repris les profils présentés sur les figures (5.1) et (5.2) et nous leur avons superposé les profils théoriques obtenus après intégration numérique de (5.61). On constate sur les figures (5.13) et (5.14) le bon accord entre la théorie et l'expérience.

Cette simulation de profils clôt la partie consacrée à la modélisation des déformations d'interface. Pour des raisons chronologiques et "historiques", l'ensemble de ces résultats a été obtenu avec un faisceau laser interceptant l'interface de bas à haut. Il nous reste à vérifier, qu'au stade linéaire, les déformations d'interface induites par la pression de radiation sont bien indépendantes du sens de propagation du faisceau laser.

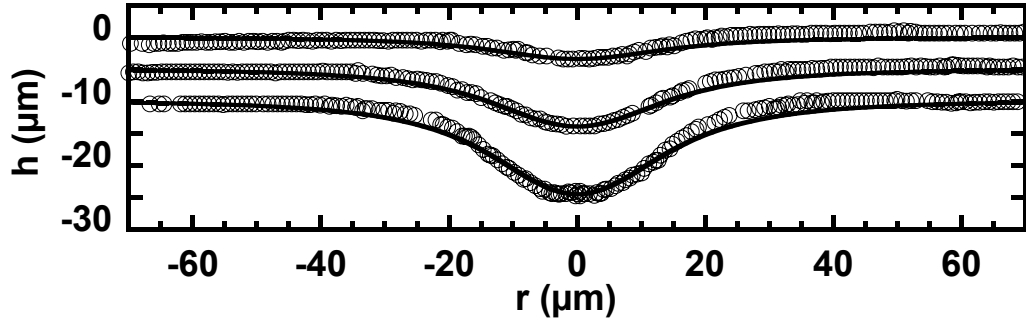


FIG. 5.13 – Profils expérimentaux de déformations ($\circ$) extraits après traitement d'images pour un écart à la température critique $T - T_C = 2K$ et un rayon de faisceau $\omega_0 = 14.6\mu m$. La puissance laser vaut successivement $P = 270, 540$ et 810 mW. Les profils théoriques calculés avec la formule (5.61) sont représentés en trait plein.

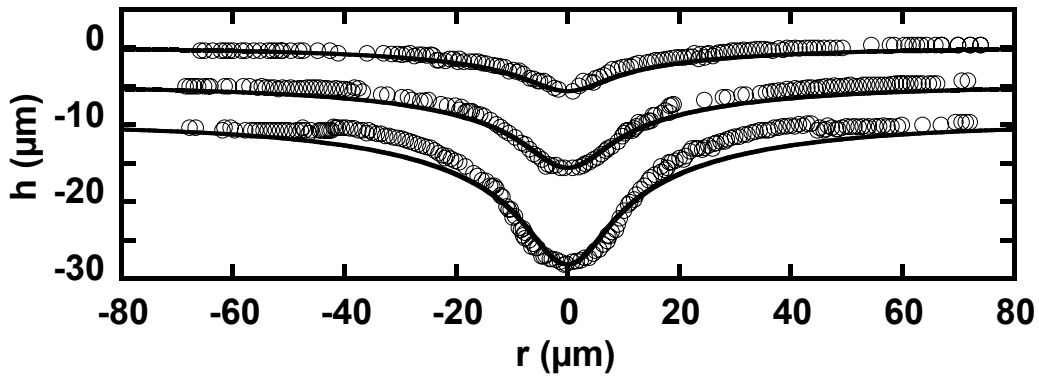


FIG. 5.14 – Profils expérimentaux de déformations ($\circ$) observés à $T - T_C = 8K$ pour rayon de faisceau $\omega_0 = 7.5\mu m$. $P = 300, 600$ et 900 mW. Les profils théoriques calculés avec la formule (5.61) sont représentés en trait plein.

5.3 Indépendance des déformations linéaires vis à vis du sens de propagation du faisceau laser

5.3.1 Résultats expérimentaux

Nous avons expliqué, au paragraphe (2.4.2), que le sens des déformations de l'interface sous l'effet de la pression de radiation était indépendant du sens de propagation du faisceau. En effet, dans l'écriture de la condition de saut du tenseur des contraintes électromagnétiques à l'interface entre les deux diélectriques n'interviennent que les grandeurs scalaires que sont la norme du champ $|E|^2$ et la différence des permittivités diélectriques $(\epsilon_1 - \epsilon_2)$. L'équation (5.9) est donc valide, quel que soit le sens du faisceau:

$$(\rho_1 - \rho_2)gh = +\sigma\kappa + (\epsilon_1 - \epsilon_2)\frac{|E|^2}{2} \quad (5.64)$$

Par contre, pour calculer le champ à l'interface entre les deux diélectriques, il faut tenir compte du fait que le faisceau se propage du milieu 2 vers le milieu 1, de sorte que la condition de passage sur la norme du vecteur de Poynting (5.10) s'écrit maintenant:

$$|\Pi_1| = \epsilon_0 n_1 c E^2 = T I(r) \quad (5.65)$$

On aura donc en définitive:

$$(\rho_1 - \rho_2)gh(r) - \sigma\Delta h(r) = \frac{2n_2}{c} \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right) I(r) \quad (5.66)$$

Cette équation est identique à l'équation (5.44), à un facteur $\frac{n_1}{n_2}$ près pour le second membre. Les déformations doivent donc toujours être dirigées vers le milieu le moins réfringent, soit la phase inférieure Φ_1 dans notre cas. Leur profil est de même régi par:

$$h(r) = \frac{2n_2}{c} \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right) \frac{P}{2\pi} \int_0^{+\infty} J_0(kr) k dk \frac{\exp\left(\frac{-\omega_0^2 k^2}{8}\right)}{\Delta\rho g + \sigma k^2} \quad (5.67)$$

équation générale de la déformation identique, au facteur $\frac{n_1}{n_2}$ près, à l'équation (5.49).

Nous avons donc voulu vérifier expérimentalement l'indépendance des déformations linéaires par rapport au sens de propagation. Pour ce faire, nous avons inversé le sens de propagation du faisceau en modifiant sa polarisation initiale à la sortie de la source laser. En effet, en jouant sur la polarisation, un cube séparateur nous permet de travailler soit sur la voie basse, soit sur la voie haute du montage expérimental (Fig. (4.8)). Les gammes de rayons de faisceau accessibles sont similaires sur les deux voies. Nous avons donc effectué une série d'expériences avec un faisceau laser incident par le haut, pour différents écarts à la température critique $T - T_C$ compris entre 3 et 18 K. Des exemples de déformations observées pour les deux températures extrêmes sont présentées sur les figures (5.15) et (5.16), pour des faisceaux de rayons au col respectivement égaux à $\omega_0 = 7.4\mu m$ et $\omega_0 = 4.3\mu m$. On constate que les déformations sont effectivement toujours bien dirigées vers la phase Φ_1 la moins réfringente. De plus, les profils des déformations sont similaires à ceux précédemment observés pour l'autre sens de propagation. Après traitement numérique des images, on peut d'ailleurs comparer les profils extraits aux profils théoriques calculés à partir de l'équation (5.67). Nous l'avons fait pour les images des figures (5.15) et (5.16)

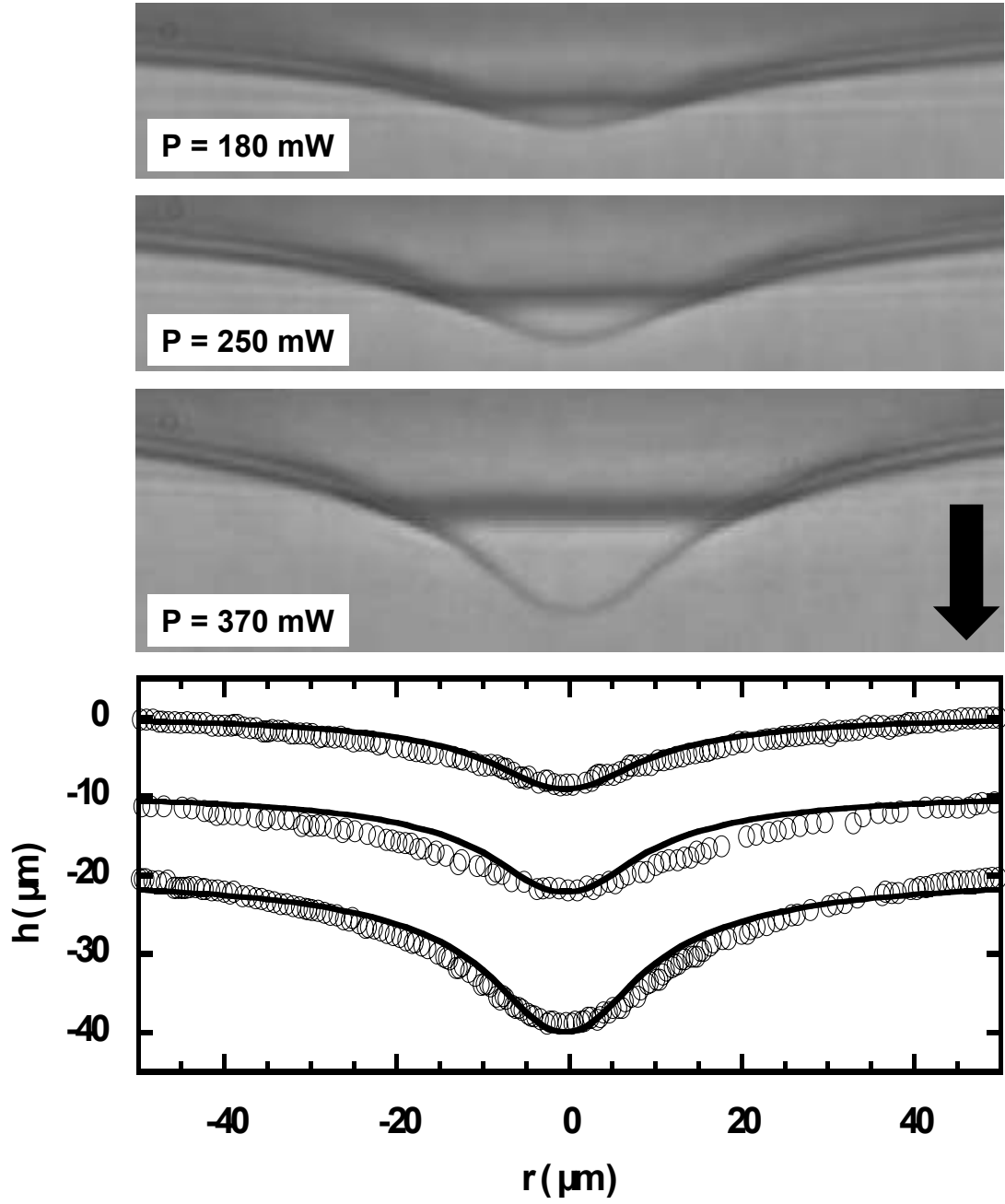


FIG. 5.15 – Déformations d'interface observées pour un écart à la température critique $T - T_C = 3\text{K}$ et un faisceau laser incident par le haut (sens de propagation indiqué par la flèche pleine), de rayon au col $\omega_0 = 7.4\mu\text{m}$. Les puissances laser correspondantes P sont indiquées sur la figure. Les profils de déformations extraits après traitement des images sont représentés sur le graphe ($\circ$), de même qu'en trait plein les profils théoriques calculés à partir de l'équation (5.67).

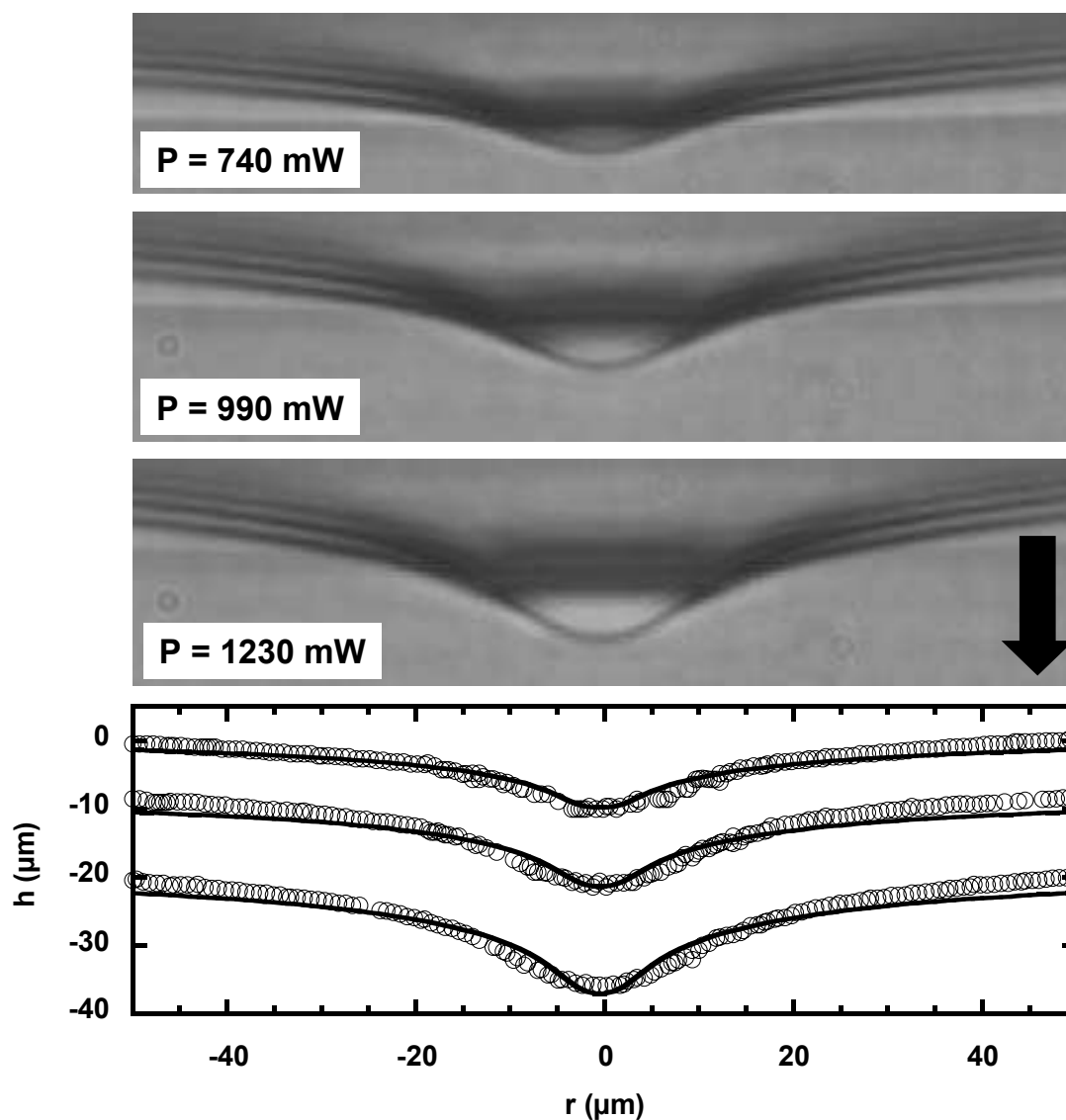


FIG. 5.16 – Déformations d'interface observées pour un écart à la température critique $T - T_C = 18K$ et un faisceau laser incident par le haut de rayon au col $\omega_0 = 4.3\mu m$. Les puissances laser P sont indiquées sur la figure. Les profils de déformations extraits après traitement des images sont représentés sur le graphe, ($\circ$), et comparés aux profils théoriques (en trait plein) calculés à partir de l'équation (5.67).

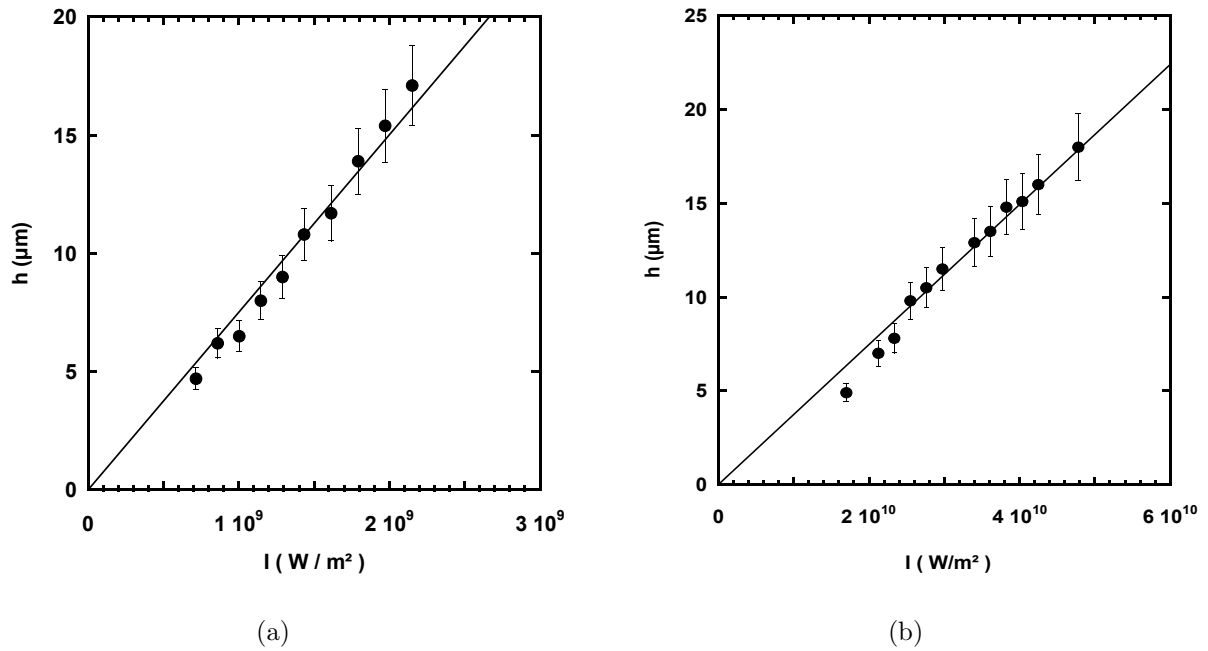


FIG. 5.17 – (a) Variation expérimentale de la hauteur de la déformation sur l'axe en fonction de l'intensité laser incidente pour la série correspondant aux images de la figure (5.15), i.e pour un écart à la température critique $T - T_C = 3K$ et un rayon de faisceau $\omega_0 = 7.4\mu m$. (b) Idem pour les images de la figure (5.16), pour lesquelles $T - T_C = 18K$ et $\omega_0 = 4.3\mu m$. Dans les deux cas, les droites en trait plein représentent les ajustements linéaires des données.

et les résultats sont présentés sur les graphes attenants aux figures. Dans les deux cas, on constate une nouvelle fois un bon accord entre les profils expérimentaux et les profils prévus par la théorie.

Pour caractériser les déformations, nous mesurons toujours la hauteur de la déformation sur l'axe en $r = 0$. Cependant, comme les deux régimes limites aux petits et aux grands nombres de Bond optique Bo ont déjà été mis en évidence, nous nous contenterons de reporter la hauteur $h(r=0)$ des déformations directement en fonction de l'intensité laser incidente $I = I(r = 0) = \frac{2P}{\pi\omega_0^2} \exp\left(\frac{-2r^2}{\omega_0^2}\right)$. Nous n'avons en effet pas cherché à travailler dans les deux régimes limites, en particulier dans le régime $Bo \geq 1$ pour lequel l'expérimentation est la plus délicate. Des courbes expérimentales de variation de la hauteur de la déformation en fonction de l'intensité laser I sont présentées sur la figure (5.17). Elles correspondent à l'ensemble des déformations mesurées dans les conditions expérimentales des images des figures (5.15) et (5.16). La variation de la hauteur est bien linéaire en fonction de l'intensité I , comme l'attestent les régressions effectuées sur l'ensemble des données (droites en trait plein). A partir de la pente des droites ainsi obtenues, nous pouvons ensuite calculer la hauteur adimensionnée $H(Bo)$ de la déformation pour le nombre de Bond optique $Bo = \left(\frac{\omega_0}{l_C}\right)^2$ caractéristique de l'expérience, afin de déterminer si la fonction universelle $F(Bo)$ prédit bien la hauteur des déformations pour ce sens de propagation.

5.3.2 Courbe universelle pour les deux sens de propagation

Les déformations étant décrites par une équation identique pour les deux sens de propagation, la hauteur sur l'axe $h(r=0)$ s'écrit toujours sous la forme:

$$h(r=0) = h(Bo \gg 1) * F(Bo) \quad (5.68)$$

où $F(Bo)$ est définie par l'équation (5.56). Le préfacteur vaut simplement dans le cas présent:

$$h(Bo \gg 1) = \frac{2n_2}{c} \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right) \frac{I(0)}{\Delta \rho g} \quad (5.69)$$

La hauteur adimensionnée de la déformation, $H(Bo) = \frac{h(0)}{h(Bo \gg 1)}$, doit donc toujours satisfaire à la loi d'échelle prévue par la fonction $F(Bo)$. Nous avons donc repris la courbe représentant la variation de $H(Bo)$ en fonction du nombre de Bond Bo , que nous avons obtenue pour un faisceau se propageant de bas à haut (Fig. (5.12)). Nous avons ajouté aux points expérimentaux précédents l'ensemble des mesures effectuées pour un faisceau incident par le haut, de la phase Φ_2 vers la phase Φ_1 . Pour plus de lisibilité, les résultats sont présentés en échelles logarithmiques sur la figure (5.18). On constate sur celle-ci que les nouveaux points expérimentaux ($\bullet$) se superposent exactement aux anciens ($\circ$). La loi d'échelle prédite par l'équation (5.55) est donc bien valable quel que soit le sens de propagation du faisceau par rapport à l'interface. Les mesures sont en effet en accord avec le comportement prédit par la fonction $F(Bo)$, représentée en trait plein sur la figure (5.18).

Le sens des déformations engendrées par la pression de radiation est donc bien indépendant du sens de propagation du faisceau laser. Par contre, pour une excitation laser identique, la hauteur des déformations n'est pas la même. Dans le cas général, les hauteurs diffèrent d'un rapport $\frac{n_1}{n_2}$ à cause des conditions de réfraction différentes à l'interface. Toutefois, la hauteur adimensionnée $H(Bo)$ incorporant ces facteurs, la loi d'échelle universelle reste valide. Nous avons pu le vérifier quantitativement. On gardera cependant bien à l'esprit que ce comportement similaire des déformations pour les deux sens de propagation n'est valable que pour des excitations laser modérées. Pour des intensités laser plus importantes, nous verrons en effet au chapitre 6, qu'une brisure de symétrie est induite pour les déformations, suivant que le faisceau passe d'un milieu plus réfringent à un milieu moins réfringent, ou inversement. Ces effets étant non-linéaires, ils sortent du cadre du modèle linéaire des déformations établi dans la première partie de ce chapitre et leur étude est reporté au chapitre suivant. Concernant les déformations linéaires de l'interface, maintenant bien caractérisées d'un point de vue statique, il nous reste à déterminer leur dynamique de croissance.

5.4 Etude de la dynamique des déformations. Temps caractéristique de croissance

5.4.1 Principe du calcul temporel pour une interface liquide-air

Le calcul du profil des déformations linéaires stationnaires de l'interface entre les deux phases Φ_1 et Φ_2 s'est avéré être relativement simple. Le caractère stationnaire de la déformation nous évitait en particulier de prendre en compte la contribution des contraintes

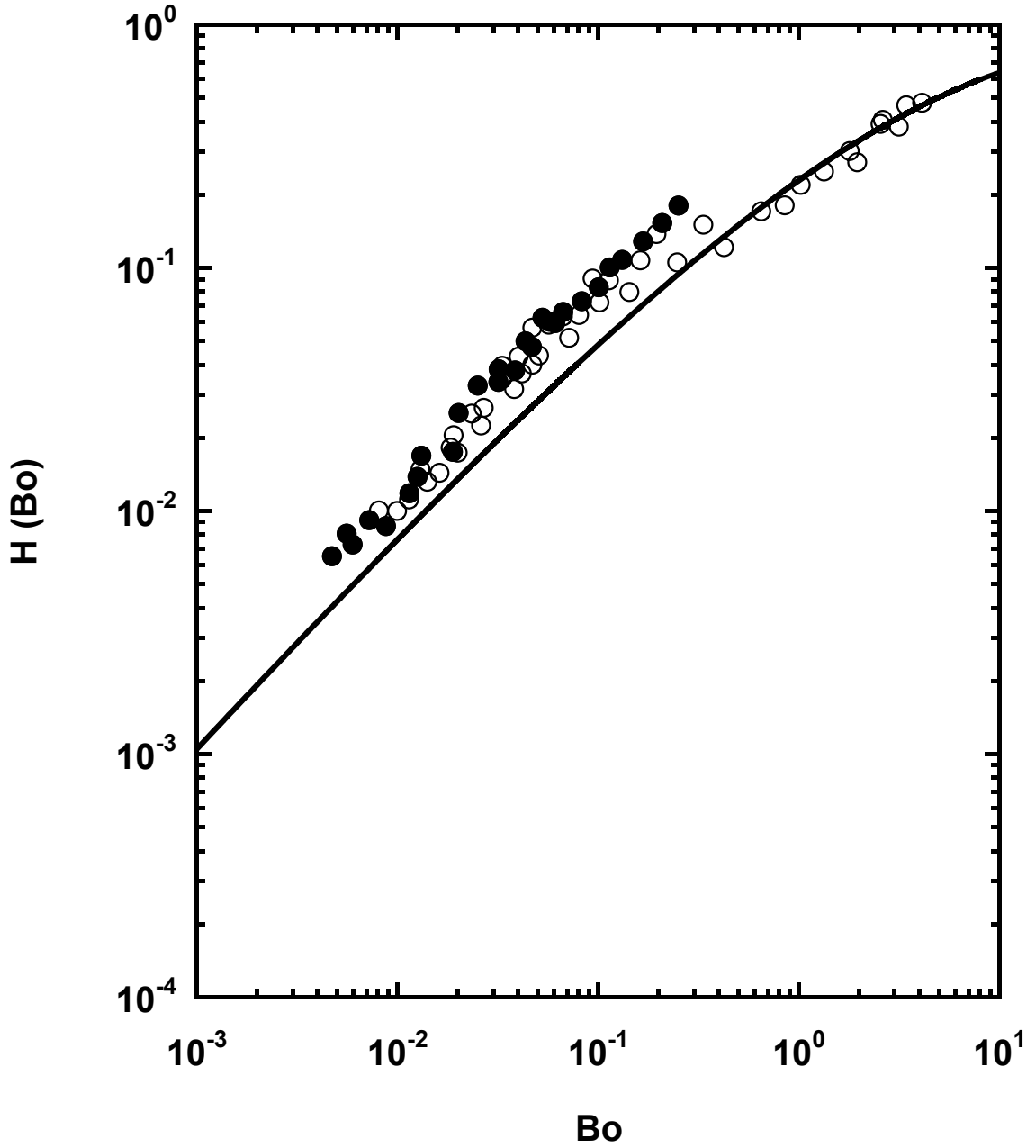


FIG. 5.18 – Hauteur adimensionnée des déformations $H(Bo)$ en fonction du nombre de Bond Bo (échelles logarithmiques), pour les deux sens de propagation du faisceau. Les cercles ($\circ$) représentent les mesures effectuées pour un faisceau se propageant de bas en haut, de la phase Φ_1 la moins réfringente vers la phase Φ_2 la plus réfringente. Les ronds pleins ($\bullet$) correspondent au sens inverse de propagation. L'ensemble des mesures est en accord avec la loi d'échelle (courbe en trait plein) prévue par la fonction $F(Bo)$ définie à l'équation (5.56).

visqueuses dans la condition à la surface libre (3.48). Il n'en va pas de même pour le calcul de la dynamique temporelle de l'interface, qui s'avère être un peu plus technique. Le but de ce paragraphe est de dégager la physique essentielle de la modélisation, en présentant succinctement le principe du calcul dans le cas d'une interface entre un liquide et de l'air. Ayant ainsi mis en évidence les principales grandeurs caractéristiques dans le cas d'un modèle à un fluide, nous serons ensuite à même de modéliser la dynamique des déformations dans le cas de l'interface séparant deux fluides. Le calcul qui suit reprend les étapes de celui effectué par Ostrovskaya [12], tout en explicitant les hypothèses physiques essentielles.

Système d'équations

Un fluide visqueux incompressible de vecteur vitesse $\vec{v} = (v_r(r,z,t), v_z(r,z,t))$, dont la surface libre est à l'air en $z=0$, répond à l'équation de Navier-Stokes linéarisée (terme d'advection $(\vec{v} \cdot \vec{\nabla})\vec{v}$ négligé pour des écoulements à faible nombre de Reynolds Re) et à la condition d'incompressibilité. Celles-ci s'écrivent en coordonnées cylindriques:

$$\begin{cases} \frac{\partial v_r}{\partial t} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} - \frac{\eta}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial v_r}{\partial z} - \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) = 0 \\ \frac{\partial v_z}{\partial t} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\eta}{\rho} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(\frac{\partial v_r}{\partial z} - \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) \right] = 0 \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_r) + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0 \end{cases} \quad (5.70)$$

La hauteur de la déformation $h(r,t)$ s'exprime simplement comme l'intégrale temporelle de la vitesse verticale $v_z(r, z=0, t)$ (on prend comme condition initiale sur la hauteur $h(r, t=0)=0$):

$$h(r,t) = \int_0^t v_z(r, z=0, t) dt \quad (5.71)$$

On est donc amené à résoudre un système de quatre équations différentielles couplées du premier ordre à quatre inconnues: les deux composantes de la vitesse $v_r(r,z,t)$ et $v_z(r,z,t)$, la pression p et la hauteur $h(r,t)$. Il nous faut donc quatre relations supplémentaires. Les conditions initiales du système en donnent trois:

$$\begin{cases} v_r(r, z, t=0) = v_z(r, z, t=0) = 0 \\ \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0 \quad \text{à } t=0 \\ p = p_0 + \rho g h \end{cases} \quad (5.72)$$

où p_0 est une constante qui sera prise nulle par la suite. La dernière relation nécessaire est fournie par la condition limite sur le tenseur des contraintes à la surface libre. La composante due aux contraintes visqueuses doit être prise en compte et la relation (3.46) donne:

$$\rho g h(r,t) - 2\eta \frac{\partial v_z}{\partial z} = +\sigma \Delta_r h(r,t) + p_{rad} \quad (5.73)$$

La courbure de l'interface a été exprimée dans l'approximation des faibles déformations par la relation (5.13) et p_{rad} est le terme de pression de radiation (5.15) traduisant le saut du tenseur des contraintes électromagnétiques à l'interface.

Résolution formelle par transformations de Laplace et de Fourier-Bessel

Le système d'équations précédent peut être résolu en effectuant des transformées de Laplace et de Fourier-Bessel pour les différentes inconnues. Les composantes après transformations s'écrivent, par exemple pour la vitesse verticale $v_z(r, z, t)$:

$$V_z(k, z, s) = \int_0^{+\infty} e^{-st} \int_0^{+\infty} r J_0(kr) v_z(r, z, t) dr dt \quad (5.74)$$

Les distributions spatiale et temporelle de la pression de radiation doivent être également modélisées. On écrira le terme de pression de radiation p_{rad} sous la forme:

$$p_{rad}(r, t) = B f_1(r) f_2(t) \quad (5.75)$$

Le préfacteur B vaut classiquement:

$$B = \frac{2n_1}{c} \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right) \frac{2P}{\pi \omega_0^2} \quad (5.76)$$

lorsque l'onde est incidente sur l'interface depuis le milieu 1. La distribution spatiale d'intensité s'écrit pour un faisceau gaussien dans le mode TEM_{00} :

$$f_1(r) = \exp \left(\frac{-2r^2}{\omega_0^2} \right) \quad (5.77)$$

La dépendance temporelle dépend de la nature de l'illumination laser, pulsée ou stationnaire. On comprend dès lors qu'une des difficultés rencontrées dans l'interprétation des expériences d'Ashkin était la modélisation du pulse laser incident. Dans notre cas, la fonction $f_2(t)$ correspond simplement à une fonction de Heaviside, puisque l'illumination est constante pour $t \geq 0$. On note $F(s)$ la transformée de Laplace de $f_2(t)$:

$$F(s) = \int_0^{+\infty} e^{-st} f_2(t) dt \quad (5.78)$$

La transformée de Fourier-Bessel de $f_1(r)$ se calcule directement pour un faisceau gaussien (5.77), compte-tenu de la relation (5.47):

$$R(k) = \int_0^{+\infty} r J_0(kr) f_1(r) dr = \frac{\omega_0^2}{4} \exp \left(\frac{-k^2 \omega_0^2}{8} \right) \quad (5.79)$$

Avec les notations introduites, les transformations de Laplace et de Fourier-Bessel donnent comme terme correspondant au terme de pression de radiation (5.75):

$$Q_{rad}(k, s) = B R(k) F(s) \quad (5.80)$$

La résolution complète du système d'équations fournit les composantes spatiale et temporelle de la vitesse $V_z(k, z = 0, s)$, qui s'écrit sous la forme [12]:

$$V_z(k, z = 0, s) = \frac{\rho}{\eta^2 k^3} \frac{Q_{rad}(k, s) s}{(A(k, s)^2 + 1)^2 - 4A(k, s) + \Delta(k)} \quad (5.81)$$

$A(k,s)$ et $\Delta(k)$ sont des constantes valant respectivement:

$$\begin{cases} A(k,s)^2 = 1 + \frac{\rho s}{\eta k^2} \\ \Delta(k) = \frac{\rho}{\eta^2 k^3} (\rho g + \sigma k^2) \end{cases} \quad (5.82)$$

Pour trouver la vitesse verticale $v_z(r, z=0, t)$ qui nous intéresse plus particulièrement pour le calcul de la hauteur (cf Eq. (5.50)), il suffit de calculer les transformées de Laplace et Fourier-Bessel inverses de $V_z(k, z=0, s)$:

$$v_z(r, z=0, t) = \int_0^{+\infty} k J_0(kr) dk \int_0^{+\infty} e^{ts} V_z(k, z=0, s) ds \quad (5.83)$$

Soit, compte-tenu des relations (5.79), (5.80) et (5.81):

$$v_z(r, z=0, t) = \frac{B\omega_0^2}{4} \frac{\rho}{\eta^2} \int_0^{+\infty} dk J_0(kr) \frac{\exp(\frac{-k^2 \omega_0^2}{8})}{k^2} \int_0^{+\infty} \frac{s F(s) e^{ts} ds}{(A(k,s)^2 + 1)^2 - 4A(k,s) + \Delta(k)} \quad (5.84)$$

La difficulté principale réside dans le calcul de la transformée de Laplace inverse:

$$\varphi(k, t) = \int_0^{+\infty} \frac{s F(s) e^{ts} ds}{(A(k,s)^2 + 1)^2 - 4A(k,s) + \Delta(k)} \quad (5.85)$$

Nous allons maintenant voir que ce calcul correspond exactement au calcul classique de la résolution de l'équation de dispersion des ondes gravito-capillaires à l'interface d'un liquide visqueux.

Calcul de la transformée de Laplace inverse et équation de dispersion des ondes gravito-capillaires

L'expression de la variable s au dénominateur de (5.85) doit être factorisée si l'on veut calculer la transformée de Laplace inverse $\varphi(k, t)$. On est donc amené à trouver les racines de l'expression:

$$\left(2 + \frac{\rho s}{\eta k^2}\right)^2 + \frac{\rho}{\eta^2 k^3} (\rho g + \sigma k^2) = 4 \sqrt{1 + \frac{\rho s}{\eta k^2}} \quad (5.86)$$

Ou plutôt après multiplication de chaque membre par un facteur $\frac{\eta^2 k^4}{\rho^4}$:

$$\left(s + \frac{2\eta k^2}{\rho}\right)^2 + \left(gk + \frac{\sigma k^3}{\rho}\right) = 4 \frac{\eta^2 k^4}{\rho^4} \sqrt{1 + \frac{\rho s}{\eta k^2}} \quad (5.87)$$

La résolution analytique de cette équation est difficilement envisageable dans le cas général. Cependant un lecteur familier avec la propagation d'ondes à la surface d'un liquide aura reconnu en (5.87) l'équation classique de dispersion des ondes gravito-capillaires à la surface d'un liquide visqueux de viscosité dynamique η . En effet, on reconnaît la fréquence des ondes gravito-capillaires $\Omega_0(k)$ à la surface d'un liquide non-visqueux:

$$\Omega_0(k)^2 = gk + \frac{\sigma k^3}{\rho} \quad (5.88)$$

De sorte que l'équation (5.87) s'écrit:

$$\left(s + \frac{2\eta k^2}{\rho}\right)^2 + \Omega_0(k)^2 = 4\frac{\eta^2 k^4}{\rho^4} \sqrt{1 + \frac{\rho s}{\eta k^2}} \quad (5.89)$$

Les racines recherchées ne sont rien d'autre que les fréquences caractéristiques des ondes gravito-capillaires dans le cas d'un liquide visqueux. L'équation (5.89) est complètement identique à l'équation (117.31) du Levich [13]. En particulier, dans le cas de liquide faiblement visqueux, la fréquence caractéristique $\Omega_0(k)$ n'est que peu modifiée par un terme d'amortissement visqueux. Les racines complexes caractéristiques de (5.89) s'écrivent:

$$s_{1,2}(k) = \beta(k) \pm i\Omega_0(k) \quad (5.90)$$

Le terme d'amortissement visqueux vaut:

$$\beta(k) = -\frac{2\eta k^2}{\rho} \quad (5.91)$$

mais du fait de la faible viscosité du liquide, il ne s'agit que d'un terme correctif à la fréquence des ondes

$$\beta(k) \ll \Omega_0(k) \quad (5.92)$$

D'un point de vue physique, il n'est pas étonnant que le calcul de la dynamique de la déformation se ramène en définitive à la résolution de l'équation de dispersion des ondes capillaires. La déformation peut en effet être vue comme un "paquet d'ondes" capillaires. C'est le sens même des transformations de Laplace et de Fourier-Bessel. Nous pouvons maintenant achever le calcul de la transformée de Laplace inverse $\varphi(k, t)$:

$$\varphi(k, t) = \frac{\eta^2 k^4}{\rho^2} \int_0^{+\infty} \frac{sF(s)e^{ts}ds}{(s + s_1)(s + s_2)} \quad (5.93)$$

$\varphi(k, t)$ est la transformée de Laplace inverse du produit de deux transformées de Laplace, puisque:

$$\left\{ \begin{array}{l} F(s) \leftrightarrow f_1(t) \\ \frac{s}{(s+s_1)(s+s_2)} \leftrightarrow \frac{s_1 e^{-s_1 t} - s_2 e^{-s_2 t}}{s_1 - s_2} \end{array} \right. \quad (5.94)$$

En vertu des propriétés de la transformée de Laplace, $\varphi(k, t)$ est donc égale au produit de convolution des transformées de Laplace inverses, i.e:

$$\varphi(k, t) = \frac{\eta^2 k^4}{\rho^2} \frac{1}{s_1 - s_2} \int_0^t f_1(t - \tau)(s_1 e^{-s_1 \tau} - s_2 e^{-s_2 \tau}) d\tau \quad (5.95)$$

Or l'illumination étant constante dans notre cas, $f_1(t - \tau) \equiv 1$. Soit avec les valeurs des racines $s_{1,2}$ (Eq. (5.90)) et après intégration:

$$\varphi(k, t) = \frac{\eta^2 k^4}{\rho^2} \frac{\sin(\Omega_0(k)t)}{\Omega_0(k)} \exp(-\beta(k)t) \quad (5.96)$$

La vitesse $v_z(r, z = 0, t)$ s'écrit donc finalement:

$$v_z(r, z = 0, t) = \frac{B\omega_0^2}{4} \frac{1}{\rho} \int_0^{+\infty} dk k^2 J_0(kr) \exp\left(\frac{-k^2 \omega_0^2}{8}\right) \frac{\sin(\Omega_0(k)t)}{\Omega_0(k)} \exp(-\beta(k)t) \quad (5.97)$$

Expression finale de $h(r,t)$ et fréquences caractéristiques

Nous pouvons maintenant donner l'expression générale de la hauteur $h(r,t)$ en reportant la valeur trouvée pour $v_z(r, z=0, t)$ en (5.97) dans l'intégrale (5.50):

$$h(r,t) = \frac{B\omega_0^2}{4} \frac{1}{\rho} \int_0^t dt' \int_0^{+\infty} dk k^2 J_0(kr) \exp\left(\frac{-k^2\omega_0^2}{8}\right) \frac{\sin(\Omega_0(k)t')}{\Omega_0(k)} \exp(-\beta(k)t') \quad (5.98)$$

Ou encore en remplaçant le préfacteur B par sa valeur (8.29):

$$h(r,t) = \frac{2n_1}{c} \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right) \frac{P}{2\pi} \frac{1}{\rho} \int_0^t dt' \int_0^{+\infty} dk k^2 J_0(kr) \exp\left(\frac{-k^2\omega_0^2}{8}\right) \frac{\sin(\Omega_0(k)t')}{\Omega_0(k)} \exp(-\beta(k)t') \quad (5.99)$$

Nous avons donc résolu la dynamique temporelle des déformations induites par la pression de radiation dans le cas d'un modèle à un fluide (interface eau-air). En particulier, nous avons mis en évidence que les grandeurs caractéristiques du problème sont la fréquence propre des ondes gravito-capillaires $\Omega_0(k)$ et le terme d'amortissement visqueux $\beta(k)$. Nous avons clarifié les hypothèses physiques permettant d'aboutir à l'expression (5.99), et montré que celle-ci n'était valable que pour des liquides peu visqueux pour lesquels $\beta(k) \ll \Omega_0(k)$. La viscosité des phases micellaires de microémulsion étant proche de celle de l'eau, nous allons maintenant déduire de l'expression (5.99) la dynamique temporelle des déformations dans le cas d'un modèle à 2 fluides.

5.4.2 Cas de l'interface entre deux fluides

Expression générale de la déformation

Dans le cas d'une interface entre 2 fluides peu visqueux, la formule (5.99) reste applicable sous réserve de remplacer les grandeurs physiques caractéristiques y figurant par les valeurs adéquates correspondant au modèle à deux fluides. Ainsi les substitutions suivantes doivent être effectuées [14]:

$$\frac{1}{\rho} \leftrightarrow \frac{1}{\rho_1 + \rho_2} \quad (5.100)$$

$$\Omega_0(k) \leftrightarrow \Omega(k) = \left[\frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_1 + \rho_2} gk + \frac{\sigma}{\rho_1 + \rho_2} k^3 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (5.101)$$

$$\beta(k) \leftrightarrow \Gamma(k) = 2 \frac{\eta_1 + \eta_2}{\rho_1 + \rho_2} k^2 \quad (5.102)$$

Les fréquences $\Omega(k)$ et $\Gamma(k)$ sont la fréquence propre et le terme d'amortissement des ondes capillaires pour une interface entre deux fluides de densités ρ_1 et ρ_2 . La dynamique temporelle des déformations sera donc décrite par la fonction $h(r,t)$:

$$h(r,t) = \frac{2n_1}{c} \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right) \frac{P}{2\pi} \frac{1}{\rho_1 + \rho_2} \int_0^t dt' \int_0^{+\infty} dk k^2 J_0(kr) \exp\left(\frac{-k^2\omega_0^2}{8}\right) \frac{\sin(\Omega(k)t')}{\Omega(k)} \exp(-\Gamma(k)t') \quad (5.103)$$

Cette solution du problème temporel est donnée abruptement par Kats dans la référence [15]. La formule (5.103) est également utilisée par Sakai et al dans leurs études spectroscopiques des ondes surfaciques engendrées par la pression de radiation d'un faisceau laser

modulé [6]. Il me paraissait donc nécessaire d'en donner une justification théorique, qui comme on l'a vu n'est pas si évidente. Nous allons maintenant vérifier que l'intégrale temporelle de l'équation (5.103) converge bien vers la solution stationnaire (5.50) aux temps longs.

Valeur asymptotique de l'intégrale temporelle aux temps longs

L' intégrale temporelle apparaissant dans (5.103) se calcule aisément:

$$\int_0^t \frac{\sin(\Omega(k)t')}{\Omega(k)} \exp(-\Gamma(k)t') dt' = \frac{1}{\Omega(k)^2 + \Gamma(k)^2} \left[1 - \exp(-\Gamma(k)t) \left(\cos(\Omega(k)t) + \frac{\Gamma(k)}{\Omega(k)} \sin(\Omega(k)t) \right) \right] \quad (5.104)$$

Aux temps longs $t \rightarrow +\infty$:

$$\int_0^{+\infty} \frac{\sin(\Omega(k)t')}{\Omega(k)} \exp(-\Gamma(k)t') dt' = \frac{1}{\Omega(k)^2 + \Gamma(k)^2} \simeq \frac{1}{\Omega(k)^2} \quad (5.105)$$

puisque $\Gamma(k) \ll \Omega(k)$. Soit pour la hauteur de la déformation:

$$h(r, t \rightarrow +\infty) = \frac{2n_1}{c} \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right) \frac{P}{2\pi} \frac{1}{\rho_1 + \rho_2} \int_0^{+\infty} dk \frac{k^2}{\Omega(k)^2} J_0(kr) \exp\left(\frac{-k^2 \omega_0^2}{8}\right) \quad (5.106)$$

Il suffit de remplacer la fréquence $\Omega(k)$ par sa valeur donnée en (5.101) pour vérifier que l'intégrale temporelle $h(r, t)$ tend bien asymptotiquement aux temps longs vers l'intégrale (5.50) exprimant la hauteur stationnaire de la déformation $h(r)$. Notre modélisation temporelle des déformations est donc cohérente avec les résultats présentés en régime stationnaire.

Temps caractéristique de croissance

On pourrait être tenté d'effectuer abusivement un développement limité aux temps courts $t \rightarrow 0$ de l'intégrale temporelle (5.105), afin de trouver un temps caractéristique de croissance pour la déformation. Mais on peut tout aussi bien raisonner de manière qualitative. Dans les calculs temporels qui précèdent, seules les fréquences propres $\Omega(k)$ des ondes gravito-capillaires définies pour chaque mode k de Fourier-Bessel sont physiquement significatives, puisque les fréquences visqueuses $\Gamma(k)$ sont négligeables ($\Gamma(k) \ll \Omega(k)$). Le faisceau laser gaussien excite certes une gamme continue de modes de Fourier-Bessel, mais on considère en général que le mode prépondérant est le mode de Fourier correspondant à la taille transverse caractéristique du faisceau, soit $q_0 = \frac{2\sqrt{2}}{\omega_0}$. On peut donc supposer que la dynamique temporelle des déformations est déterminée par la fréquence caractéristique des ondes gravito-capillaires associée à ce mode, soit:

$$\Omega(q_0) = \left[\frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_1 + \rho_2} g q_0 + \frac{\sigma}{\rho_1 + \rho_2} q_0^3 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (5.107)$$

Un temps caractéristique de croissance possible pour les déformations serait donc $\tau = \frac{1}{\Omega(q_0)}$, qui dépendrait du rayon du faisceau laser ω_0 et de l'écart à la température critique $(T - T_C)$. Nous avons testé expérimentalement la validité de cette hypothèse.

5.4.3 Résultats expérimentaux

Série d'images illustrant la dynamique temporelle

Les images de la figure (5.19) sont des images typiques d'évolution temporelle de la hauteur de la déformation. Elles ont été enregistrées avec la caméra numérique rapide à une vitesse d'acquisition de 125 images par seconde. La dernière image de la série correspond à la déformation stationnaire finale et on peut constater qu'une caméra rapide est bien nécessaire pour ces études dynamiques. Comme précédemment, la hauteur sur l'axe de la déformation est mesurée et caractérise complètement la déformation.

Evolution de la dynamique en fonction des paramètres du faisceau incident

Nous avons en premier lieu regardé si les paramètres du faisceau laser incident influençaient la dynamique des déformations [16]. La puissance laser P apparaissant comme un préfacteur dans l'équation (5.103), elle ne doit pas jouer de rôle a priori. Les hauteurs finales atteintes sont bien entendu différentes suivant la puissance du faisceau (cf Fig. (5.20(a))). Cependant en ce qui concerne la dynamique, on vérifie bien que les hauteurs, une fois renormalisées par la hauteur stationnaire finale $h_{stat} = h(t \rightarrow +\infty)$, présentent le même comportement temporel. La figure (5.20(b)) illustre bien le fait que, dans le régime linéaire de déformation, la dynamique est indépendante de la puissance.

Nous avons également mesuré l'évolution temporelle de la déformation pour différents rayons de faisceau. Les résultats sont présentés sur la figure (5.21). Aucune dépendance notable vis à vis de la taille du col du faisceau n'est visible. La plage de variation du rayon est faible ($5 < \omega_0 < 8.9\mu m$) car la taille relativement réduite du pavé CCD de la caméra rapide ne nous a pas permis de travailler avec des faisceaux plus gros. Il aurait fallu pour cela réduire le grossissement de l'objectif de microscope de visualisation, au détriment de la résolution obtenue pour l'image. Or celle-ci est primordiale car la déformation doit être mesurée avec précision dans les premiers instants de la croissance (cf Fig.(5.19)).

Evolution de la dynamique en fonction de l'écart à la température critique

L'étude de la dynamique en fonction de l'écart à la température critique a été effectuée pour un faisceau de rayon fixé à $\omega_0 = 5\mu m$ [16]. La dynamique étant indépendante de la puissance laser P , les courbes de la figure (5.22(a)) correspondent à des puissances représentatives du comportement temporel global à la température considérée. Les hauteurs finales dépendent naturellement de la puissance et les hauteurs doivent donc être renormalisées comme sur la figure (5.20). Que constate-t-on sur la figure (5.22) une fois la renormalisation adéquate effectuée? La croissance apparaît de plus en plus rapide à mesure que l'on s'éloigne du point critique. Pour $T - T_C = 1.5K$, la hauteur finale n'est atteinte qu'au bout de 500 ms, alors qu'à $T - T_C = 25K$, la croissance est achevée dès $t=140$ ms. D'un point de vue physique, ce résultat est assez intuitif. Une interface très molle (voisinage du point critique) réagit beaucoup plus lentement sous l'effet d'une perturbation qu'une interface plus rigide. Ce critère qualitatif est contenu dans l'expression du temps caractéristique de croissance proposé $\tau = \frac{1}{\Omega(q_0)}$, puisque celui-ci est en vertu de (5.107) inversement proportionnel à la tension de surface et à la différence de densité entre les deux phases. τ est donc bien d'autant plus petit que l'on s'éloigne du point critique. Pour tester si ce temps a un réel sens physique, nous avons donc renormalisé les temps de

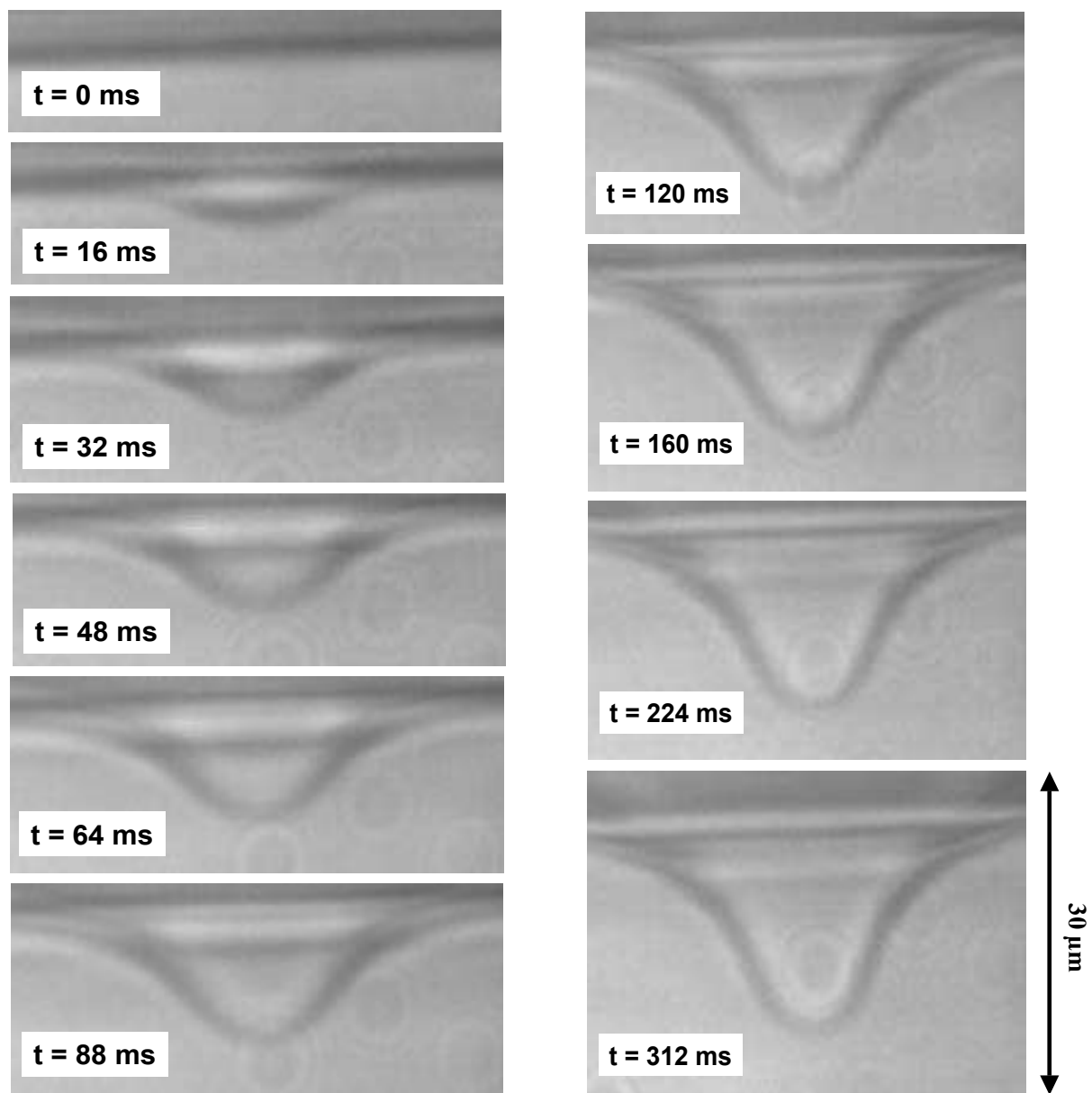


FIG. 5.19 – *Evolution temporelle de la croissance de la déformation induite par un faisceau de rayon $\omega_0 = 6.3 \mu\text{m}$ et de puissance $P = 840 \text{ mW}$, pour un écart à la température critique $T - T_C = 10 \text{ K}$. L'échelle de hauteur est indiquée sur la figure.*

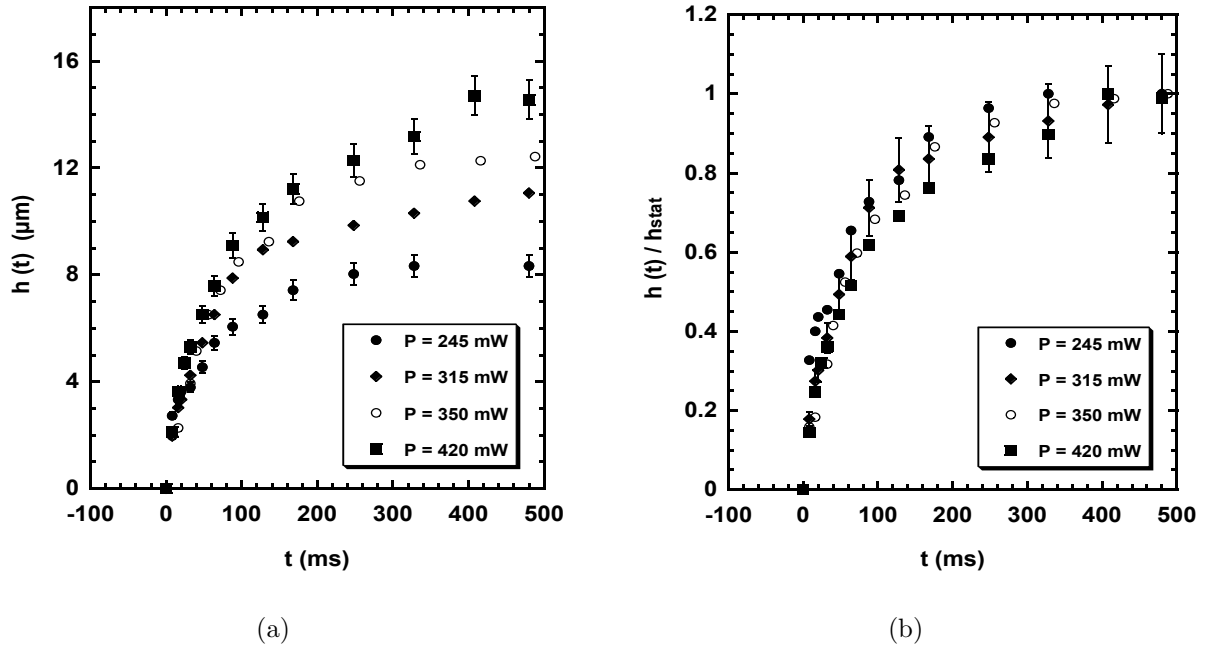


FIG. 5.20 – (a) Dynamique de la déformation pour différentes puissances d'un faisceau de rayon $\omega_0 = 6.3\mu\text{m}$. L'écart à la température critique vaut $T - T_C = 8\text{K}$. Les hauteurs sont exprimées en μm . (b) Mêmes données qu'en (a), mais les hauteurs ont été renormalisées par la hauteur stationnaire finale $h_{\text{stat}} = h(t \rightarrow +\infty)$.

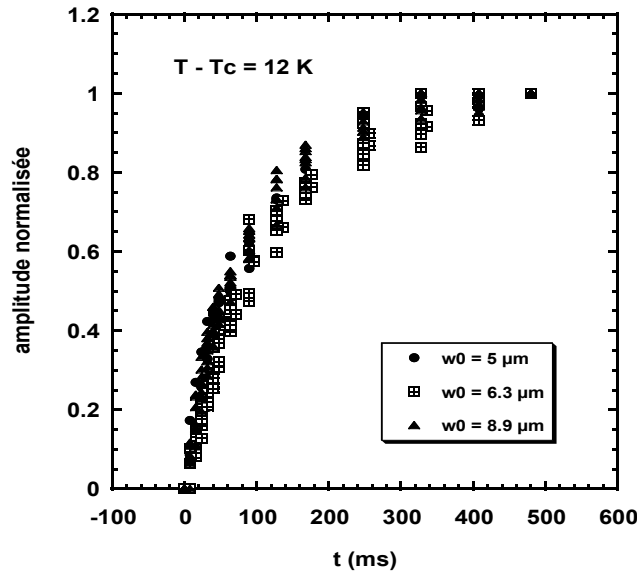


FIG. 5.21 – Evolution temporelle de la hauteur normalisée de la déformation pour trois rayons de faisceau différents $\omega_0 = 5, 6.3$ et $8.9\mu\text{m}$ et un écart à la température critique $T - T_C = 12\text{K}$. Aucune différence notable n'est visible pour la dynamique de croissance.

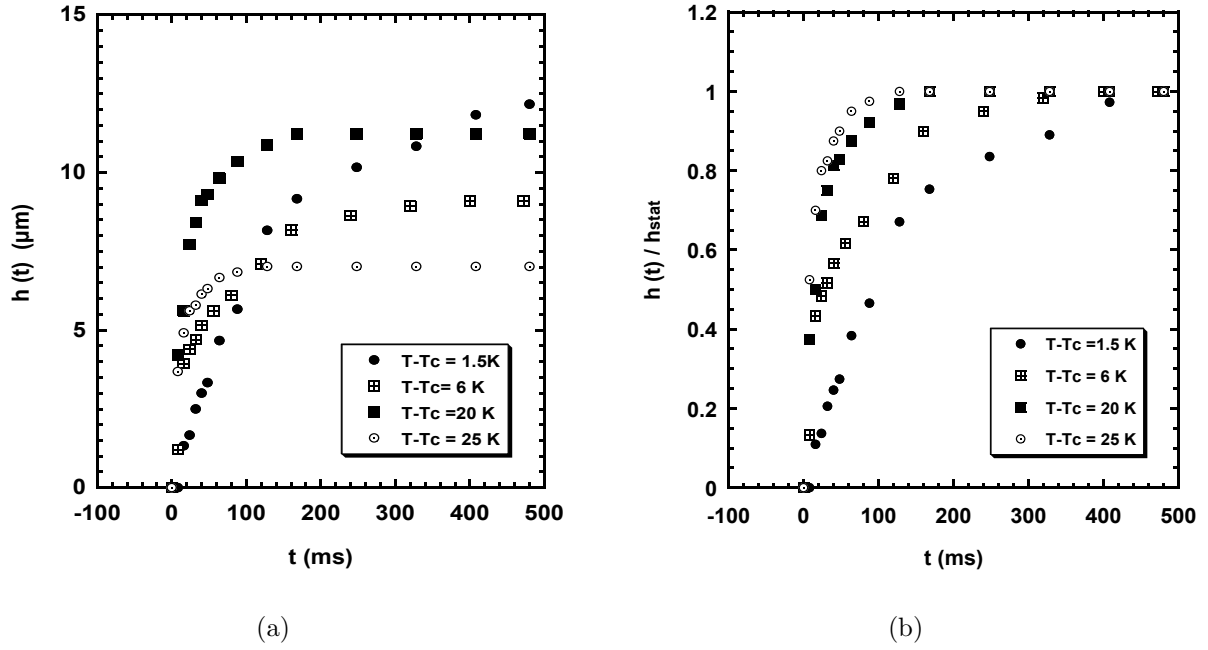


FIG. 5.22 – (a) Dynamique temporelle de la déformation pour un rayon de faisceau $\omega_0 = 5\mu\text{m}$ et différents écarts à la température critique. Les hauteurs sont exprimées en μm et dépendent de la puissance du laser, en l'occurrence $P=420\text{ mW}$ ($\bullet$), 350 ($\boxplus$), 770 ($\blacksquare$), et 840 mW ($\odot$). (b) Mêmes données qu'en (a), mais les hauteurs ont été renormalisées par la hauteur stationnaire finale $h_{\text{stat}} = h(t \rightarrow +\infty)$.

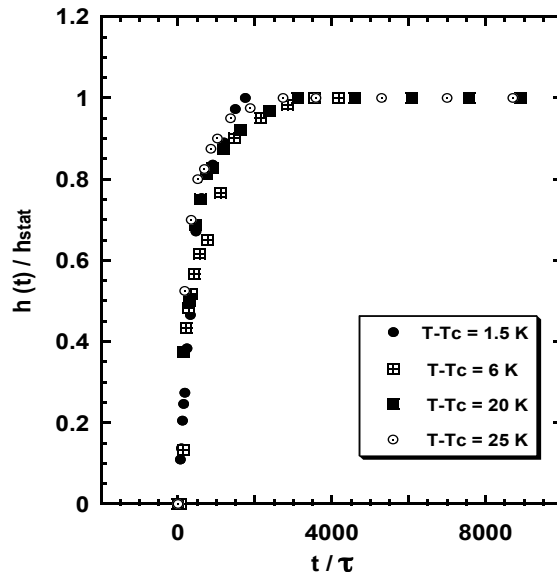


FIG. 5.23 – Données identiques à celles de la figure (5.22(b)): amplitude normalisée de la déformation pour les différentes températures en fonction du temps, renormalisé par le temps caractéristique de croissance $\tau = \frac{1}{\Omega(q_0)}$.

croissance pour les différentes températures par la valeur correspondante de τ . Les courbes obtenues après cette opération sont présentées sur la figure (5.23). L'ensemble des points expérimentaux est bien représenté par une courbe traduisant un comportement temporel unique, valable pour tout écart à la température critique.

Nous avons donc mis en évidence un temps caractéristique de croissance des déformations τ , bâti à partir de l'inverse de la fréquence des ondes capillaires pour le mode prépondérant de Fourier $q_0 = \frac{1}{\omega_0}$ excité par le faisceau laser. A notre connaissance, c'est la première fois que la dynamique temporelle des déformations d'interface est ainsi détaillée expérimentalement. En effet, dans les études expérimentales et théoriques précédentes, la modélisation de la forme temporelle de l'impulsion laser était le principal problème rencontré. Nos phases micellaires nous ont donc permis de caractériser complètement, tant d'un point de vue statique que dynamique, les déformations d'interface induites par la pression de radiation au stade linéaire. De plus, nous allons montrer que l'effet de lentille qui leur est associé peut être exploité à d'autres fins que la détection indirecte des déformations.

5.5 Effet de lentille associé aux déformations d'interface: lentille adaptative commandée par la pression de radiation

5.5.1 Focale équivalente associée à la déformation

La très faible amplitude (échelle nanométrique) des déformations induites par la pression de radiation sur des interfaces liquides classiques rend celles-ci difficilement détectables, hormis par le biais de l'effet de lentille qui leur est associé. En effet, la déformation correspond à une courbure entre deux milieux d'indices optiques différents et est donc bien assimilable à une lentille. Dans l'approximation paraxiale, sa focale s'exprime en fonction de la courbure de l'interface κ et de la différence d'indice entre les deux milieux [17]:

$$\frac{1}{f} = \frac{n_2 - n_1}{2n_2} \kappa \quad (5.108)$$

Soit pour des déformations de faible courbure et d'après (5.13):

$$\frac{1}{f} = \frac{n_2 - n_1}{2n_2} (\Delta h)_{r=0} \quad (5.109)$$

Le laplacien $(\Delta h)_{r=0}$ peut être calculé de façon générale grâce à la formule (5.55) et l'expression de la focale réécrite sous la forme:

$$\frac{1}{f} = \frac{(n_2 - n_1)^2}{2n_2} \frac{I(r=0)}{c\sigma} [1 - F(Bo)] \quad (5.110)$$

Or pour les interfaces liquides classiques, $Bo \ll 1$ et par conséquent $F(Bo) \ll 1$. L'équation précédente se simplifie donc pour donner:

$$\frac{1}{f} \simeq \frac{(n_2 - n_1)^2}{2n_2} \frac{I(r=0)}{c\sigma} \quad (5.111)$$

On voit donc que la focale f associée à la déformation de l'interface est directement proportionnelle à la tension de surface σ . Même pour des déformations de très faible amplitude, on peut mesurer cette focale en regardant par exemple dans le champ lointain la modification du rayon d'un faisceau laser sonde, après passage par la lentille induite par un faisceau pompe. Cette méthode est celle adoptée par Sakai et al. pour mesurer les tensions de surface d'une interface liquide-air [6]. Elle permet de mesurer précisément de très faibles tensions de surface mais il n'en reste pas moins qu'il s'agit d'une méthode de mesure indirecte. Une interface de tension de surface connue (interface eau-air par exemple) est nécessaire pour étalonner la correspondance (rayon du faisceau sonde dans le champ lointain-tension de surface). Dans nos expériences où les déformations d'interface sont directement visualisables, nous allons voir que la déformation de l'interface peut être considérée, d'un point de vue optique, comme une lentille de focale variable commandée par la pression de radiation.

5.5.2 Lentille adaptative commandée par la pression de radiation

Plage de variation de la focale

Nous allons présenter des résultats de focales équivalentes à la déformation dans le régime des petits nombres de Bond $Bo \ll 1$, pour lequel l'interprétation est commode compte-tenu de la formule (5.111). En premier lieu, la focale f doit varier en fonction de l'écart à la température critique comme:

$$f \propto (T - T_C)^{2(\nu-\beta)} \quad (5.112)$$

Nous avons testé cette dépendance en travaillant à intensité constante pour des écarts à la température critique compris entre 1.5 et 25 K. Les valeurs des focales déduites de la hauteur de la déformation sont présentées sur la figure (5.24). Les courbes tracées correspondent au comportement prédit par l'équation (5.112). On peut constater que la variation expérimentale de la focale est en accord avec l'exposant critique prévu. En particulier, l'écart à la température critique permet de fixer la plage de variation de la focale. Celle-ci peut varier 0.5 à 2.5 mm, tout en étant ajustable par le biais de l'intensité.

Dépendance de la focale en intensité

Une fois sa plage de variation fixée par le choix de la température, la focale peut être ajustée grâce à l'intensité du faisceau incident. En effet, d'après (5.111), dans les conditions $Bo \ll 1$, la focale f est tout simplement inversement proportionnelle à l'intensité I du faisceau laser:

$$f \propto \frac{1}{I(r=0)} \quad (5.113)$$

Ce comportement hyperbolique est vérifié expérimentalement. Les courbes de la figure (5.25) présentent la variation de la focale en fonction de l'intensité I pour des expériences effectuées à $T - T_C = 1.5 K$ avec des tailles de faisceau variant de $\omega_0 = 14.6$ à $32.1 \mu m$. Tous les points correspondants à ces différents rayons sont bien distribués au voisinage d'une même courbe, qui montre que f est clairement une fonction décroissante de l'intensité. Si l'on effectue une régression linéaire sur l'ensemble des données (graphe en échelles

logarithmiques de la figure (5.25(b)), la pente obtenue est en accord avec le comportement hyperbolique prévu par l'équation (5.113). On peut donc bien considérer la déformation de l'interface comme une lentille de focale variable commandée par l'intensité du faisceau laser incident. En adaptant l'écart à la température critique et les paramètres du faisceau, on peut réaliser de façon relativement réversible des focales sur une plage allant de 0.5 à 50 mm. De plus, le temps de réponse de ces lentilles liquides est raisonnable (entre 0.1s et 0.5s suivant la valeur de la tension de surface), comme l'a montré l'étude de la dynamique des déformations. Nous allons discuter des applications potentielles de ces lentilles adaptatives.

Applications possibles

Il peut sembler paradoxal de proposer des microlentilles liquides comme éléments d'optique adaptative. En effet, les dispositifs à cristaux liquides commandés électriquement constituent la technique la plus courante pour réaliser des microlentilles de focale variable [18]. Les éléments liquides ne sont pourtant pas si inusités qu'on pourrait le penser en optique. En particulier, des systèmes d'imagerie optique infrarouge ont été réalisés en utilisant des déformations d'interfaces liquides induites par des effets thermocapillaires [19]. (pour une bibliographie plus détaillée, on se reporta au chapitre 8 consacré à la modélisation de ces effets dans nos expériences). On peut aussi citer l'utilisation de liquides non-linéaires comme éléments focalisants dans les procédés d'ablation laser [20], ou la proposition de réaliser des éléments optiques renouvelables après chaque impulsion laser à partir de liquides contrôlés magnéto-électrostatiquement [21].

Les dispositifs optiques liquides les plus prometteurs semblent d'ailleurs être les lentilles liquides utilisant l'électromouillage [22, 23, 24, 25]. On peut en effet contrôler le profil d'étalement d'une goutte de liquide isolant sur un substrat conducteur, en imposant une différence de potentiel entre une électrode et ce substrat. La modification de la forme de la goutte suivant la différence de potentiel appliquée engendre une lentille de focale variable [26, 27]. Berge et al. souligne en particulier le caractère réversible de la lentille ainsi réalisée et ses bonnes qualités optiques [26]. Le temps de réponse de la lentille est compris entre 30 et 100 ms. Ce type de lentille a récemment été utilisé avec succès pour effectuer de l'imagerie en trois dimensions [28, 29].

Comparativement à ces lentilles électromouillantes, une lentille adaptative commandée par la pression de radiation présenterait l'avantage d'être contrôlée de façon tout optique. L'étude dynamique a montré que les temps de réponse étaient relativement courts, compris entre 100 et 500 ms suivant l'écart à la température critique. De plus, la plage d'adaptation de la focale est large ($0.5 \text{ mm} < f < 50 \text{ mm}$). Bezuglyi a d'ailleurs des schémas de principe pour l'utilisation d'une telle lentille liquide [30]. De façon plus raisonnable, il resterait à se poser la question des propriétés aberrantes d'un tel système, et surtout, dans le cas des microémulsions, de sa préparation et de sa durée de vie.

5.6 Bilan

Nous avons exposé dans ce chapitre l'ensemble des résultats obtenus concernant les déformations linéaires de l'interface entre les deux phases micellaires de microémulsion quasicritiques. La taille inhabituelle des déformations induites par la pression de radiation dans notre système nous a permis de les visualiser directement et d'établir une loi

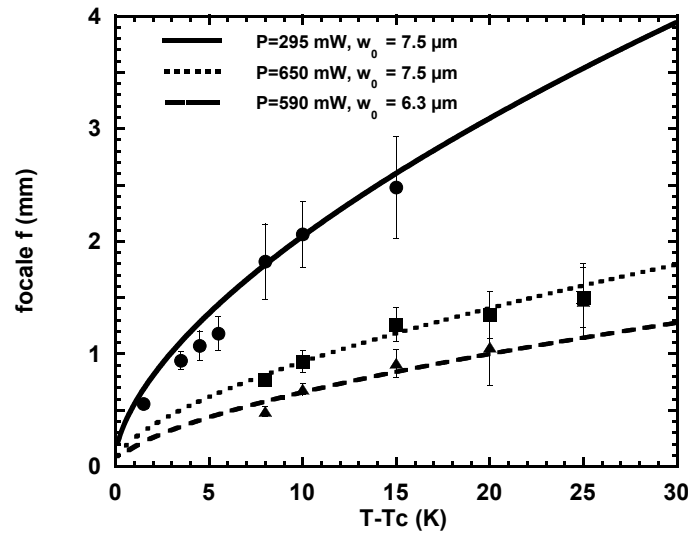


FIG. 5.24 – Variation de la focale f induite par la pression de radiation en fonction de l'écart à la température critique pour trois valeurs fixées de l'intensité laser incidente. Les courbes correspondent aux prédictions de l'équation (5.110).

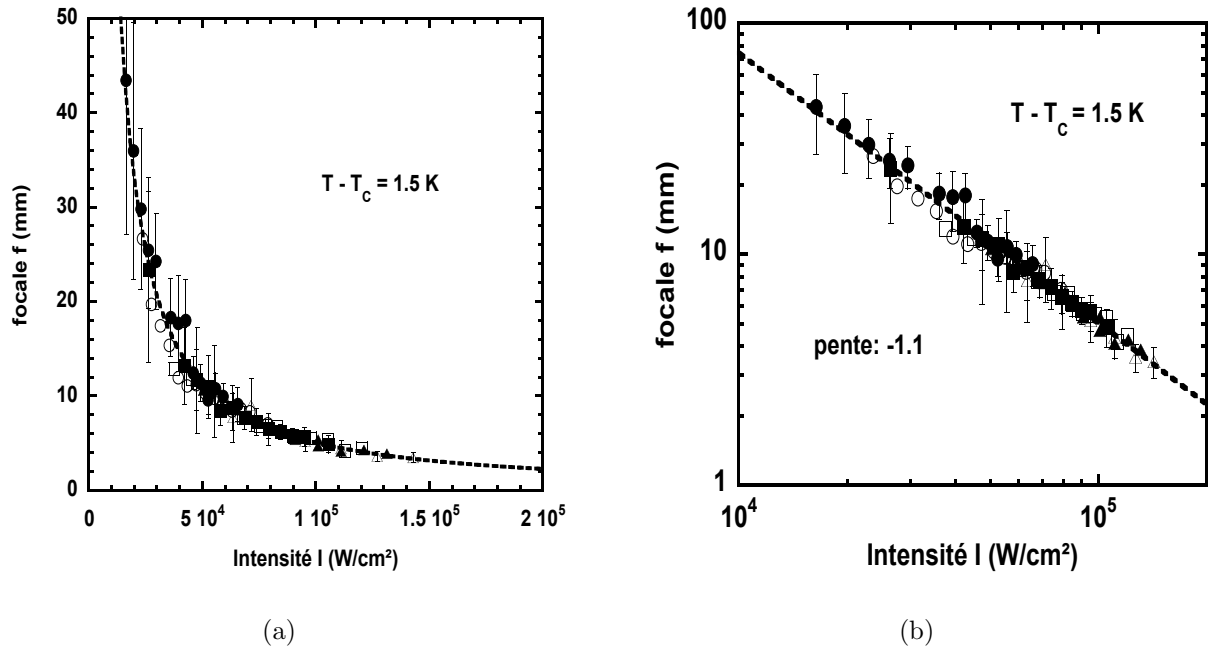


FIG. 5.25 – (a) Variation de la focale f en fonction de l'intensité du faisceau incident, pour un écart à la température critique $T - T_C = 1.5K$. Les points de mesure correspondent à différentes tailles du col de faisceau: $\omega_0 = 14.6 \mu\text{m}$ (Δ), 18.3 ($\blacktriangle$), 21.2 ($\square$), 25.3 ($\blacksquare$), 29.3 ($\circ$) et $32.1\mu\text{m}$ ($\bullet$). (b) Même graphe mais en échelles logarithmiques. La pente (-1.1) obtenue par régression linéaire sur l'ensemble des données est en accord avec le comportement hyperbolique prévu par l'Eq. (5.113).

d'échelle pour la hauteur des déformations, ceci pour les deux sens de propagation du faisceau relativement à l'interface. Cette loi d'échelle est universelle et applicable à toutes les interfaces liquides séparant des fluides isotropes, du fait de l'appartenance de nos phases micellaires à la classe d'universalité ($d=3, n=1$) du modèle d'Ising. En particulier, la courbe $F(Bo)$ doit être vue comme une abaque, puisque de la mesure de la hauteur de la déformation, on peut déduire le nombre de Bond optique Bo correspondant à l'expérience et ainsi la tension de surface de l'interface liquide, si tous les autres paramètres physiques du problème sont connus [31]. Ces résultats confirment que les déformations induites par la pression de radiation d'une onde laser permettent une mesure sans contact de la tension de surface [6]. A ce titre, des déformations induites par pression acoustique ont également été étudiées par le passé [32, 33, 34, 35].

L'un des avantages des déformations par pression de radiation est que les déformations sont d'autant plus grandes, et donc la mesure d'autant plus précise, que la tension de surface est faible. A l'inverse dans la méthode classique de Wilhelmy [36], la force exercée sur la plaque immergée est plus petite, et l'incertitude sur la mesure supérieure, pour les faibles tensions de surface. De même, la méthode de la goutte tournante, employée aussi pour mesurer des tensions de surface [37], ne s'applique pas aux systèmes micellaires. Les déformations induites par la pression de radiation s'avèrent donc être un outil adéquat pour mesurer des tensions de surface dans des fluides complexes. Les paramètres optiques de l'excitation laser peuvent être facilement adaptés, selon les échantillons étudiés, pour optimiser la précision de la mesure. Pour des interfaces liquides classiques, les déformations sont cependant de taille nanométrique et doivent être détectées par l'effet de lentille qui leur est associé. Dans notre cas, nous avons à l'inverse évoqué la possibilité de réaliser, grâce aux déformations, des lentilles adaptatives commandées par la pression de radiation [38]. L'étude de la dynamique des déformations a de plus permis de montrer que la réponse du système était régie par un temps caractéristique, inversement proportionnel à la fréquence des ondes capillaires associées au mode prépondérant excité par l'onde laser.

Il n'en reste pas moins qu'un certain nombre de précautions sont nécessaires, afin de mesurer des tensions de surface par le biais de cette méthode. Nous montrerons en effet au chapitre 8 que des effets thermiques peuvent advenir et engendrer des déformations qui se superposent aux déformations induites par la pression de radiation seule. Nous déterminerons en particulier les caractéristiques permettant de différencier sans ambiguïté ces deux types d'effets. De même, les intensités laser utilisées doivent être modérées, pour rester dans le cadre du modèle des déformations linéaires. Nous allons en effet voir que des effets non-linéaires apparaissent pour des intensités plus élevées, et que la symétrie des déformations vis-à-vis du sens de propagation du faisceau est brisée.

Références

- [1] I. Brevik. Experiments in phenomenological electrodynamics and the electromagnetic energy-momentum tensor. *Phys. Rep.*, 52(3):133–201, 1979.
- [2] D. Quéré P-G. de Gennes, F. Brochard-Wyart. *Gouttes, bulles, perles et ondes*. Belin, Paris, 2002.
- [3] J. P. Hulin et L. Petit E. Guyon. *Hydrodynamique physique*. EDP Sciences, seconde édition, 2001.
- [4] R. S. Moore S. P. S. Porto J. P. Gordon, K. C. C. Leite and J. R. Whinnery. Long-transient effects in lasers with inserted liquid samples. *J. Appl. Phys.*, 36(1):3–8, 1965.
- [5] M. Abramowitz and I. A. Stegun. *Handbook of mathematical functions*. Dover, New-York, 1972.
- [6] D. Mizuno K. Sakai and K. Takagi. Measurement of liquid surface properties by laser-induced surface deformation spectroscopy. *Phys. Rev. E*, 63:046302, 2001.
- [7] M. Assenheimer and V. Steinberg. Critical phenomena in hydrodynamics. *Europhysics News*, 27:143–147, 1996.
- [8] J.V. Maher. Development of viscous fingering patterns. *Phys. Rev. Lett.*, 54(14):1498–1501, 1985.
- [9] C. Laroche D. Beysens S. Fauve, K. Kumar and Y. Garrabos. Parametric instability of a liquid-vapor interface close to the critical point. *Phys. Rev. Lett.*, 68(21):3160–3163, 1992.
- [10] M. Assenheimer and V. Steinberg. Rayleigh-bénard convection near the gas-liquid critical point. *Phys. Rev. Lett.*, 70(25):3888–3891, 1993.
- [11] S. Ashkenazi and V. Steinberg. High rayleigh number turbulent convection in a gas near the gas-liquid critical point. *Phys. Rev. Lett.*, 83(18):3641–3644, 1999.
- [12] G. V. Ostrovskaya. Deformation of the free surface of a liquid under the pressure of light. i. theory. *Sov. Phys. Tech. Phys.*, 33(4):465–468, 1988.
- [13] V. G. Levich. *Physicochemical hydrodynamics*. Prentice-Hall, London, 1962.
- [14] M. S. Plesset and C. G. Whipple. Viscous effects in rayleigh-taylor instability. *Phys. Fluids*, 17(1):1–7, 1974.
- [15] A. V. Kats and V. M. Kontorovich. Lens effect due to the pressure of light on the surface of a transparent liquid. *Sov. Phys.-JETP*, 41(2):346–351, 1975.
- [16] Vincent Cavarro et Loic Patissou. Dynamique de déformation d’une interface sous l’effet de la pression de radiation d’un laser. Master’s thesis, Université Bordeaux I, Stage de Maitrise de Physique et Applications,, juin 2001.
- [17] M. Born and E. Wolf. *Principles of Optics*. Pergamon, Oxford, 6 edition, 1987.

- [18] S. Sato. Applications of liquid crystals to variable-focusing lenses. *Opt. Rev.*, 6(6):471–485, 1999.
- [19] Y. Lévy J. C. Loulergue and C. Imbert. Thermal imaging system with a two-phase ternary mixture of liquids. *Opt. Commun.*, 45(3):149–154, 1983.
- [20] D. Ramanathan and P. A. Molian. Laser micromachining using liquid optics. *Appl. Phys. Lett.*, 78(11):1484–1486, 2001.
- [21] D. Yutov and A. Toor. Optical elements based on the use of renewable liquid films with magneto-electrostatic control. *Rev. Sci. Instr.*, 72(11):4042–4054, 2001.
- [22] B. Berge. Electrocapillarité et mouillage de films isolants par l’eau. *C. R. Acad. Sci. Paris*, t. 317(Série II):157–163, 1993.
- [23] B. Berge M. Vallet and L. Vovelle. Electrowetting of water and aqueous solutions on poly(ethylene terephthalate) insulating films. *Polymer*, 12:2465–2470, 1996.
- [24] M. Vallade M. Vallet and B. Berge. Limiting phenomena for the spreading of water on polymer films by electrowetting. *Eur. Phys. J. B*, 11:583–591, 1999.
- [25] C. Quillet and B. Berge. Electrowetting: a recent outbreak. *Curr. Opin. Colloid Interface Sci.*, 6:34–39, 2001.
- [26] B. Berge and J. Peseux. Variable focal lens controlled by an external voltage: an application of electrowetting. *Eur. Phys. J. E*, 3:159–163, 2000.
- [27] H. A. Biebuyck C. B. Gorman and G. M. Whitesides. Control of the shape of liquid lenses on a modified gold surface using an applied electrical potential accross a slf-assembled monolayer. *Langmuir*, 11:2242–2246, 1995.
- [28] R. Day E. Lacot and F. Stoeckel. Laser optical feedback tomography. *Opt. Lett.*, 24(11):744–746, 1999.
- [29] F. Stoeckel R. Day, E. Lacot and B. Berge. Three-dimensional sensing based on a dynamically focused laser optical feedback imaging technique. *Appl. Opt.*, 40(12):1921–1924, 2001.
- [30] S. V. Shepelenok B. A. Bezuglyi and N. A. Ivanova. A liquid lens as an adaptative optical element. *Optics and Spectroscopy*, 87(1):160–162, 1999.
- [31] A. Casner and J-P. Delville. Giant deformations of a liquid-liquid interface induced by the optical radiation pressure. *Phys. Rev. Lett*, 87(5):054503, 2001.
- [32] C. H. Chou J. F. Vesecky B. T. Khuri-Yakub, P. A. Reinholdtsen and C.C. Teague. Ultrasonic excitation and detection of capillary waves for the measurement of surface film properties. *Appl. Phys. Lett.*, 52(19):1571–1572, 1988.
- [33] B. T. Khuri-Yakub E. G. Rawson E. Richley N. N. Mansour S. A. Elrod, B. Hadimio-glu and T. S. Lundgren. Nozzleless droplet formation with focused acoustic beams. *J. Appl. Phys.*, 65(9):3441–3447, 1989.
- [34] C. Cinbis and B. T. Khuri-Yakub. A noncontacting technique for measuring surface tensions of liquids. *Rev. Sci. Instrum.*, 63(3):2048–2050, 1992.
- [35] N.N. Mansour C. Cinbis and B. T. Khuri-Yakub. Effect of surface tension on the acoustic radiation pressure-induced motion of the water-air interface. *J. Acoust. Soc. Am.*, 94(4):2365–2372, 1993.
- [36] M. C. Petty. *Langmuir-Blodgett Films: An introduction*. Cambridge University Press, Cambridge, 1996.
- [37] L.E. Scriven Y. Seeto. Precision spinning drop interfacial tensiometer. *Rev. Sci. Inst.*, 53(11):1757–1761, 1982.

-
- [38] A. Casner and J-P. Delville. Adaptative lensing driven by the radiation pressure of a continuous-wave laser wave upon a near-critical liquid-liquid interface. *Opt. Lett.*, 26(18):1418–1420, 2001.

Chapitre 6

Déformations induites sous forte excitation laser: déformations non-linéaires ou instabilité optohydrodynamique suivant le sens de propagation du faisceau

Les résultats présentés au chapitre précédent ont montré que les déformations induites par la pression de radiation étaient indépendantes du sens de propagation de la lumière, tout au moins dans le cas des expériences effectuées à des intensités laser incidentes modérées. La hauteur des déformations était bien décrite par le modèle proposé, dans lequel le bilan des forces de pression de radiation était effectué sur l'interface initiale plane, et la courbure κ de celle-ci approximée au premier ordre par son expression linéaire $\kappa \simeq \Delta_r h(r)$. Les profils analytiques obtenus rendaient bien compte de la forme globale des déformations, ceci pour les deux sens de propagation du laser. Il n'en va plus de même pour les effets de la pression de radiation pour des intensités laser plus importantes. Nous allons en effet montrer dans ce chapitre que la symétrie (haut-bas) vis-à-vis du sens de propagation du laser est brisée dans ce cas.

Nous présenterons dans un premier temps les formes surprenantes prises par l'interface pour des intensités laser élevées, dans le cas où le faisceau laser se propage de bas en haut dans nos expériences, i.e de la phase Φ_1 la moins réfringente vers la phase Φ_2 la plus réfringente. Ces formes de doigt stables sortent du domaine de validité du modèle linéaire du chapitre 5, puisque les déformations présentent un saut brutal de courbure. Nous verrons toutefois qu'un raffinement du modèle précédent, consistant principalement à prendre en compte la dépendance de la pression de radiation vis à vis de l'angle d'incidence par rapport à la normale à l'interface, permet de saisir les hypothèses physiques essentielles à la compréhension et à la simulation de ces déformations non-linéaires. De telles déformations ne sont pas observées pour des intensités laser importantes quand on renverse la direction d'illumination, i.e pour un faisceau se propageant de haut en bas, de la phase la plus réfringente vers la phase la moins réfringente. En effet dans cette configuration, au-delà d'un certain seuil en puissance P_S , l'interface devient instable et se brise, conduisant à la formation d'un long filament. Une nouvelle fois, le caractère critique des phases micellaires de microémulsion utilisées nous a permis de valider une loi d'échelle

pour le seuil en puissance P_S de cette nouvelle instabilité électrohydrodynamique. Nous montrerons de plus que la réflexion totale de la lumière susceptible de se produire, peut expliquer cette brisure de symétrie des déformations vis à vis du sens de propagation du laser. L'écriture de la simple condition de réflexion totale à l'interface nous permettra de justifier théoriquement la loi d'échelle expérimentale obtenue pour le seuil en puissance P_S de l'instabilité. Pour terminer, en guise de perspective, nous soulignerons les similarités entre les déformations et instabilités d'interfaces sous champ laser et le comportement d'interfaces liquides sous champ électrique, qui ont été abondamment étudiées dans la littérature. On peut en effet s'interroger sur la nature générale de ces instabilités électrohydrodynamiques.

6.1 Déformations non-linéaires de l'interface pour un faisceau laser incident se propageant de la phase la moins réfringente vers la phase la plus réfringente

6.1.1 Déformations typiques observées

L'ensemble des résultats présentés dans cette partie sont relatifs à un faisceau laser se propageant de la phase la moins réfringente Φ_1 vers la phase la plus réfringente Φ_2 , c'est à dire du bas vers le haut dans notre géométrie expérimentale. La figure (6.1) présente des images de déformations stationnaires d'interface observées pour un écart à la température critique $T - T_C = 2.5K$ et un faisceau fortement focalisé de rayon au col $\omega_0 = 4.8\mu m$. On constate sur ces images que seule la déformation engendrée à la puissance laser la plus faible ($P = 120$ mW) présente un profil susceptible d'être décrit par le modèle linéaire des déformations présenté au chapitre 4. En effet, pour des puissances laser plus importantes, on observe que les déformations s'allongent de plus en plus selon l'axe du faisceau laser ($P = 240, 300$ et 420 mW) jusqu'à former un doigt de très grand rapport d'aspect. On peut noter en particulier la très grande taille atteinte par la déformation de l'interface: près de $80\mu m$ à la puissance maximale $P = 1200$ mW. Ces formes de doigt sont particulièrement étonnantes, puisque schématiquement la déformation est constituée de deux cylindres de rayons différents connectés entre eux ($P = 600$ et 1200 mW). La transition entre les deux formes cylindriques se fait très rapidement et à l'oeil le saut de courbure apparaît relativement brutal. Il convient peut être de souligner une nouvelle fois que ces déformations correspondent à des états stationnaires parfaitement stables. Les doigts engendrés par la pression de radiation ne se brisent pas en gouttes, malgré leur très grand rapport d'aspect, supérieur au seuil de l'instabilité de Rayleigh-Plateau des colonnes liquides. Il n'y a pas non plus de rupture de l'interface, ni d'éjection de matière, même aux puissances les plus élevées ($P = 1200$ mW). On peut être très surpris par la forme adoptée par l'interface et sa stabilité, notamment si l'on raisonne en ayant à l'esprit des déformations d'interfaces liquides avec des tensions de surface "classiques". Il ne faut pas oublier cependant que, dans notre cas, la tension de surface σ est de plusieurs ordres de grandeur plus faible que les tensions de surface habituelles. Le coût énergétique de la formation de telles structures est donc moindre. Les forces capillaires qui auraient tendance à diminuer l'aire de l'interface, voire à engendrer la brisure en gouttes des doigts (instabilité de Rayleigh-Plateau),

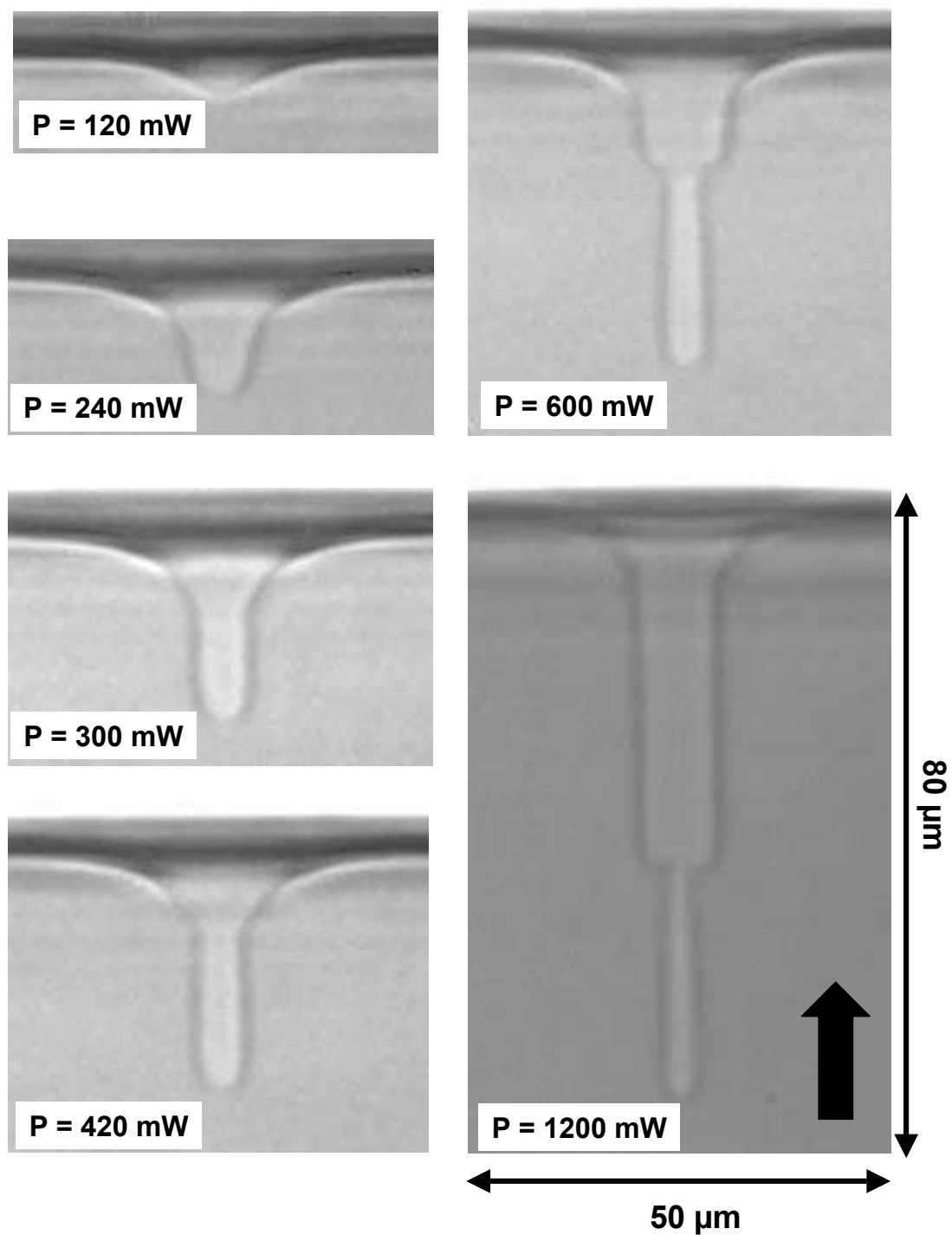


FIG. 6.1 – Déformations stationnaires non linéaires observées pour un écart à la température critique $T - T_C = 2.5K$ et un faisceau laser de rayon au col $\omega_0 = 4.8\mu m$. La flèche pleine indique le sens de propagation du faisceau. Les puissances laser correspondantes et les échelles de longueur sont indiquées sur les images. Seule la déformation engendrée par la puissance la plus faible $P = 120 mW$ relève du modèle linéaire des déformations exposé au chapitre 5.

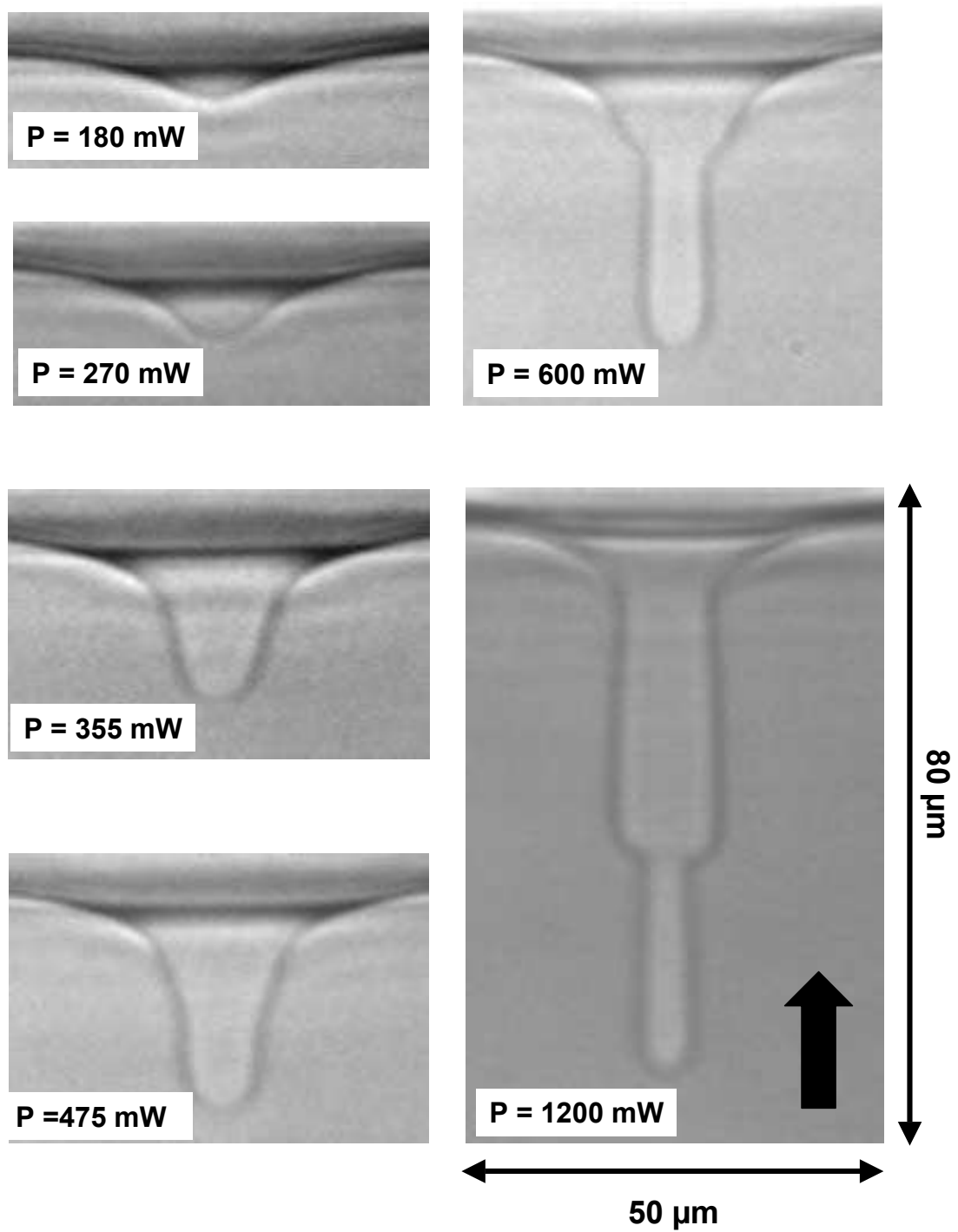


FIG. 6.2 – Déformations observées pour un écart à la température critique $T - T_C = 2.5K$ et un faisceau laser de rayon au col $\omega_0 = 6.3\mu\text{m}$.

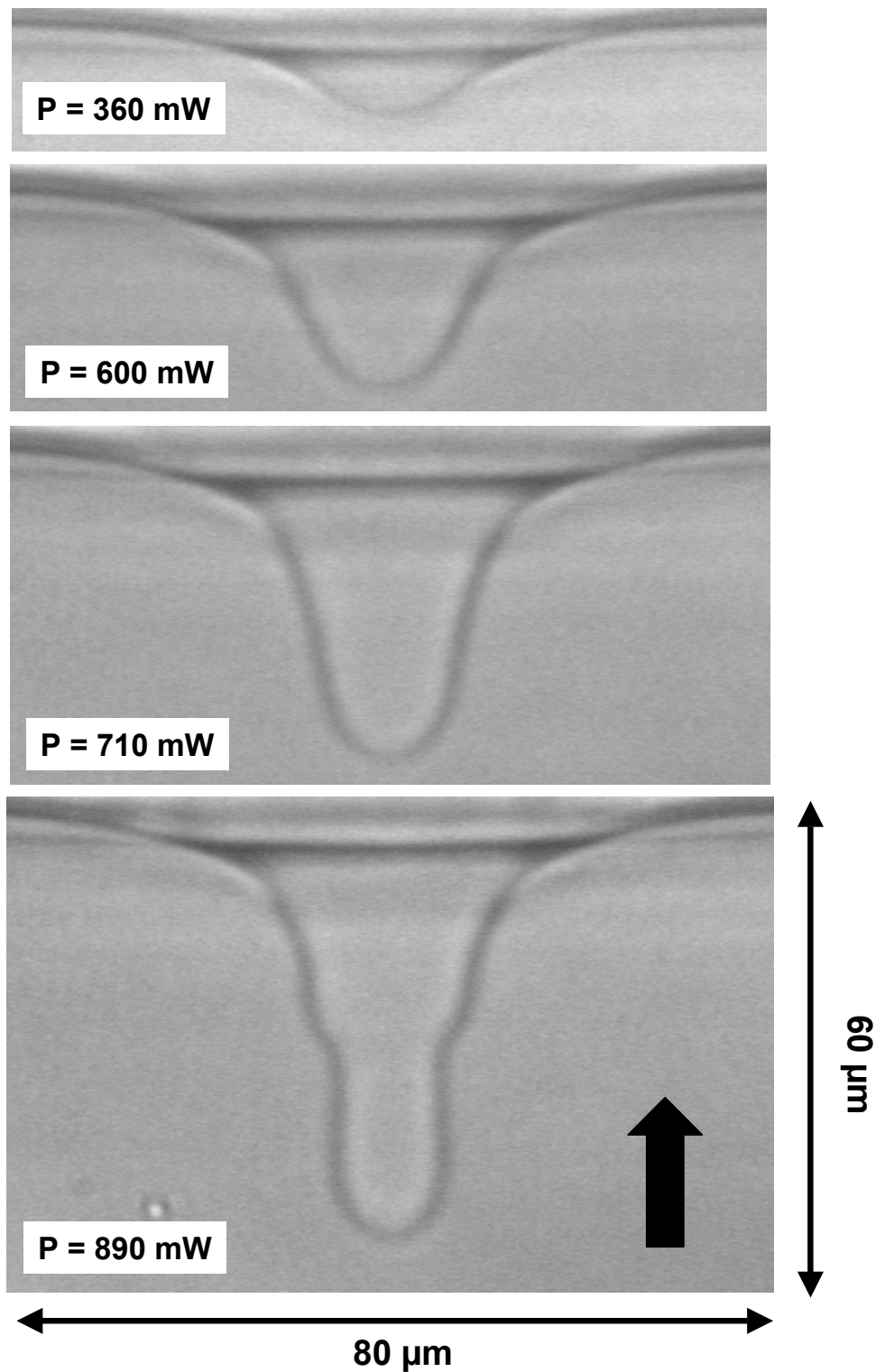


FIG. 6.3 – Déformations observées pour un écart à la température critique $T - T_C = 2.5K$ et un faisceau laser de rayon au col $\omega_0 = 8.9\mu\text{m}$.

sont donc très faibles.

La formation des doigts est très dépendante de la focalisation du faisceau laser incident. La figure (6.2) montre, pour un même écart à la température critique $T - T_C = 2.5K$, les déformations induites par un faisceau laser de rayon au col $\omega_0 = 6.3\mu m$. On constate que les deux premières déformations ($P = 180$ et 270 mW) semblent linéaires et que l'apparition de la forme en doigt se fait pour une puissance plus élevée. On peut comparer à ce titre les déformations engendrées à la puissance $P = 600$ mW sur les figures (6.1) et (6.2). De même, on peut souligner que la largeur des doigts est liée à la taille du faisceau laser incident. Les échelles de longueur étant identiques, on constate en effet que le doigt engendré à la puissance $P = 1200$ mW pour un faisceau de rayon au col $\omega_0 = 6.3\mu m$ est plus large que celui induit à la même puissance pour un faisceau de rayon $\omega_0 = 4.8\mu m$. Ainsi nous n'observons plus de formes de digitation pour un faisceau de rayon $\omega_0 = 8.9\mu m$, toujours pour le même écart à la température critique $T - T_C = 2.5K$ (cf Fig.(6.3)). Les déformations s'écartent certes des déformations linéaires observées aux puissances laser modérées ($P = 360$ mW), mais pour cette taille du faisceau les formes cylindriques connectées n'apparaissent plus, même pour les puissances les plus importantes ($P = 890$ mW). On constate simplement le début de la formation de la pointe qui conduit pour des faisceaux plus focalisés au cylindre le plus fin.

Afin de rendre plus compréhensible la formation progressive de ces déformations non-linéaires pour des puissances laser croissantes, nous avons superposé sur un même graphique les profils extraits après traitement numérique des images pour un écart à la température critique $T - T_C = 3.5K$ et deux rayons de faisceau différents $\omega_0 = 4.8\mu m$ et $\omega_0 = 8.9\mu m$. Pour le faisceau fortement focalisé de rayon $\omega_0 = 4.8\mu m$, on observe sur la figure (6.4) l'allongement progressif de la déformation selon l'axe de propagation du faisceau laser (3 premiers profils), la formation du saut de courbure (2 profils correspondant à $P = 480$ et 720 mW) et la déformation finale constituée de deux cylindres interconnectés. On notera que le saut de courbure entre les deux formes cylindriques apparaît moins brutal sur les profils extraits que sur les images brutes. Pour un faisceau moins focalisé $\omega_0 = 8.9\mu m$ (Fig. (6.5)), la transition vers les formes allongées est plus progressive et on n'observe plus véritablement de saut de courbure entre deux cylindres distincts, mais tout juste un léger épaulement (profil pour la puissance maximale $P = 900$ mW). Pour un faisceau encore plus large ($\omega_0 = 15.3\mu m$), les déformations ne présentent plus de particularités et le profil est similaire au modèle des déformations linéaires de l'interface établi au chapitre 5 (Fig. (6.6)). On note seulement un léger allongement de la déformation selon l'axe du faisceau pour les puissances laser les plus élevées ($P = 900$ et 1080 mW).

Cette présentation qualitative et descriptive des déformations étant faite, nous allons maintenant voir que le passage des déformations linéaires aux déformations non-linéaires, et l'influence de la largeur du faisceau laser sur cette transition, peuvent être quantifiés si l'on mesure la hauteur des déformations en fonction de la puissance laser incidente P .

6.1.2 Courbes expérimentales d'évolution de la hauteur des déformations non-linéaires

Pour caractériser les déformations non-linéaires, nous avons mesuré comme dans les chapitres précédents la hauteur de la déformation sur l'axe pour différentes tailles du col du faisceau ω_0 et sur toute la gamme des puissances laser P accessibles, i.e jusqu'à grosso-modo $P = 1.2$ W dans le milieu. La variation de la hauteur de la déformation en

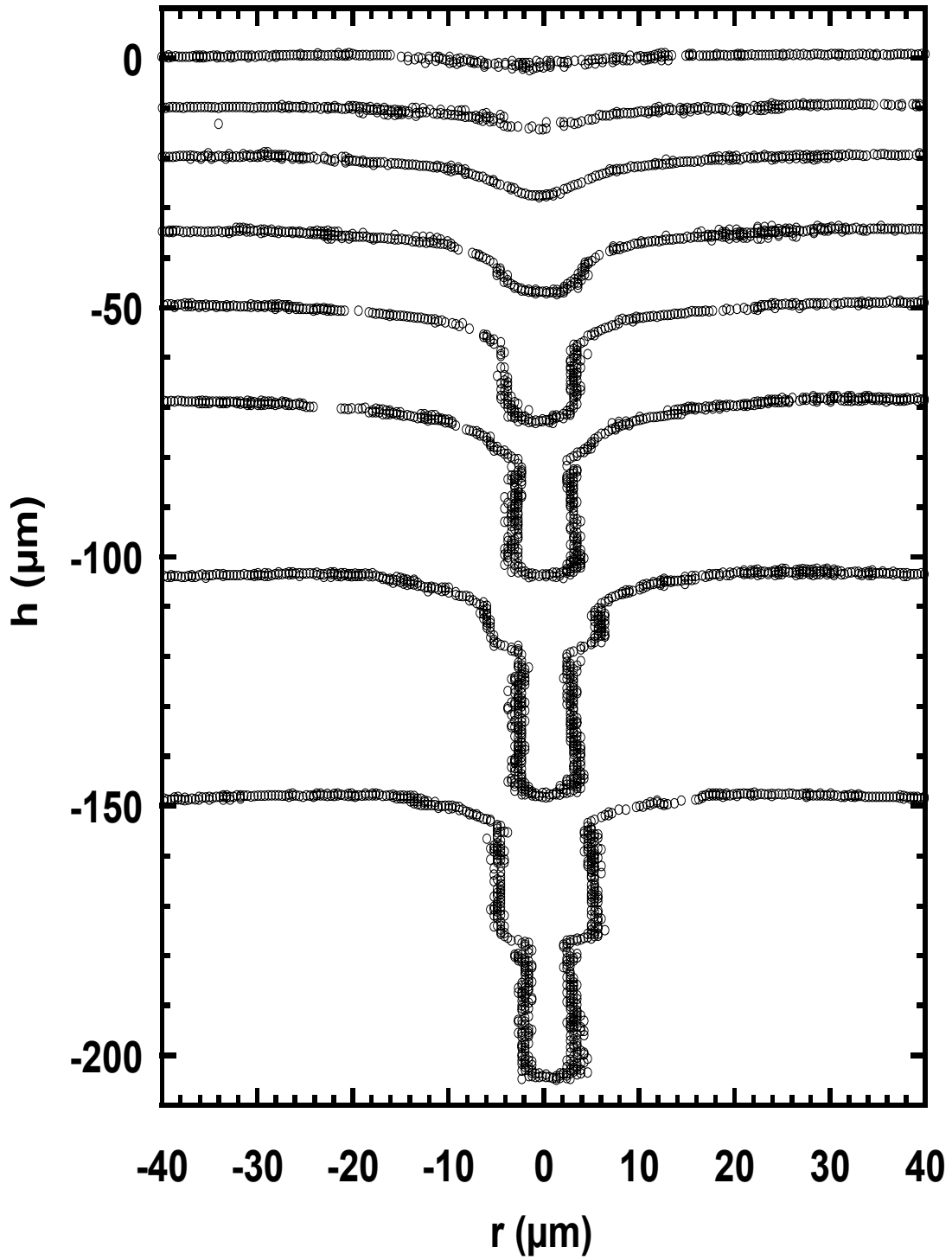


FIG. 6.4 – Profils des déformations extraits après traitement numérique des images pour un écart à la température critique $T - T_C = 3.5K$ et un faisceau laser de rayon au col $\omega_0 = 4.8\mu m$. Les profils ont été décalés par rapport au niveau zéro initial pour plus de lisibilité. Les puissances laser croissantes (de haut en bas) valent successivement: $P = 60, 120, 180, 240, 300, 480, 720$ et 900 mW.

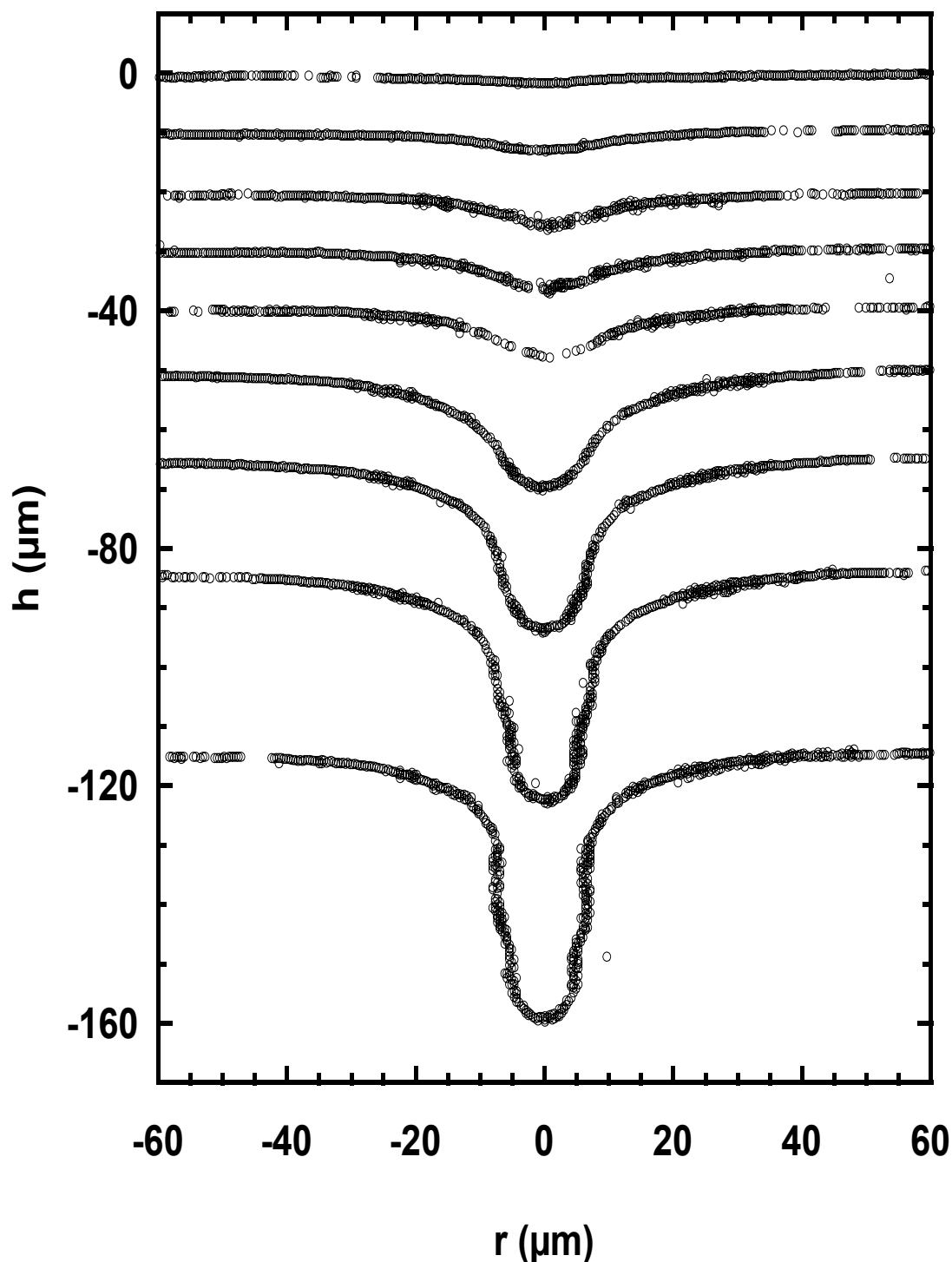


FIG. 6.5 – Profils des déformations pour un écart à la température critique $T - T_C = 3.5K$ et un faisceau laser de rayon au col $\omega_0 = 8.9\mu m$. Les profils ont été décalés pour plus de lisibilité. Les puissances laser croissantes (de haut en bas) valent successivement: $P = 60, 120, 180, 240, 300, 480, 600, 720$ et 900 mW.

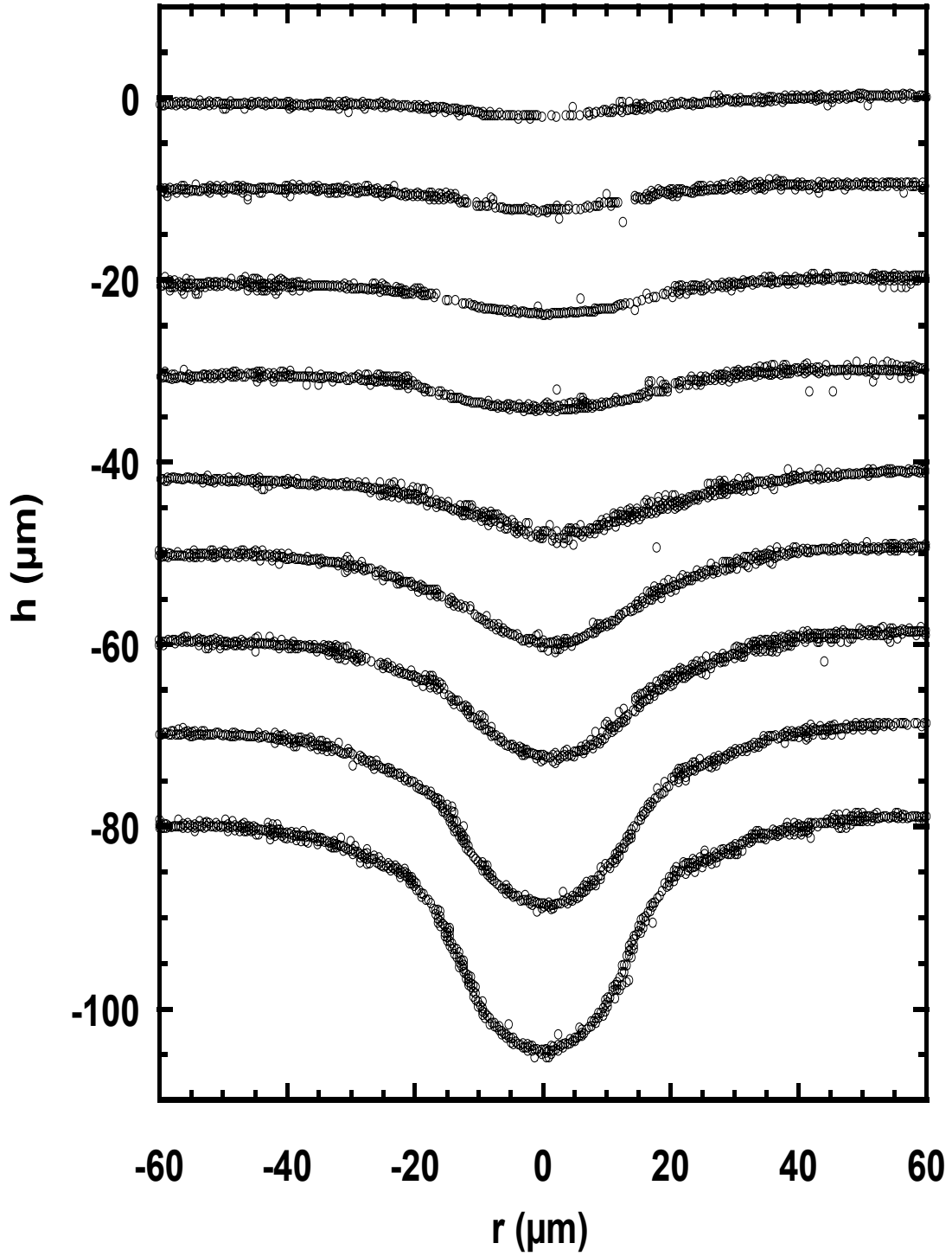


FIG. 6.6 – Profils des déformations engendrées à $T - T_C = 3.5K$ par un faisceau laser de rayon au col $\omega_0 = 15.3\mu m$. Les puissances laser croissantes (de haut en bas) valent successivement: $P = 120, 180, 240, 300, 480, 600, 720, 900$ et 1080 mW. On n'observe pas de formation de doigt pour ce faisceau peu focalisé, même pour les puissances maximales.

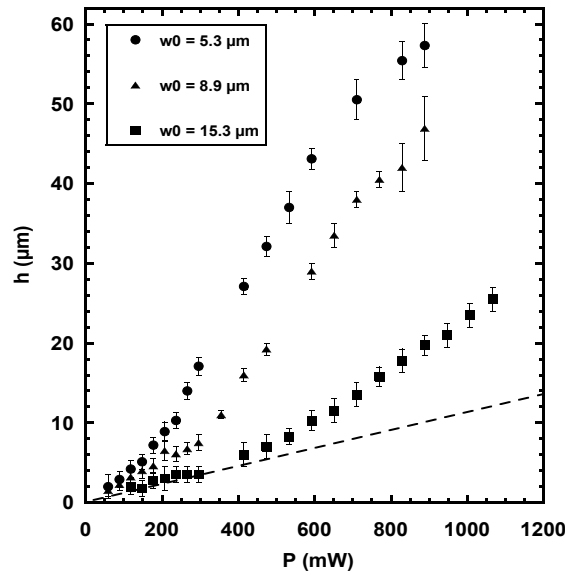
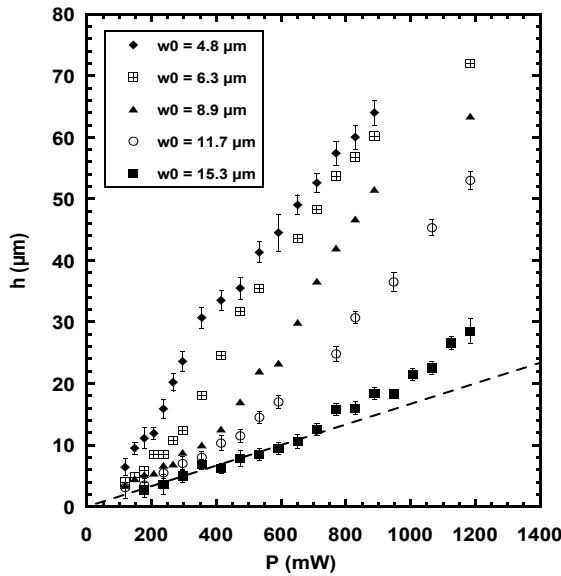
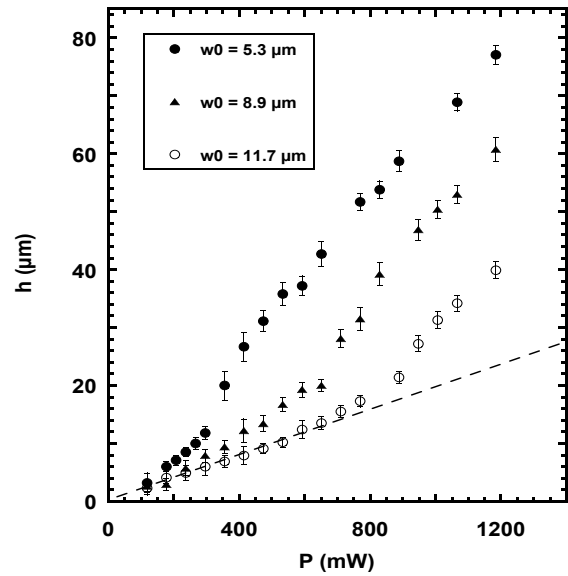


FIG. 6.7 – Variation expérimentale de la hauteur de la déformation sur l'axe en fonction de la puissance laser incidente P , pour un écart à la température critique $T - T_C = 3.5 K$. Les rayons de faisceaux correspondants sont indiqués sur la figure. La droite en pointillés montre le comportement linéaire de la hauteur aux faibles puissances pour le faisceau de rayon au col $\omega_0 = 15.3 \mu m$.



(a)



(b)

FIG. 6.8 – (a) Hauteur de la déformation sur l'axe en fonction de la puissance P , à $T - T_C = 4.5 K$. Les rayons de faisceau sont indiqués en légende sur la figure. La droite en pointillés correspond au comportement linéaire de la hauteur aux faibles puissances pour $\omega_0 = 15.3 \mu m$. (b) Idem pour un écart à la température critique $T - T_C = 5.5 K$.

fonction de la puissance laser P est représentée sur les figures (6.7), (6.8(a)) et (6.8(b)) pour des écarts à la température critique $T - T_C$ respectivement égaux à 3.5, 4.5 et 5.5 K. L'allure générale des courbes obtenues est similaire pour ces trois écarts à la température critique. On constate que la croissance de la déformation est d'autant plus rapide que le faisceau laser est plus focalisé. Pour chaque taille de faisceau, il est possible d'identifier un régime linéaire de croissance pour les puissances les plus basses. Nous avons représenté ce régime pour les plus gros rayons de faisceau sur chacune des figures par une droite en pointillés. C'est en effet pour les faisceaux les moins focalisés que la transition vers les déformations non-linéaires se fait aux puissances les plus élevées. Le régime linéaire de croissance est bien repérable dans ce cas. Cela correspond bien au comportement que nous avons signalé, en comparant les déformations des figures (6.1), (6.2) et (6.3) au paragraphe précédent. En particulier, pour des faisceaux peu focalisés de rayon au col $\omega_0 = 11.7\mu m$ ou $\omega_0 = 15.3\mu m$, les formes en doigts ne sont plus observées. L'interface adopte juste une forme moins arrondie que le profil prévu par le modèle linéaire des déformations. Cela explique le fait que les points expérimentaux ne s'écartent que tardivement et peu du comportement linéaire pour ces rayons sur les figures (6.8(a)) et (6.8(b)).

A l'inverse, la transition vers les déformations non-linéaires est beaucoup plus rapide pour les faisceaux les plus focalisés. Il devient même difficile d'identifier véritablement un régime linéaire de croissance en fonction de la puissance. En effet, sur la figure (6.1), la déformation s'allongeait selon la direction du faisceau dès $P = 240$ mW. Il va sans dire que les résultats expérimentaux présentés au chapitre 4 correspondaient à des courbes, où suffisamment de points étaient disponibles pour effectuer une régression linéaire significative sur les données. Si on prend par exemple le cas de la figure (6.7), un régime linéaire d'évolution de la hauteur reste identifiable pour les rayons de faisceau $\omega_0 = 5.3$ et $8.9\mu m$, pour des puissances $P < 240$ mW. Par contre, sur la figure (6.8(a)), aucun régime linéaire n'est visible pour le rayon de faisceau $\omega_0 = 4.8\mu m$. On comprend donc mieux la restriction apportée dans le préambule du chapitre 4, où nous avons précisé que les résultats ne concernaient pas les déformations engendrées par des faisceaux focalisés de forte puissance au voisinage du point critique. Il faut en effet préciser que les formes en doigt, telles que celles de la figure (6.1), ne sont plus observées même pour des faisceaux très focalisés, quand on s'éloigne suffisamment du point critique (typiquement pour $T - T_C \geq 5.5K$). La tension de surface est sans doute alors suffisamment importante pour s'opposer à la formation de telles structures.

Nous allons maintenant essayer de poser les bases et les hypothèses physiques essentielles susceptibles d'expliquer le profil des déformations non-linéaires.

6.1.3 Equation différentielle régissant les déformations non-linéaires

Expression générale de la courbure κ

Si l'on se reporte au modèle des déformations linéaires proposé au paragraphe (4.4.2), les hypothèses et simplifications effectuées limitent nettement le domaine de validité de l'équation (6.1) régissant la hauteur des déformations:

$$(\rho_1 - \rho_2)gh(r) - \sigma \Delta_r h(r) = \frac{2n_1}{c} \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right) I(r) \quad (6.1)$$

Pour aboutir à cette équation, nous avons supposé en premier lieu que la courbure de l'interface κ était suffisamment faible de façon à s'exprimer au premier ordre comme le

laplacien transverse de la hauteur: $\kappa \simeq \Delta_r h(r)$. Au vu des fortes courbures prises par l'interface pour des puissances élevées, cette hypothèse n'est clairement plus valable. Il nous faut prendre en compte l'expression complète de la courbure pour une interface décrite par $z = h(r)$ en coordonnées cylindriques. Dans le cas général, la courbure κ s'exprime en effet sous la forme:

$$\kappa = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(\frac{r h'(r)}{\sqrt{1 + h'(r)^2}} \right) \quad (6.2)$$

où $h'(r)$ désigne bien entendu la dérivée première de la hauteur par rapport au rayon r . Cette modification, d'origine purement mathématique, suffit déjà à changer complètement la nature de l'équation différentielle satisfaite par la hauteur des déformations. Celle-ci devient une équation fortement non linéaire n'admettant pas de solutions analytiques pour un second membre de (6.1) de type gaussien $I(r) = \frac{2P}{\pi \omega_0^2} \exp\left(\frac{-2r^2}{\omega_0^2}\right)$. Cependant ce n'est pas la seule modification à effectuer, puisqu'il faut également reprendre le bilan des forces et l'expression de la pression de radiation adoptée comme force motrice de la déformation.

Réécriture du bilan des forces de pression de radiation

Le second membre de (6.1) correspond à la pression de radiation exprimée pour un faisceau laser en incidence normale sur l'interface initiale plane séparant les deux phases Φ_1 et Φ_2 . Cette expression était légitime tant que les déformations n'étaient pas trop prononcées. Elle revenait à négliger la variation de la transmission de l'onde laser (et donc par conséquent de la pression de radiation) en fonction de l'angle d'incidence du faisceau sur l'interface. Cependant comme nous le montrons en annexe, cette variation de la transmission $T_{TE, TM}$ entraîne pour les incidences élevées une diminution importante de la pression de radiation s'exerçant à l'interface (cf Fig.(10.2) dans le cas d'une interface air/eau pris comme exemple illustratif). Tant que l'inclinaison de l'interface est peu importante, avec les notations adoptées en annexe, la pression de radiation $p_{rad}(\theta_1, \theta_2)$, qui dépend de l'angle d'incidence θ_1 et de l'angle de réfraction θ_2 , est peu différente de sa valeur en incidence normale $p_{rad}(0, 0)$:

$$\frac{p_{rad}(\theta_1, \theta_2)}{p_{rad}(0, 0)} \simeq 1 \quad (6.3)$$

Le modèle linéaire est donc bien valable pour des déformations d'amplitude faible, n'offrant pas d'inclinaisons trop importantes par rapport à l'interface plane pour laquelle le bilan des forces est effectué. Par contre, dans le cas des déformations non-linéaires, celles-ci présentent des portions quasi-parallèles à la direction de propagation du laser (Fig. (6.1) et (6.2)). Il apparaît donc nécessaire de revoir l'expression de la pression de radiation, en tenant compte de l'angle d'incidence θ_1 du faisceau laser par rapport à la normale à l'interface. Le faisceau laser est incident de bas en haut, de la phase Φ_1 d'indice optique n_1 vers la phase Φ_2 d'indice optique $n_2 > n_1$. Les notations adoptées sont précisées sur la figure (10.1). Nous considérerons, en particulier pour les expressions des coefficients de réflexion et de transmission en énergie $R_{TE, TM}$ et $T_{TE, TM}$, que l'onde incidente est une onde transverse électrique TE.

Comme dit en annexe, la pression de radiation s'exerce toujours normalement à l'interface. On a donc, d'après l'équation (10.9):

$$p_{rad}(\theta_1, \theta_2) \vec{n} = \frac{\cos \theta_1}{c} \left[2n_1 \cos \theta_1 - T_{TE}(n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2) \right] I(r) \vec{n} \quad (6.4)$$

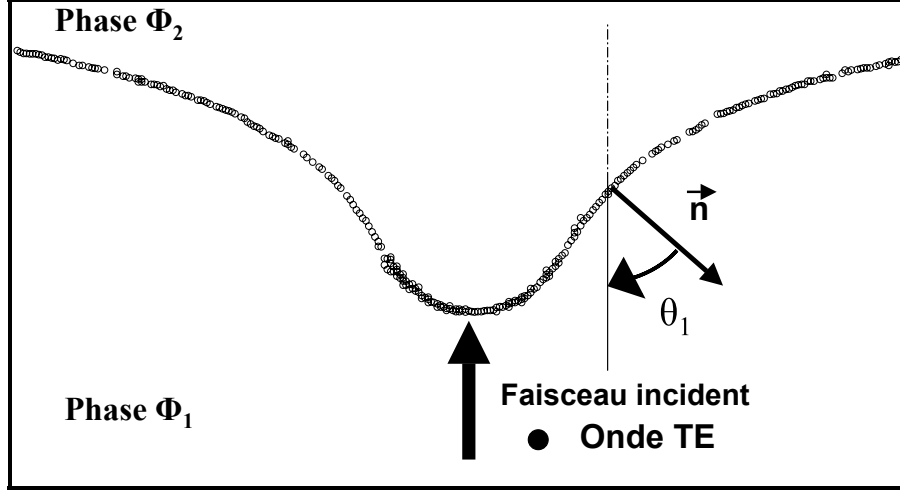


FIG. 6.9 – Définition de l'angle d'incidence θ_1 par rapport à la normale à l'interface $\vec{n}$, pour un faisceau laser se propageant de bas en haut, de la phase Φ_1 la moins réfringente vers la phase Φ_2 la plus réfringente.

Soit compte tenu de l'expression de la transmission T_{TE} (Eq. (10.2)):

$$p_{rad}(\theta_1, \theta_2) \vec{n} = \frac{2n_1 \cos \theta_1}{c} \left[\frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} \right] I(r) \vec{n} \quad (6.5)$$

Le cosinus de l'angle d'incidence se calcule simplement quand on connaît l'expression de la normale $\vec{n}$ à l'interface:

$$\cos \theta_1 = \vec{n} \cdot (-\vec{u}_z) = \frac{1}{\sqrt{1 + h'(r)^2}} \quad (6.6)$$

Le cosinus de l'angle de réfraction θ_2 s'en déduit aisément avec la relation de Descartes:

$$\cos \theta_2 = \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^2 \frac{h'(r)^2}{1 + h'(r)^2}} \quad (6.7)$$

En substituant les équations (6.6) et (6.7) dans l'expression générale de la pression de radiation (6.5), on obtient:

$$p_{rad}(\theta_1, \theta_2) \vec{n} = \frac{2n_1}{c} \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right) \frac{1}{\left(\frac{n_1}{n_1 + n_2} + \frac{n_2}{n_1 + n_2} \sqrt{1 + h'(r)^2 - \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^2 h'(r)^2} \right)^2} I(r) \vec{n} \quad (6.8)$$

Cette expression est la formule la plus générale de la pression de radiation $p_{rad}(\theta_1, \theta_2)$ tenant compte de l'incidence du faisceau à l'interface. On aura reconnu comme préfacteur devant la fraction l'expression de la pression de radiation en incidence normale $p_{rad}(0, 0)$. On vérifie bien ainsi que l'on retombe sur la valeur considérée dans le modèle linéaire, quand on néglige l'inclinaison de l'interface et la variation de la transmission en fonction de celle-ci. Il suffit en effet pour cela de faire $h'(r) = 0$ dans l'équation (6.8). On peut cependant effectuer quelques simplifications dans cette équation, du fait de la très faible différence d'indice entre les deux phases. En effet, on a toujours:

$$n_1 \simeq n_2 \quad (6.9)$$

et

$$n_1 - n_2 = \Delta n < 0 \quad (6.10)$$

où Δn est un infiniment petit. On trouve donc en développant l'expression sous la racine carrée au premier ordre en Δn :

$$p_{rad}(\theta_1, \theta_2) \simeq \frac{\Delta n}{c} \frac{4}{\left(1 + \sqrt{1 - \frac{2\Delta n}{n_2} h'(r)^2}\right)^2} I(r) \quad (6.11)$$

Le calcul des déformations linéaires correspondait donc à un calcul au premier ordre en Δn . Tenir compte de l'incidence du faisceau laser à l'interface en écrivant la pression de radiation selon l'équation (6.11) revient à effectuer le calcul à l'ordre supérieur suivant. Nous pouvons donc maintenant donner l'équation différentielle régissant la hauteur des déformations non-linéaires:

$$(\rho_1 - \rho_2)gh(r) - \sigma\kappa = p_{rad}(\theta_1, \theta_2) \quad (6.12)$$

Soit étant donné les équations (6.2) et (6.11):

$$(\rho_1 - \rho_2)gh(r) - \sigma \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(\frac{r h'(r)}{\sqrt{1 + h'(r)^2}} \right) = \frac{\Delta n}{c} \frac{4}{\left(1 + \sqrt{1 - \frac{2\Delta n}{n_2} h'(r)^2}\right)^2} I(r) \quad (6.13)$$

$I(r)$ désigne le champ d'intensité gaussien de l'onde:

$$I(r) = \frac{2P}{\pi\omega_0^2} \exp\left(\frac{-2r^2}{\omega_0^2}\right) \quad (6.14)$$

Remarques

L'équation différentielle (6.13) est une équation fortement non-linéaire n'admettant pas de solution analytique. On peut en effet souligner que, même dans les cas des formes d'équilibres déterminées par la compétition entre la gravité et la tension de surface, les solutions analytiques sont rares quand le terme de courbure total est pris en compte. A fortiori, le calcul devient particulièrement complexe quand on rajoute au problème un second membre gaussien, faisant encore intervenir une dérivée première de la hauteur. Nous pensons cependant que l'essentiel de la physique décrivant les déformations non-linéaires observées est résumé dans l'équation différentielle non-linéaire proposée, c'est à dire la dépendance de la pression de radiation vis-à-vis de l'angle d'incidence. Les premiers essais de résolution numérique que nous avons effectués nous confortent dans ce sens.

6.1.4 Résolution numérique de l'équation différentielle non-linéaire tronquée

Adimensionnalisation et inversion

L'équation différentielle (6.13) s'avérant particulièrement difficile à résoudre, même d'un point de vue numérique, nous nous contenterons ici de n'en considérer qu'une version tronquée. La tension de surface étant particulièrement faible pour notre système au voisinage du point critique, nous allons carrément omettre le terme correspondant dans

l'équation des déformations non-linéaires. Négliger totalement la tension de surface a deux conséquences principales pour les profils présentés après intégration numérique. Les hauteurs sur l'axe sont clairement surestimées puisqu'il n'y a plus de force s'opposant à la déformation de l'interface. De plus, les profils peuvent présenter des formes pointues physiquement aberrantes, puisqu'elles seraient "arrondies" à cause de leur coût énergétique par la tension de surface σ . Notre but n'est en fait pas de simuler, au sens strict du terme, les déformations non-linéaires observées mais déjà d'essayer de voir si l'équation (6.13) possède des particularités susceptibles de conduire à des formes inattendues.

En négligeant la tension de surface, nous sommes amenés à résoudre la version tronquée de l'équation (6.13), soit:

$$(\rho_1 - \rho_2)gh(r) = \frac{\Delta n}{c} \frac{2P}{\pi\omega_0^2} \frac{4}{\left(1 + \sqrt{1 - \frac{2\Delta n}{n_2} h'(r)^2}\right)^2} \exp\left(\frac{-2r^2}{\omega_0^2}\right) \quad (6.15)$$

On peut rendre le problème sans dimension en renormalisant le rayon r par rapport au rayon du faisceau au col:

$$u = \frac{r}{\omega_0} \quad (6.16)$$

Pour hauteur caractéristique, on peut prendre:

$$h_{lin}(0) = \frac{1}{cg} \frac{\Delta n}{\Delta \rho} \frac{2P}{\pi\omega_0^2} = \frac{1}{cg} \left(\frac{\partial n}{\partial \rho}\right) I(0) = h(\text{Bo} \gg 1) \quad (6.17)$$

On reconnaît en effet la hauteur de la déformation linéaire sur l'axe dans le régime grand nombre de Bond, hauteur que nous avons définie au paragraphe (5.2.3), équation (5.57). On renormalise donc $h(r)$ par cette hauteur caractéristique, de façon à définir la hauteur adimensionnée:

$$H(u) = \frac{h(r)}{h(\text{Bo} \gg 1)} \quad (6.18)$$

Avec ces notations, l'équation (6.15) peut être inversée pour obtenir l'expression de $H'(u) = \frac{dH}{du}$ en fonction de $H(u)$:

$$H'(u) = \frac{\omega_0}{h(\text{Bo} \gg 1)} \sqrt{-\frac{n_2}{2\Delta n}} \sqrt{\left(\frac{2e^{-u^2}}{\sqrt{H(u)}} - 1\right)^2 - 1} \quad (6.19)$$

Cette équation implicite est intégrable numériquement. On a posé comme condition limite et initiale d'intégration que la hauteur de la déformation était nulle loin de l'axe du faisceau. Nous avons effectué les calculs sous MATLAB, logiciel de calcul mathématique.

Résultats des calculs numériques

Pour fixer les idées, nous avons essayé de "simuler", en intégrant l'équation (6.19), les profils de déformations montrés précédemment sur les figures (6.4), (6.5) et (6.6). Nous avons donc pris pour nos calculs la valeur de la différence d'indice correspondant à l'écart à la température critique $T - T_C = 3.5K$, soit $\Delta n = -8 \cdot 10^{-3}$. Les résultats des calculs sont présentés respectivement sur les figures (6.12), (6.11) et (6.10). Toutes choses égales par ailleurs, les courbes numériques correspondent exactement aux mêmes

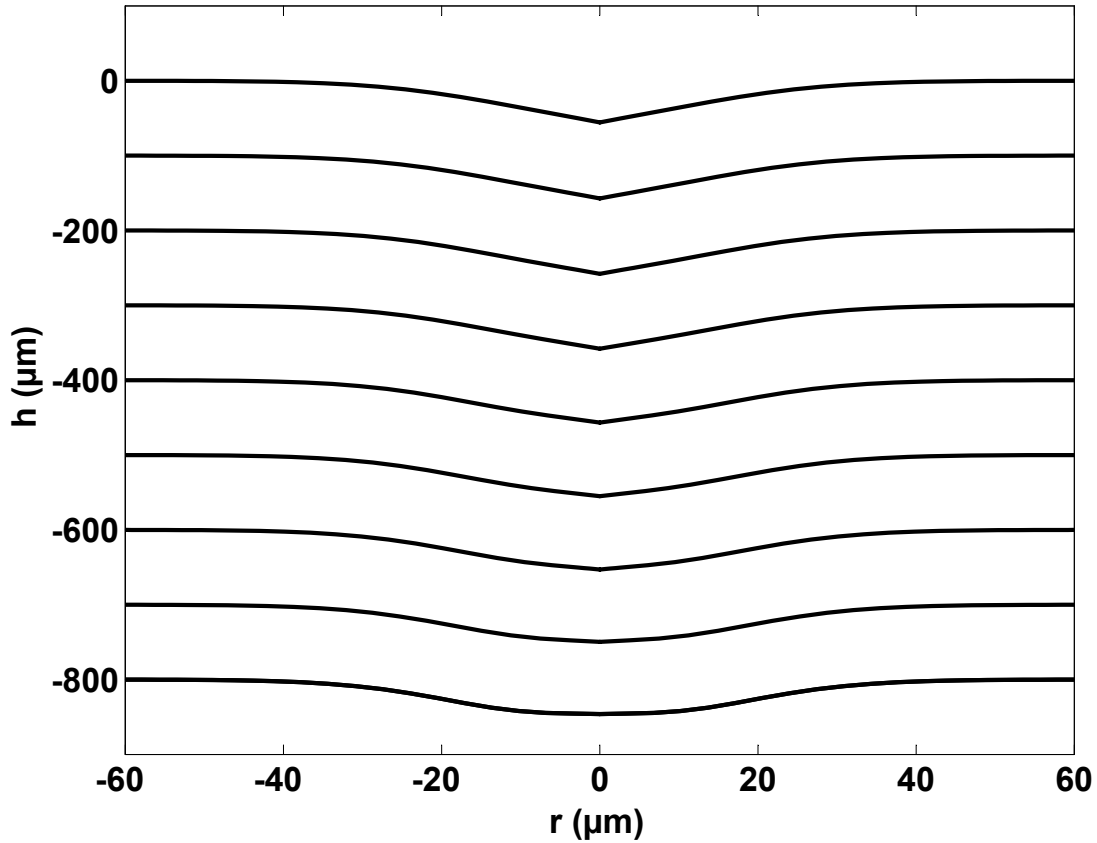


FIG. 6.10 – Simulations numériques des profils de déformations présentés sur la figure (6.6), i.e pour $T - T_C = 3.5K$ et un faisceau laser de rayon au col $\omega_0 = 15.3\mu m$. Les puissances laser croissantes (de haut en bas) valent successivement: $P = 120, 180, 240, 300, 480, 600, 720, 900$ et 1080 mW. Le profil des déformations ne présente pas de particularités et est similaire à celui obtenu à partir du modèle linéaire.

puissances laser P que celles indiquées pour les profils expérimentaux. Que peut-on tirer comme enseignements de ces simulations numériques?

En premier lieu, comme dit précédemment les hauteurs sont grandement surestimées par rapport aux hauteurs réelles. Si l'on s'intéresse plutôt à la forme générale des déformations, on constate que pour le faisceau le moins focalisé ($\omega_0 = 15.3\mu m$) le profil reste similaire à celui obtenu à partir du modèle linéaire. Les déformations sont douces et ne présentent pas de singularités (Fig. (6.10)). Ce n'est pas le cas pour des faisceaux plus focalisés. Pour un rayon de faisceau au col $\omega_0 = 8.9\mu m$, les déformations pour les trois premières puissances restent conformes au profil linéaire classique (cf Fig. (6.11)). Par contre, à partir de $P = 240$ mW, on voit apparaître une pointe sur l'axe de la déformation, ainsi qu'un épaulement de part et d'autre. Ayant négligé la tension de surface, il n'est pas étonnant de voir des formes pointues apparaître, puisqu'il n'y a pas de coût en termes d'énergie surfacique s'opposant à leur formation. Cette pointe secondaire est d'autant plus prononcée que la puissance laser P est importante. Pour le faisceau le plus focalisé ($\omega_0 = 4.8\mu m$), les profils simulés numériquement s'écartent d'emblée des profils linéaires classiques des déformations (Fig. (6.12)). La pointe secondaire se forme dès les puissances laser les plus basses. Afin de rendre la forme des déformations simulées plus visible, le profil correspondant à la puissance $P = 480$ mW sur la figure (6.12)) est présenté

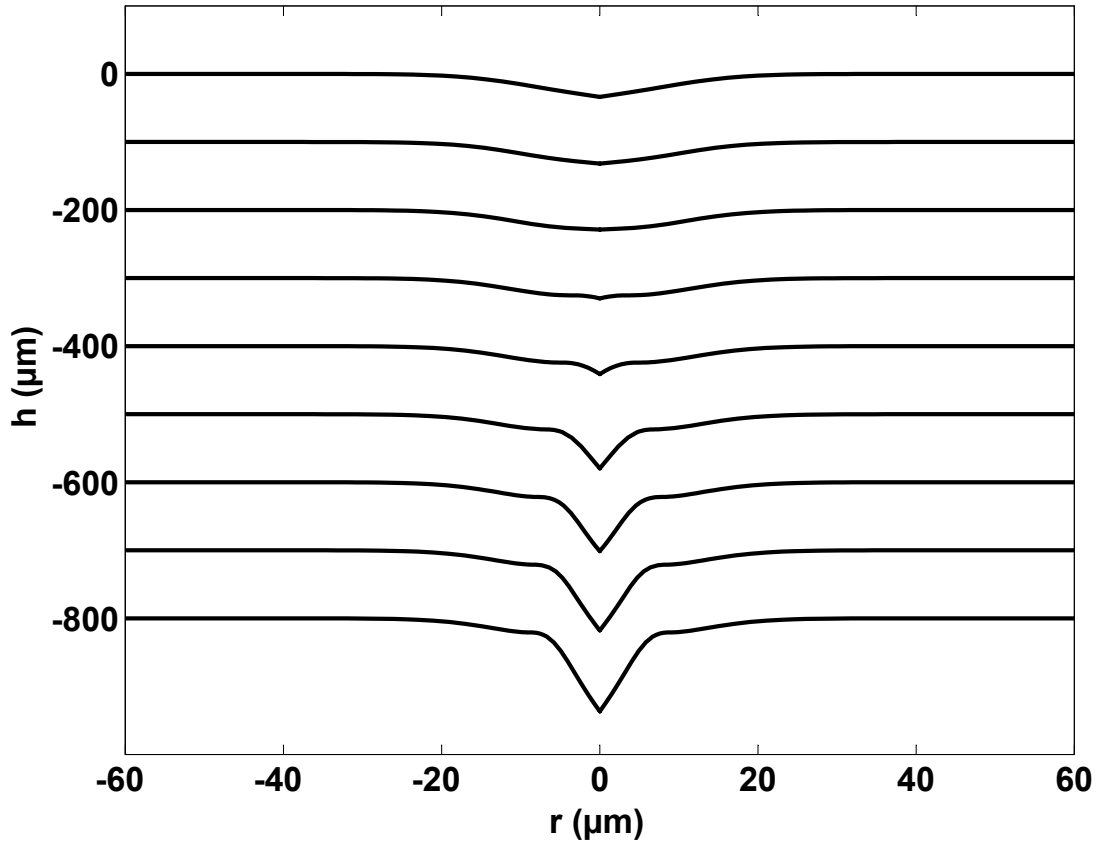


FIG. 6.11 – *Simulations numériques des profils de déformations présentés sur la figure (6.5), i.e pour un écart à la température critique $T - T_C = 3.5K$ et un faisceau laser de rayon au col $\omega_0 = 8.9\mu m$. Les puissances laser croissantes (de haut en bas) valent successivement: $P = 60, 120, 180, 240, 300, 480, 600, 720$ et 900 mW. On constate la formation d'une pointe secondaire à partir de $P = 240$ mW. L'équation non-linéaire (6.15) négligeant la tension de surface, de telles formes pointues sont en effet permises. Un terme de tension de surface entraînerait un profil de déformation plus arrondi.*

seul sur la figure (6.13). On distingue clairement un épaulement de part et d'autre de la pointe centrale de la déformation. Cet épaulement ressemble à celui qui est visible sur le profil expérimental correspondant de la figure (6.4).

Bilan et perspectives

Si on assimile la formation de la pointe sur les profils numériques à l'apparition du doigt pour les déformations réelles, le modèle proposé, basé sur la résolution de l'équation différentielle non-linéaire amputée du terme de tension de surface, reproduit qualitativement les observations expérimentales. Pour un écart à la température critique fixé (dans notre cas $T - T_C = 3.5K$), les doigts ne se forment que pour les faisceaux les plus focalisés. Pour les plus gros faisceaux, les déformations ne diffèrent que peu du profil linéaire classique. De plus, l'apparition du doigt se fait d'autant plus tôt en puissance que le faisceau est focalisé. Les simulations numériques sont conformes à ces constatations effectuées au vu des profils expérimentaux et des courbes (6.7), (6.8(a)) et (6.8(b)). On peut donc affirmer que notre modèle rend compte au moins qualitativement des caractéristiques

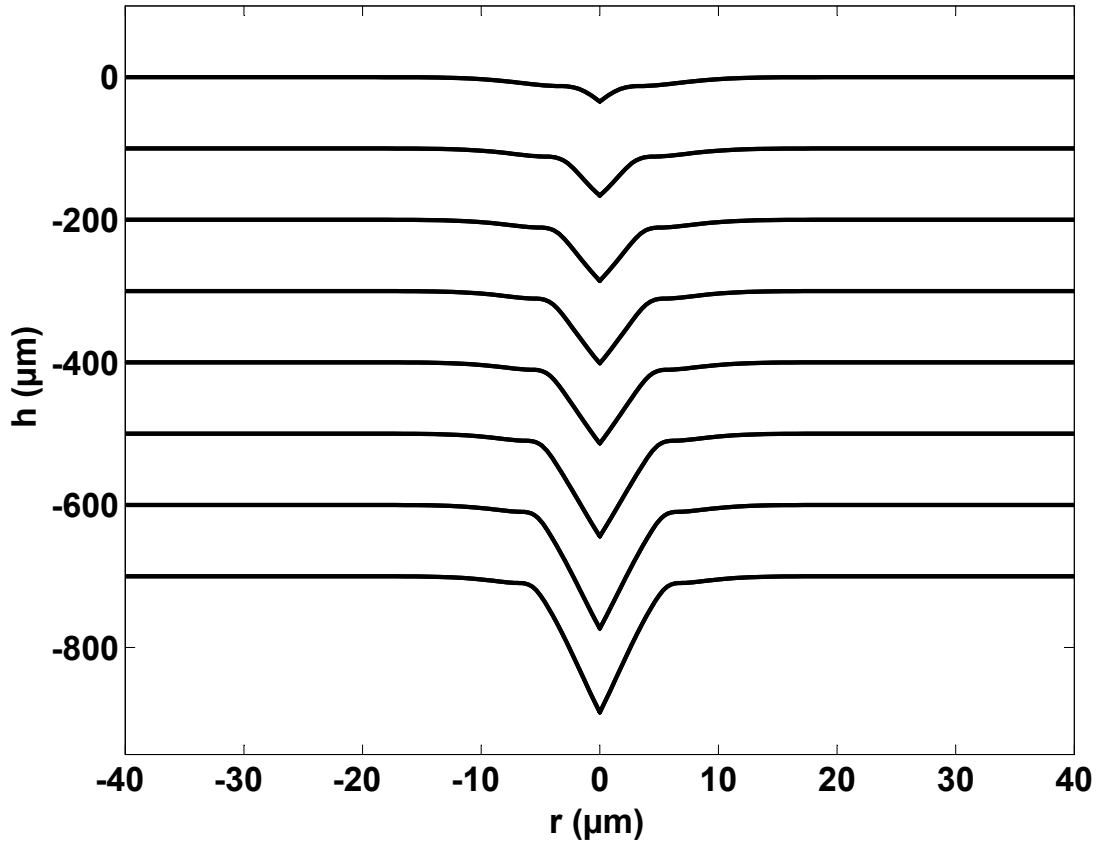


FIG. 6.12 – *Simulations numériques des profils de déformations présentés sur la figure (6.4), i.e pour un écart à la température critique $T - T_C = 3.5K$ et un faisceau laser de rayon au col $\omega_0 = 4.8\mu m$. Les puissances laser croissantes (de haut en bas) valent successivement: $P = 60, 120, 180, 240, 300, 480, 720$ et 900 mW. Dès les puissances les plus basses, le profil des déformations s'écarte du profil linéaire classique. On constate d'emblée la formation d'une pointe secondaire sur l'axe.*

principales des déformations non-linéaires. Certes nos intégrations numériques sont plus que sommaires et il conviendrait en toute rigueur de travailler à partir de l'équation différentielle non-linéaire complète (6.13). Cependant la résolution numérique détaillée d'une telle équation est un travail à part entière qui dépasse le cadre de cette thèse. Des collaborations futures sont envisagées afin de pouvoir procéder à des simulations numériques rigoureuses.

Nous pensons toutefois que l'équation différentielle (6.13) possède bien les singularités mathématiques nécessaires à l'explication des profils des déformations non-linéaires. En ce sens, il est satisfaisant de pouvoir proposer un modèle physique relativement simple pour ces formes de doigts très surprenantes. Il est évident que ces formes sont possibles du fait de la très faible tension de surface de l'interface. Il ne faut pas oublier que les doigts ne sont plus observés pour des tensions de surface plus fortes loin du point critique. Mais l'argument physique principal est la dépendance de la transmission en énergie et de la pression de radiation vis à vis de l'angle d'incidence du faisceau laser sur l'interface. Nous allons voir que cette dépendance peut également permettre d'expliquer la nature instable de l'interface sous forte intensité laser, dans le cas où le faisceau se propage de la phase la plus réfringente vers la phase la moins réfringente.

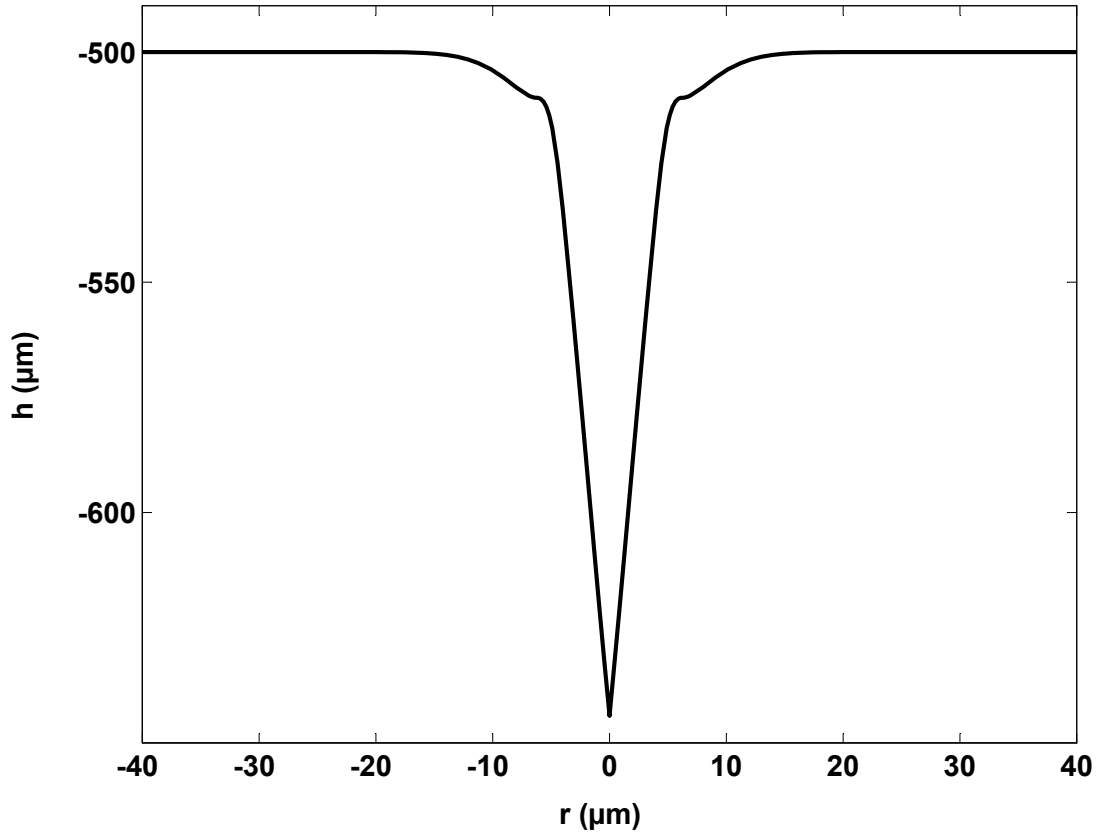


FIG. 6.13 – Zoom sur le profil de déformation simulé à la puissance laser $P = 480 \text{ mW}$ sur la figure (6.12)). L'épaulement caractéristique de part et d'autre de la pointe centrale de la déformation est clairement visible. On pourra comparer avec le profil expérimental correspondant de la figure (6.4).

6.2 Instabilité de l'interface pour un faisceau incident se propageant du milieu le plus réfringent vers le milieu le moins réfringent

6.2.1 Déformation de l'interface et instabilité pour des puissances laser P élevées

Au chapitre 4, nous avons dit que les déformations engendrées par la pression de radiation, quand le faisceau se propage de la phase Φ_2 vers la phase Φ_1 , étaient similaires à celles obtenues pour l'autre sens de propagation de la lumière. Il convient maintenant de nuancer ce propos et de restreindre la validité de ces résultats aux déformations induites sous des puissances laser modérées. En effet, pour des puissances laser élevées le modèle linéaire n'est plus valable, et pour cause. Au-delà d'un certain seuil en puissance P_S , les déformations ne sont en fait plus stables et conduisent à la rupture de l'interface et à la formation d'un long filament. Pour le sens de propagation précédent, les déformations adoptaient des formes non-linéaires pour des faisceaux de forte puissance très focalisés mais restaient stables et définies. A l'inverse, dans le cas présent les déformations gardent un profil classique, jusqu'à ce que l'interface perde toute stabilité et s'effondre. Un exemple

d'un tel processus est illustré pour des puissances laser croissantes sur les images des figures (6.14) et (6.15). L'écart à la température critique vaut $T - T_C = 15K$ et le rayon du faisceau laser $\omega_0 = 3.5\mu m$. On constate que les déformations correspondent bien au profil attendu pour les puissances les plus faibles et ne présentent aucune particularité notable. On peut le vérifier sur les profils extraits après traitement numérique des images (cf Fig. (6.16)). On observe ensuite un allongement de la déformation selon l'axe de propagation du faisceau pour des puissances plus élevées ($P = 920, 1110$ et 1170 mW). Nous avons reporté sur la figure (6.17) la hauteur sur l'axe de la déformation en fonction de la puissance. Un régime de croissance linéaire pour les puissances modérées est clairement identifiable, comme l'atteste la régression linéaire (trait en pointillés) effectuée sur les données. Ce sont ces régimes de croissance que nous avons exploités au chapitre 4, pour les résultats relatifs aux déformations linéaires pour ce sens de propagation du faisceau. On constate également que les trois derniers points sur la courbe de la figure (6.17) s'écartent du régime linéaire, ce qui était déjà visible sur les profils de la figure (6.16). En effet, pour la puissance $P = P_S = 1230mW$, l'interface devient instable et conduit à la formation du filament présenté sur la figure (6.15). Le fait que l'on s'écarte du régime linéaire pour les puissances les plus hautes ne constitue que les prémices de l'instabilité de l'interface. On notera de plus que cette instabilité survient de façon relativement brutale.

La nature instable de l'interface au-delà d'une certaine puissance seuil P_S a été constatée de manière générale pour ce sens de propagation du faisceau laser sur une grande gamme de variation des paramètres expérimentaux. La figure (6.18) montre par exemple les profils engendrés par la pression de radiation à $T - T_C = 1.5K$ et pour un rayon de faisceau $\omega_0 = 11.0 \mu m$. Le dernier profil n'est pas un profil de déformation stationnaire mais correspond à une image prise durant la déstabilisation de l'interface à la puissance seuil, qui vaut dans ce cas-ci $P_S = 370 mW$. On notera une nouvelle fois le caractère brutal de l'instabilité, comme le montre l'évolution de la hauteur de la déformation en fonction de la puissance (cf Fig. (6.19)). Nous nous sommes donc attachés à caractériser le seuil de l'instabilité en faisant varier le rayon du faisceau laser et l'écart à la température critique. Les résultats obtenus font l'objet du prochain paragraphe.

6.2.2 Loi d'échelle expérimentale pour le seuil en puissance P_S de l'instabilité

Nous avons mesuré le seuil en puissance P_S au-delà duquel les déformations deviennent instables, pour des écarts à la température critique $1.5K \leq T - T_C \leq 15K$ et des rayons de faisceau au col variant de 3.5 à $11 \mu m$. Les résultats sont présentés sur la figure (6.20). On constate tout d'abord que la puissance seuil P_S varie linéairement en fonction du rayon du faisceau laser incident ω_0 . Les droites représentées sur la figure (6.20) correspondent en effet aux régressions linéaires effectuées sur chaque ensemble de points expérimentaux, pour un écart à la température critique fixé. Plus le rayon du faisceau est gros, plus la déstabilisation de l'interface et la formation du filament interviennent à des puissances élevées. De plus, la puissance seuil est également d'autant plus élevée que l'écart à la température critique $T - T_C$ est important. Ainsi pour les trois premiers écarts $T - T_C = 1.5K, 3 K$ et $5 K$ la source laser nous permet d'atteindre le seuil de l'instabilité pour l'ensemble des rayons de faisceau expérimentalement accessibles. Par contre, pour $T - T_C = 15K$, le seuil n'est atteint que pour les faisceaux les plus focalisés. Nous avons aussi effectué une série d'expériences à $T - T_C = 18K$. Pour cet écart à la température

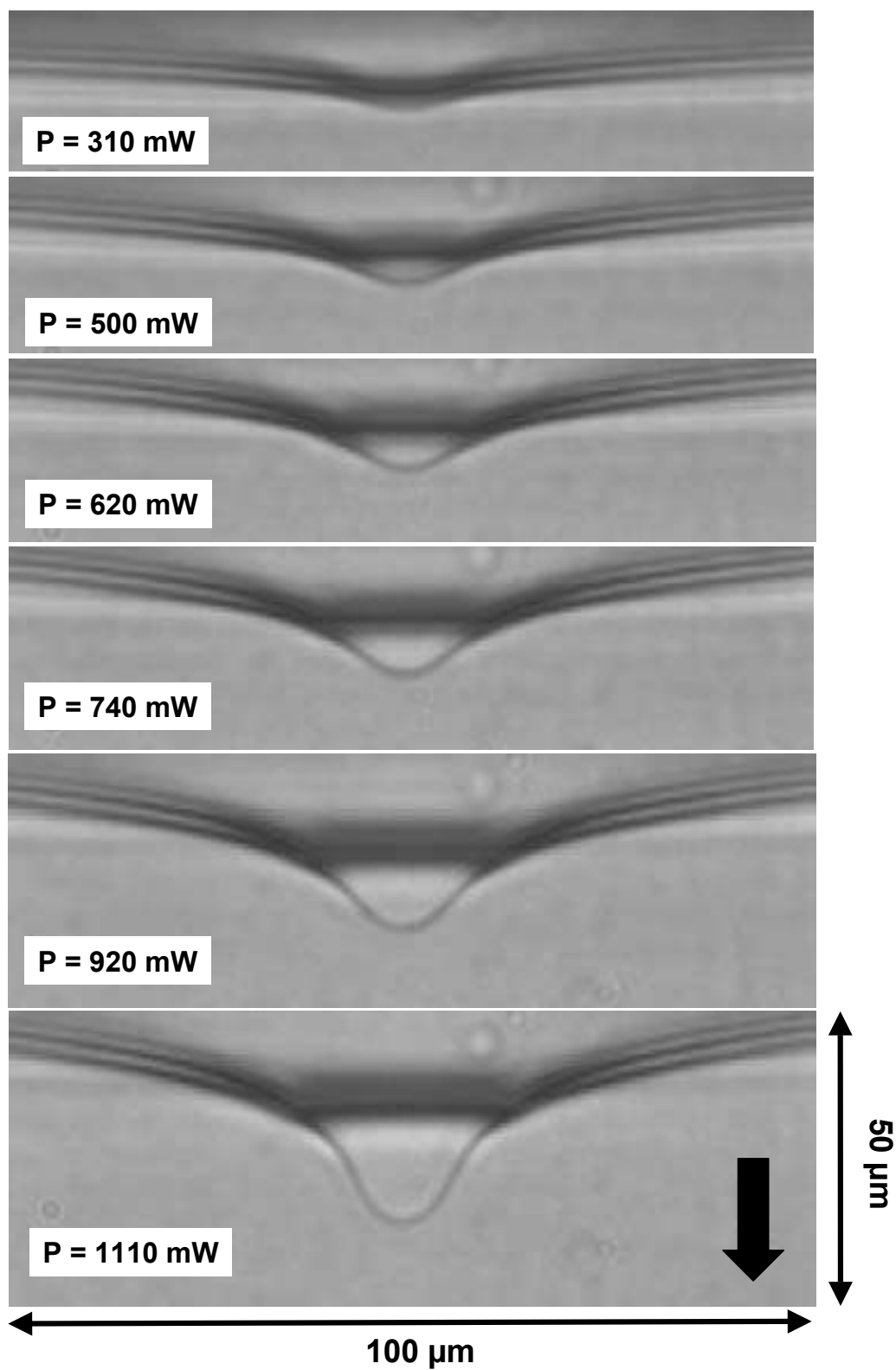


FIG. 6.14 – *Evolution des déformations en fonction de la puissance pour un faisceau laser incident par le haut (flèche pleine). L'écart à la température critique $T - T_C = 15K$ et le rayon du faisceau au col $\omega_0 = 3.5\mu m$. On observe un léger allongement de la déformation selon l'axe du faisceau pour $P = 1110 mW$.*

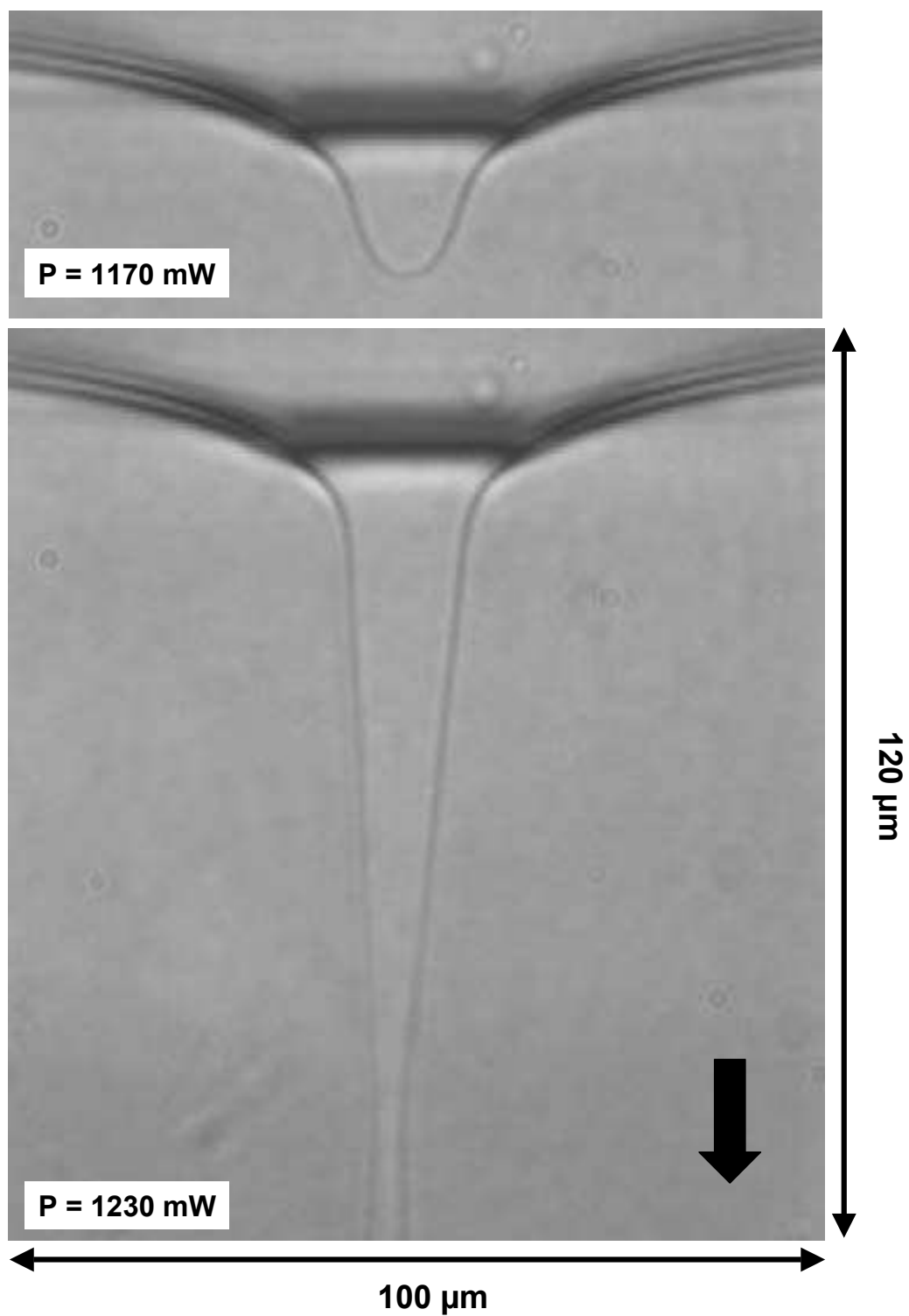


FIG. 6.15 – Suite de la série en puissance de la figure (6.14). Pour $P = 1230 \text{ mW}$, l'interface devient brutalement instable et se brise, conduisant à la formation d'un long filament.

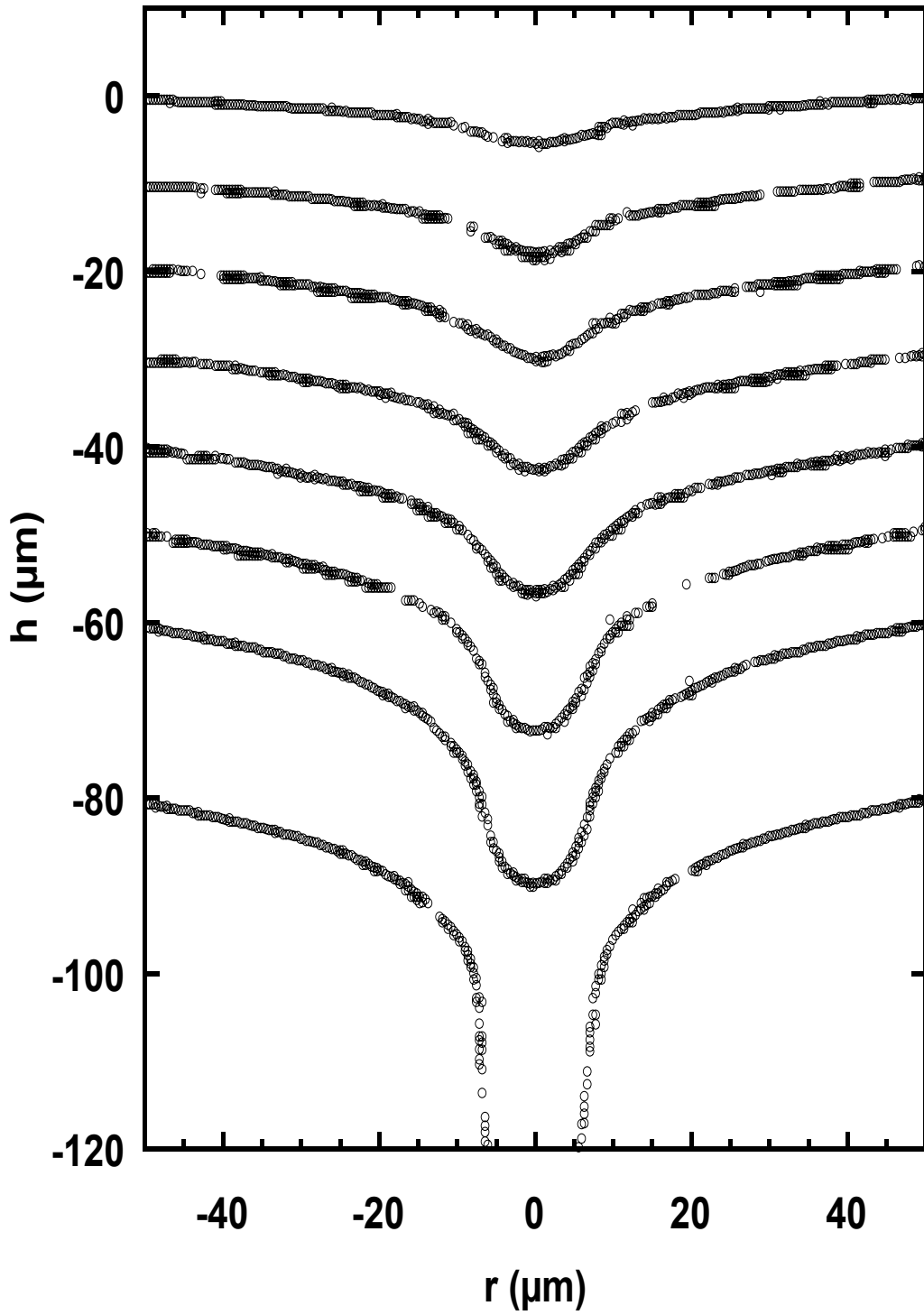


FIG. 6.16 – Profils des déformations extraits après traitement numérique des images présentées sur les figures (6.14) et (6.15), i.e pour $T - T_C = 15K$ et un rayon de faisceau $\omega_0 = 3.5\mu m$. Les puissances laser successives valent: $P = 310, 500, 620, 740, 920, 1110$ et 1170 mW. Le profil correspondant à $P = 1170$ mW est le dernier profil stationnaire obtenu avant que l'interface ne se déstabilise. A titre indicatif, on a également représenté une partie du profil de l'interface lors de la déstabilisation à $P = 1230$ mW.

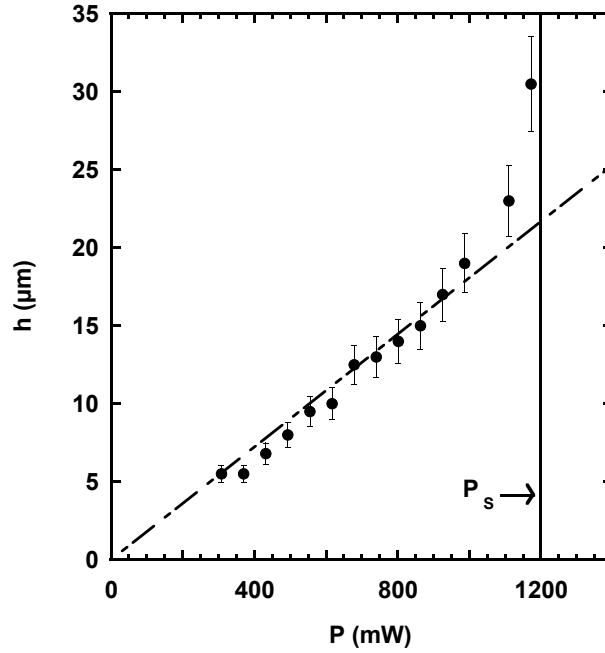


FIG. 6.17 – Evolution de la hauteur stationnaire de la déformation en fonction de la puissance laser P , pour les profils de la figure (6.16): $T - T_C = 15K$ et $\omega_0 = 3.5\mu m$. La courbe en pointillés indique la régression linéaire effectuée pour les puissances les plus basses: l'évolution de la hauteur est bien linéaire en fonction de la puissance et la pente correspondante a été exploitée dans les résultats du paragraphe (5.3). On constate que la hauteur s'écarte du comportement linéaire aux hautes puissances pour finalement diverger. Le trait vertical marque le seuil en puissance P_S au-delà duquel l'interface devient instable et conduit à la formation du long filament présenté sur la figure (6.15).

critique, nous n'avons observé aucune déstabilisation de l'interface, même aux puissances laser maximales avec des faisceaux très focalisés. Pour un rayon de faisceau fixé, en l'occurrence $\omega_0 = 3.5\mu m$, nous avons également tracé sur la figure (6.21) l'évolution de la puissance seuil P_S en fonction de l'écart à la température critique. On s'aperçoit que la variation de P_S est linéaire en $T - T_C$, comme le montre la régression linéaire représentée en trait plein sur la figure. D'un point de vue exposant critique, P_S se comporte donc comme:

$$P_S \propto (T - T_C)^1 \quad (6.20)$$

On comprend donc bien que pour des écarts à la température critique importants, le seuil en puissance correspondant est trop élevé et ne peut être atteint au moyen notre source laser. En effet, la puissance maximale dont on peut disposer à l'interface est de l'ordre de 1.3 W, compte tenu des pertes optiques.

Nous avons donc déterminé le comportement du seuil en puissance P_S de l'instabilité en fonction des paramètres expérimentaux pertinents. Nous allons voir qu'une approche phénoménologique, par le biais d'une analyse dimensionnelle, permet de retrouver les dépendances observées et de trouver une loi d'échelle pour le seuil P_S .

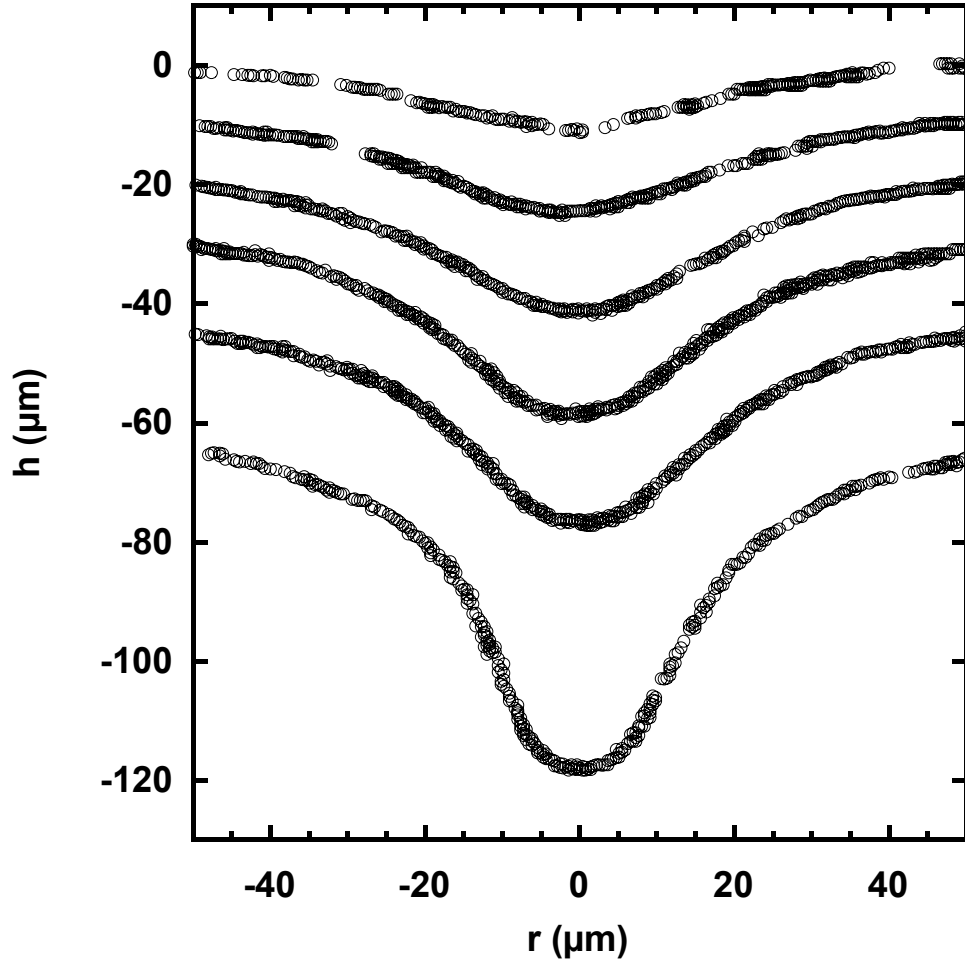


FIG. 6.18 – Profils des déformations extraits après traitement numérique des images pour un écart à la température critique $T - T_C = 1.5K$ et un faisceau laser de rayon au col $\omega_0 = 11.0\mu m$. Les puissances laser successives valent: $P = 120, 190, 250, 310, 340$ et 370 mW. Le profil correspondant à $P = 370$ mW n'est pas un profil stationnaire. L'interface est en train de se déstabiliser pour conduire à la formation du filament.

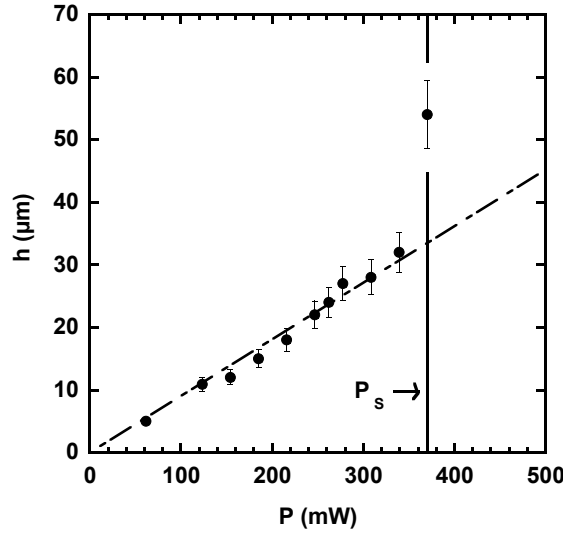


FIG. 6.19 – *Evolution de la hauteur stationnaire de la déformation en fonction de la puissance laser P , pour les profils de la figure (6.18): $T - T_C = 1.5K$ et $\omega_0 = 11.0\mu m$. La courbe en pointillés indique l'évolution linéaire pour les puissances les plus basses. Le trait vertical marque le seuil en puissance P_S au-delà duquel l'interface devient instable. Dans le cas présent, $P_S = 370mW$.*

Analyse dimensionnelle

On peut commencer par déterminer quelles sont les grandeurs physiques pertinentes dans le processus de déstabilisation et d'effondrement de l'interface. Il s'agit clairement d'une compétition entre l'énergie surfacique assurant la cohésion de l'interface et l'énergie apportée par l'onde laser. La différence de densité entre les phases ne joue a priori aucun rôle dans le phénomène, si ce n'est de façon indirecte à travers le contraste d'indice de réfraction qui peut en résulter. On peut donc essayer de construire de façon dimensionnelle une puissance caractéristique à partir des grandeurs que sont la tension de surface σ , la taille caractéristique du faisceau ω_0 et la célérité de la lumière c . La seule façon d'obtenir une puissance caractéristique P_C à partir de ces trois quantités est d'écrire, à un facteur numérique près:

$$P_C = \sigma c \omega_0 \quad (6.21)$$

On retrouve ainsi une puissance caractéristique dépendant linéairement du rayon du faisceau. Par contre, le comportement critique en $T - T_C$ correspond à celui de la tension de surface, i.e en $(T - T_C)^{1.26}$. Cet exposant est légèrement supérieur à celui constaté expérimentalement sur la figure (6.21). On peut maintenant se dire que, comme la pression de radiation p_{rad} , mécanisme de l'instabilité, est proportionnelle à la différence d'indice optique Δn entre les deux phases, la grandeur importante dans le processus de brisure n'est pas la puissance P , mais $(-\Delta n)P$ ($\Delta n = n_1 - n_2 < 0$ par convention). Sur la base de ces arguments, on est donc tenté de proposer comme expression d'une puissance caractéristique:

$$P_C = \frac{\sigma c \omega_0}{(-\Delta n)} \quad (6.22)$$

Le comportement critique correspond alors à:

$$P_C \propto (T - T_C)^{\mu-\beta} \propto (T - T_C)^{0.935} \quad (6.23)$$

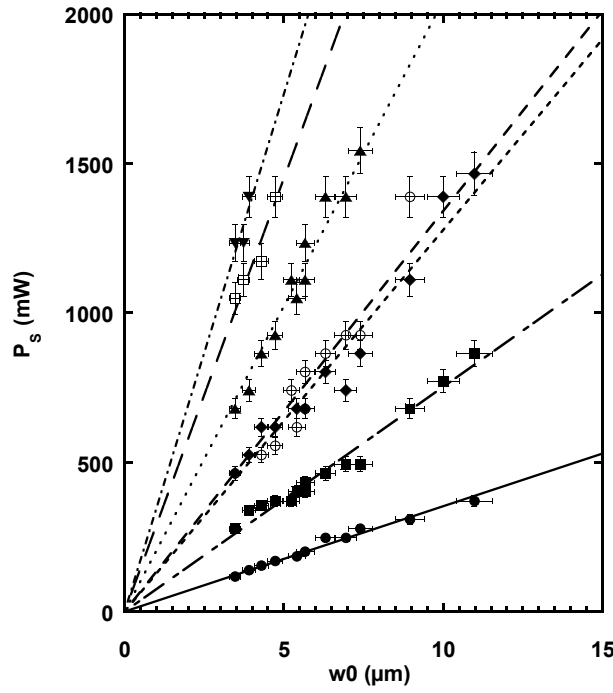


FIG. 6.20 – Seuil en puissance P_S de l'instabilité de l'interface en fonction du rayon au col ω_0 du faisceau laser incident. Les écarts à la température critique valent respectivement: $T - T_C = 1.5 \text{ K}$ ($\bullet$), 3 K ($\blacksquare$), 5 K ($\blacklozenge$), 6 K ($\circ$), 8 K ($\blacktriangle$), 12 K ($\boxplus$) et 15 K ($\blacktriangledown$). Les droites représentées correspondent aux régressions linéaires effectuées sur chaque ensemble de points expérimentaux.

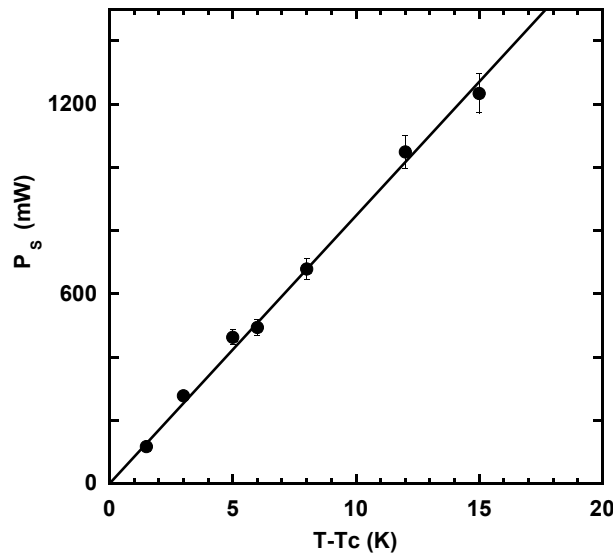


FIG. 6.21 – Puissance seuil P_S en fonction de l'écart à la température critique $T - T_C$ pour un faisceau de rayon au col $\omega_0 = 3.5 \mu\text{m}$. La variation est linéaire en $T - T_C$ comme le montre la régression effectuée sur les données (droite en trait plein).

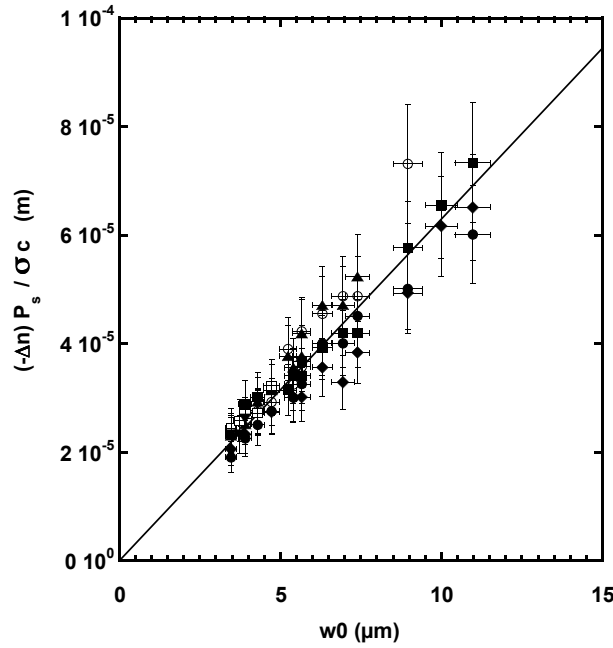


FIG. 6.22 – Données identiques à celles de la figure (6.20). La puissance seuil P_S a été renormalisée par la quantité $\frac{\sigma_c}{(-\Delta n)}$ conformément à l'analyse dimensionnelle effectuée. On constate que cette renormalisation donne le bon comportement de la puissance seuil, comme l'atteste l'ajustement linéaire (trait plein) effectué sur l'ensemble des données.

Cet exposant critique est très proche de la valeur expérimentale. Pour tester la validité de notre analyse dimensionnelle qualitative, nous avons donc repris les données expérimentales de la figure (6.20) et avons renormalisé la puissance seuil P_S par la quantité $\frac{\sigma_c}{(-\Delta n)}$. Les points correspondants sont présentés sur la figure (6.22). Il semble que la loi d'échelle obtenue par ce biais soit correcte. L'ensemble des points expérimentaux se regroupe bien autour d'une droite moyenne unique. Si l'on effectue une régression linéaire, on trouve comme expression de P_S :

$$P_S(W) = 6.3 \cdot 10^{-6} \frac{\sigma_c}{(-\Delta n)} \omega_0(\mu m) \quad (6.24)$$

Nous avons donc déduit des données expérimentales une loi d'échelle pour la puissance seuil P_S de l'instabilité, sur la base d'arguments dimensionnels. On notera encore une fois la commodité offerte par les phases micellaires de microémulsion quasi-critiques par ce type d'étude. Nous allons maintenant présenter un modèle physique plus abouti permettant de retrouver théoriquement l'expression du seuil en puissance obtenue.

6.2.3 Justification physique du seuil en puissance

Equation différentielle non-linéaire

On peut être tenté dans un premier temps de reprendre le raisonnement conduisant à l'équation différentielle obtenue pour les déformations non-linéaires décrites dans la première partie du chapitre. Pour un faisceau laser se propageant de bas en haut, les notations correspondantes sont précisées sur la figure (6.23). Le faisceau étant maintenant incident du milieu 2 vers le milieu 1, la formule (6.4) reste valable à condition d'échanger

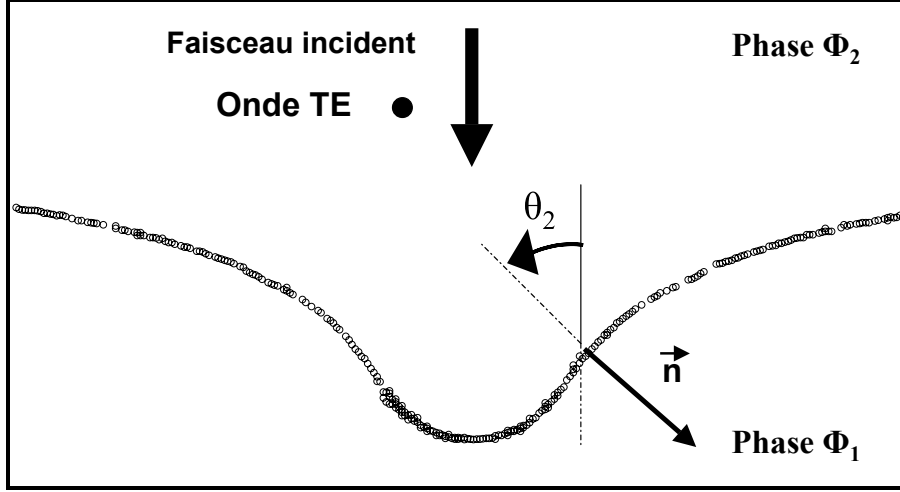


FIG. 6.23 – Définition de l'angle d'incidence θ_2 par rapport à la normale à l'interface $\vec{n}$, pour un faisceau laser se propageant de haut en bas, de la phase Φ_2 la plus réfringente vers la phase Φ_1 la moins réfringente.

les indices des milieux et des angles d'incidence et de réflexion, ainsi que $\vec{u}_z \longleftrightarrow -\vec{u}_z$ dans le membre de droite. Le terme de pression de radiation s'écrit donc:

$$p_{rad}(\theta_2, \theta_1) = \frac{2n_2 \cos \theta_2}{c} \left[\frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} \right] I(r) \quad (6.25)$$

Les expressions des angles en fonction de la dérivée de la hauteur $h(r)$ sont aussi modifiées en conséquence:

$$\cos \theta_2 = \frac{1}{\sqrt{1 + h'(r)^2}} \quad (6.26)$$

$$\sin \theta_2 = \frac{h'(r)}{\sqrt{1 + h'(r)^2}} \quad (6.27)$$

Et en exploitant la relation de Descartes:

$$\cos \theta_1 = \sqrt{1 - \left(\frac{n_2}{n_1} \right)^2 \frac{h'(r)^2}{1 + h'(r)^2}} \quad (6.28)$$

En substituant ces formules dans l'équation (6.25), on aboutit à une expression analogue à l'équation (6.8) pour la terme de pression de radiation:

$$p_{rad}(\theta_2, \theta_1) = \frac{2n_2}{c} \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right) \frac{1}{\left(\frac{n_2}{n_1 + n_2} + \frac{n_1}{n_1 + n_2} \sqrt{1 + h'(r)^2 - \left(\frac{n_2}{n_1} \right)^2 h'(r)^2} \right)^2} I(r) \quad (6.29)$$

Soit étant donné les approximations (6.9) et (6.10), en développant le terme sous la racine au premier ordre en Δn :

$$p_{rad}(\theta_2, \theta_1) \simeq \frac{\Delta n}{c} \frac{4}{\left(1 + \sqrt{1 + \frac{2\Delta n}{n_1} h'(r)^2} \right)^2} I(r) \quad (6.30)$$

On voit donc que la seule différence dans l'expression de la pression de radiation entre les deux sens de propagation est le signe du terme rendant compte de la dépendance vis à vis de l'angle d'incidence. Les déformations sont décrites, pour un faisceau se propageant du milieu d'indice n_2 vers le milieu d'indice n_1 , par une équation similaire à l'équation (6.13):

$$(\rho_1 - \rho_2)gh(r) - \sigma \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(\frac{rh'(r)}{\sqrt{1 + h'(r)^2}} \right) = \frac{\Delta n}{c} \frac{4}{\left(1 + \sqrt{1 + \frac{2\Delta n}{n_1} h'(r)^2}\right)^2} I(r) \quad (6.31)$$

On ne peut donc pas espérer démontrer la nature instable de l'interface pour ce sens de propagation à l'aide de cette équation. Il faut trouver un argument supplémentaire pour expliquer la brisure de symétrie des déformations vis à vis du sens de propagation de la lumière. Or un phénomène physique simple distingue les deux sens de propagation. Dans le cas où la lumière se propage de la phase Φ_2 la plus réfringente vers la phase Φ_1 la moins réfringente, il est possible d'atteindre la réflexion totale. Nous démontrons en annexe que sous cette condition, la pression de radiation est fortement amplifiée à l'interface, d'un facteur $(1 + \frac{n_1}{n_2})^2 \simeq 4$, par rapport au cas de l'incidence normale. Nous allons voir que l'écriture de la condition de réflexion totale permet de retrouver la loi d'échelle en puissance pour le seuil de l'instabilité.

Condition de réflexion totale à l'interface

La condition de réflexion totale s'exprime classiquement sous la forme:

$$\sin \theta_2 > \frac{n_1}{n_2} \quad (6.32)$$

Soit étant donné l'équation (6.27):

$$\frac{h'(r)}{\sqrt{1 + h'(r)^2}} > \frac{n_1}{n_2} \quad (6.33)$$

Il se trouve que la quantité dans le membre de gauche est calculable, au prix de quelques approximations, par l'intermédiaire de l'équation (6.31). Premièrement, nous avons dit lors de l'analyse dimensionnelle que la gravité ne devait jouer a priori aucun rôle dans le processus de brisure de l'interface. Nous pouvons donc négliger le terme de flottabilité dans (6.31), ce qui n'est guère choquant compte-tenu de la faible différence de densité entre les phases. En second lieu, la prise en compte de la dépendance de la pression de radiation vis à vis de l'angle d'incidence est un raffinement du modèle, certes nécessaire pour simuler les déformations non-linéaires, mais qui correspond à une correction du second ordre en Δn . La différence d'indice Δn étant un infiniment petit, on peut se contenter dans le cas présent de la pression de radiation au premier ordre, i.e comme pour une interface plane. On peut donc réécrire l'équation (6.31) au premier ordre en Δn , en négligeant la gravité mais en tenant compte du terme de courbure totale:

$$-\sigma \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(\frac{rh'(r)}{\sqrt{1 + h'(r)^2}} \right) = \frac{\Delta n}{c} I(r) = \frac{\Delta n}{c} \frac{2P}{\pi \omega_0^2} \exp \left(\frac{-2r^2}{\omega_0^2} \right) \quad (6.34)$$

Cette équation différentielle est facilement intégrable analytiquement. On trouve:

$$\frac{rh'(r)}{\sqrt{1+h'(r)^2}} = \frac{(-\Delta n)}{c} \frac{P}{2\pi\sigma} \left[1 - \exp\left(\frac{-2r^2}{\omega_0^2}\right) \right] \quad (6.35)$$

On reconnaît l'expression de $\sin \theta_2$ recherchée et on peut alors traduire la condition de réflexion totale (6.32), par exemple au point d'inflexion de la gaussienne en $r = \frac{\omega_0}{2}$, où la pente est maximale :

$$\sin \theta_2(r = \frac{\omega_0}{2}) = \frac{(-\Delta n)}{\sigma c \omega_0} \frac{P}{\pi} \left(\frac{e^{-\frac{1}{2}} - 1}{e^{-\frac{1}{2}}} \right) > \frac{n_1}{n_2} \quad (6.36)$$

On trouve ainsi que la réflexion totale sera atteinte en ce point dès que la puissance dépassera un certain seuil:

$$P > \pi \left(\frac{e^{-\frac{1}{2}}}{e^{-\frac{1}{2}} - 1} \right) \frac{n_1}{n_2} \frac{\sigma c \omega_0}{(-\Delta n)} \quad (6.37)$$

Les préfacteurs numériques étant arbitraires, on voit que l'écriture de la condition de réflexion totale en un point donné de l'interface conduit à l'expression d'un seuil en puissance. De plus, ce seuil en puissance présente un comportement en accord avec la loi d'échelle expérimentale pour la puissance seuil P_S de l'instabilité. Nous n'avons certes pas démontré par le biais d'une analyse de stabilité linéaire que l'interface devenait instable au-delà d'une certaine puissance. Cependant on comprend bien que la réflexion totale conduit à une refocalisation de l'onde laser à l'intérieur même de la déformation et à une accumulation dramatique d'énergie électromagnétique susceptible d'engendrer la rupture. Nous avons d'ailleurs les preuves expérimentales qu'un tel scénario se produit lors de la formation du filament.

Evidence expérimentale d'une concentration d'énergie à l'intérieur de la déformation

Lors de la brisure de l'interface et de la formation du filament, on peut s'intéresser à ce qu'il advient de la propagation du faisceau laser. Habituellement pour prendre les images des déformations, un filtre est placé devant la caméra CCD pour éliminer totalement la lumière laser diffusée par le milieu. On peut le remplacer par un filtre n'atténuant que partiellement celle-ci afin de pouvoir visualiser la trace du faisceau lumineux. Nous avons ainsi pu observer le comportement du faisceau laser lors de la brisure de l'interface et de la formation du filament, au seuil de l'instabilité. La série temporelle d'images correspondantes est présentée sur les figures (6.24) et (6.25) pour un écart à la température critique $T - T_C = 5K$ et un faisceau de rayon au col $\omega_0 = 3.5\mu m$. Dans ces conditions, la puissance seuil vaut $P_S = 460mW$. Sur les deux premières images de la figure (6.24), la déformation de l'interface commence juste à se développer (elle est d'ailleurs visible sur l'image 2). On constate que le faisceau laser présente un profil relativement uniforme, similaire à celui observé pour les déformations stationnaires induites aux puissances inférieures à la puissance seuil. Par contre, sur les deux images suivantes pour lesquelles l'interface commence à se déstabiliser, on distingue un début de focalisation de l'onde laser (image 3 notamment). Cette focalisation est particulièrement nette et visible sur l'image 5 de la figure (6.25). On constate la très forte diffraction du faisceau après un

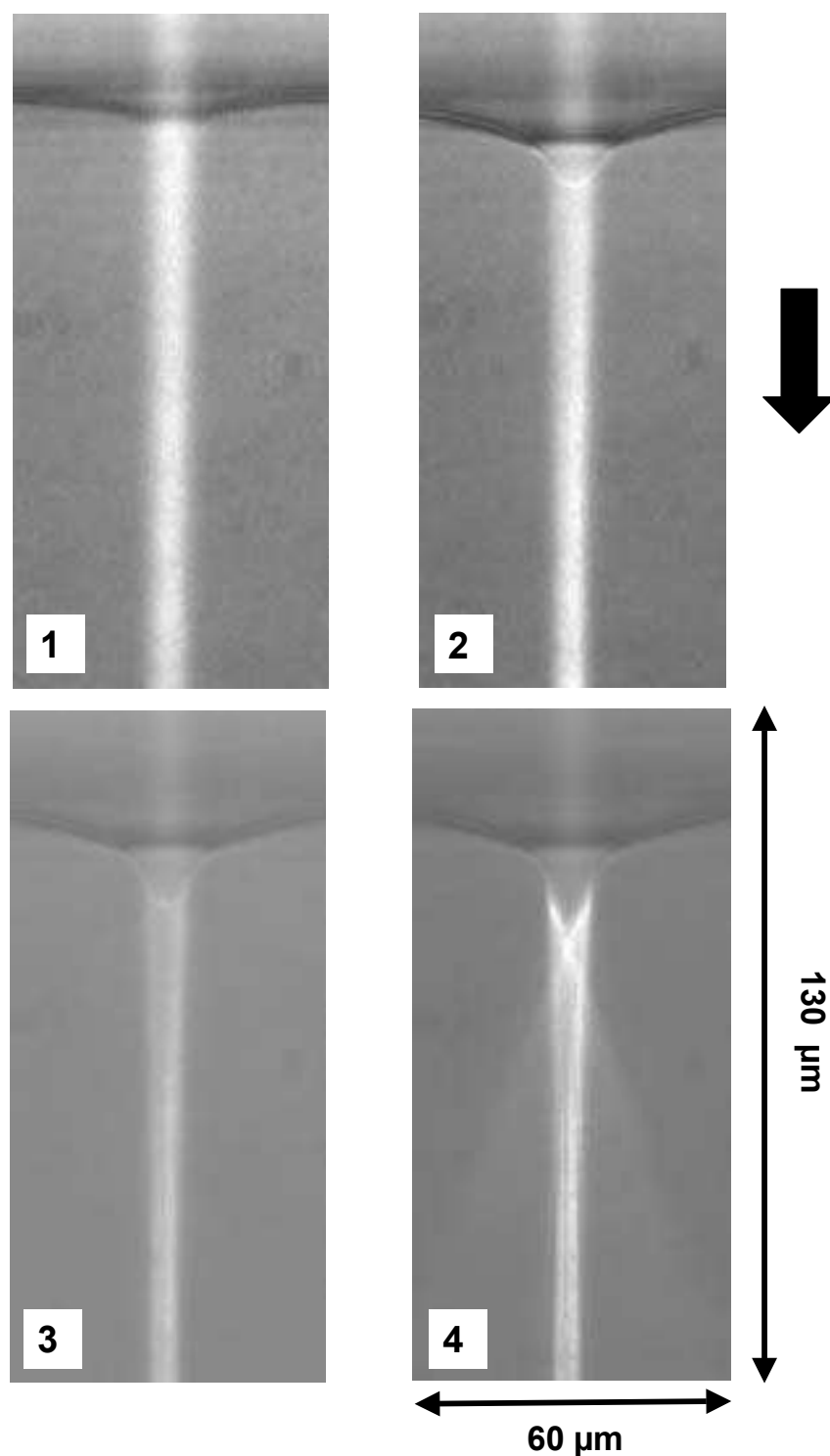


FIG. 6.24 – Série temporelle d'images illustrant le comportement du faisceau laser (incident par le haut comme indiqué par la flèche pleine) lors de l'instabilité de l'interface et de la formation consécutive du filament. L'écart à la température critique vaut $T - T_C = 5K$ et le rayon du faisceau au col $\omega_0 = 3.5\mu m$. Les images ont été prises à la puissance seuil $P_S = 460mW$ et sont numérotées par ordre chronologique. La durée écoulée depuis le début de l'illumination laser vaut: 1) $t = 0.4s$, 2) $1.2s$, 3) $2s$ et 4) $2.4s$.

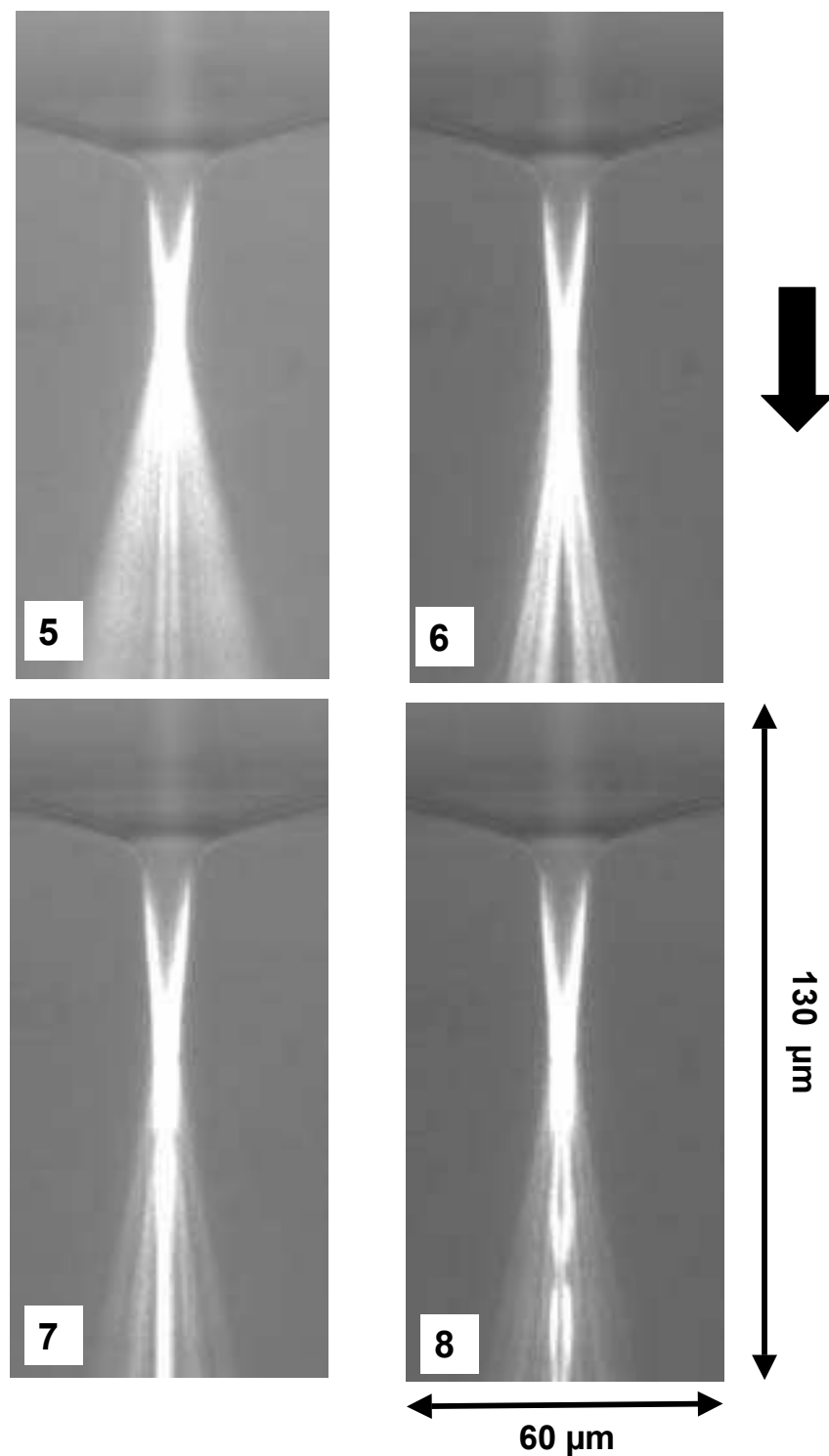


FIG. 6.25 – Suite de la série temporelle d'images de la figure (6.24): 5) $t = 2.8s$, 6) $t = 3.6s$, 7) $t = 4s$ et 8) $t = 7.2s$ après le début de l'illumination. On observe la forte focalisation du faisceau laser incident à l'intérieur du filament liquide.

point de focalisation. Sur les images suivantes, le filament est formé et l'onde lumineuse diffracte beaucoup moins que sur l'image 5. Le faisceau lumineux semble même en partie relativement canalisé à l'intérieur du filament liquide (images 7 et 8).

Au vu de ces images, il apparaît donc nettement qu'un couplage entre la propagation et la déformation intervient lors de la brisure de l'interface. Il y a clairement une forte concentration d'énergie lumineuse à l'intérieur de la déformation, concentration qui est vraisemblablement à l'origine de la rupture. Le phénomène de réflexion totale évoqué précédemment peut être l'un des mécanismes contribuant à cette accumulation d'énergie. C'est du moins ce que semble indiqué le comportement du seuil en puissance de l'instabilité. Une fois la réflexion totale atteinte, d'autres mécanismes (autoguidage, autofocalisation de l'onde lumineuse à l'intérieur de la déformation) peuvent ensuite encore amplifier le phénomène et être la cause ultime de la rupture. Nous reviendrons au prochain chapitre sur la propagation de l'onde lumineuse à l'intérieur d'un cylindre liquide, prototype de ce que l'on pourrait appeler une fibre optique molle autoadaptée au champ qui s'y propage.

6.2.4 Evolution temporelle de la déformation lors de la brisure

Un dernier point méritait d'être souligné concernant l'instabilité de l'interface et la formation du filament. Nous avons constaté visuellement lors de nos expériences que l'échelle de temps caractéristique de la rupture était différente, suivant que l'on se trouve juste au seuil en puissance P_S de l'instabilité ou au-dessus de celui-ci. Nous avons donc enregistré l'évolution temporelle de la rupture au moyen de la caméra rapide avec un taux d'acquisition de 125 images par seconde. Une série temporelle typique est présentée sur la figure (6.26) pour un écart à la température critique $T - T_C = 1.5K$ et un rayon du faisceau au col $\omega_0 = 4.3\mu m$. Nous avons par ailleurs reporté sur la figure (6.27) la hauteur de la pointe sur l'axe en fonction du temps, ceci pour la puissance seuil $P_S = 150mW$ et une puissance légèrement supérieure $P = 220mW$. On constate au vu de ces courbes que la déstabilisation de l'interface se fait très lentement au seuil. Il faut en effet environ 5 s avant que le filament ne se forme et que la hauteur commence à diverger. Par contre, pour une puissance simplement légèrement supérieure à la puissance seuil, la divergence est beaucoup plus rapide. Cette dépendance en puissance du temps caractéristique de brisure a été observée sur l'ensemble de nos expériences. Ce comportement est radicalement différent de l'évolution temporelle des déformations linéaires. Nous avons en effet démontré au chapitre 5 que le temps de montée des déformations était indépendant de la puissance laser, puisqu'il dépendait uniquement de la fréquence caractéristique des ondes capillaires excitées par le mode de Fourier-Bessel prépondérant. Dans le cas de la brisure, on peut logiquement supposer que l'accumulation d'énergie conduisant à la rupture se fait plus rapidement pour des puissances supérieures. Une étude détaillée de l'évolution temporelle de la brisure pourrait être intéressante, notamment pour déterminer plus précisément les caractéristiques de cette singularité à temps fini.

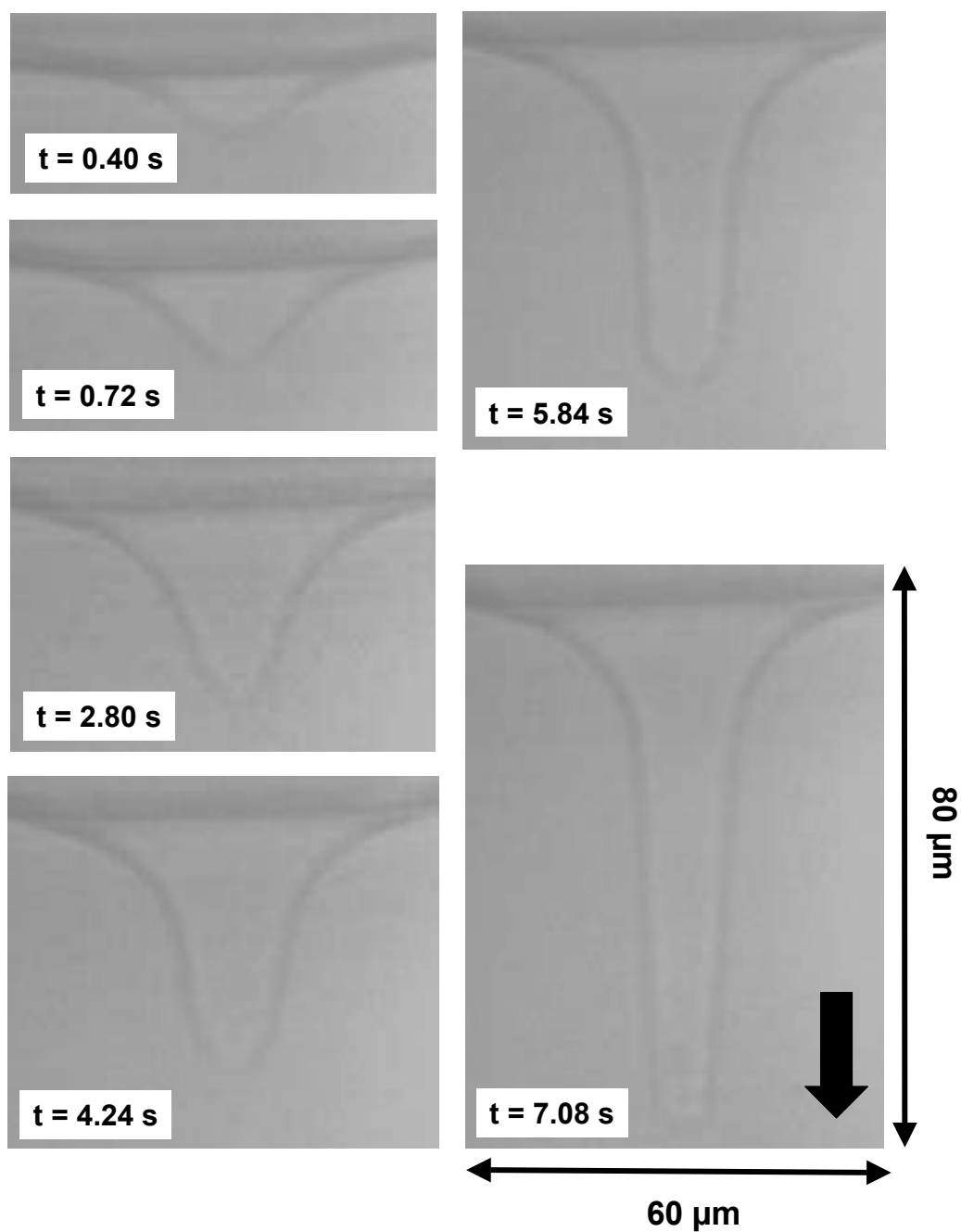


FIG. 6.26 – *Evolution temporelle de la déformation lors de la brisure. L'écart à la température critique vaut $T - T_C = 1.5K$ et le rayon du faisceau au col $\omega_0 = 4.3\mu m$. Nous nous sommes placés juste au seuil de l'instabilité, à la puissance $P_S = 150mW$. Le temps écoulé depuis le début de l'illumination laser est indiqué sur les images. On notera la démarrage particulièrement lent de l'instabilité au seuil.*

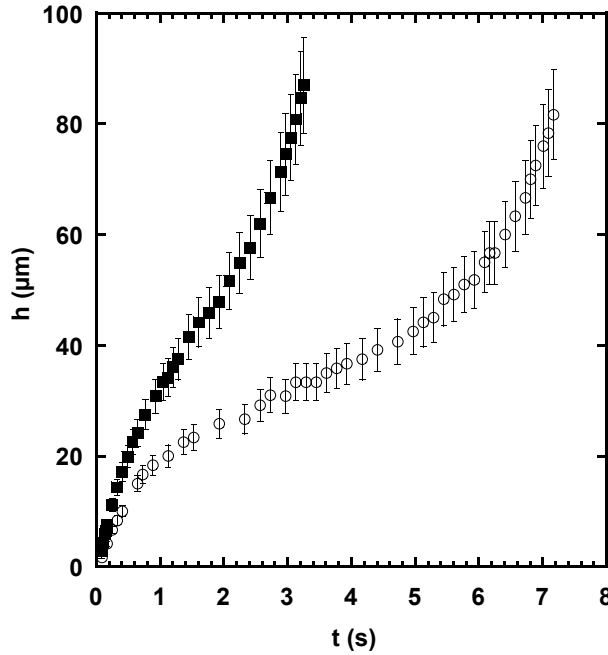


FIG. 6.27 – Evolution temporelle de la pointe de la déformation lors de la brisure. L'écart à la température critique vaut $T - T_C = 1.5K$ et le rayon du faisceau au col $\omega_0 = 4.3\mu m$. Les courbes correspondent à des mesures effectuées juste au seuil de l'instabilité: $P = P_S = 150mW$ (○), c'est à dire pour les images de la figure (6.26), et pour une puissance légèrement supérieure au seuil $P = 220mW$ (■). La formation du filament est nettement plus rapide quand on dépasse le seuil.

6.3 Conclusion générale. Universalité des instabilités électrohydrodynamiques ?

Nous avons vu dans ce chapitre que, pour de fortes puissances ou intensités laser, la symétrie des déformations par rapport au sens de propagation du faisceau été brisée. Suivant que la faisceau se propage du milieu le moins réfringent vers le milieu le plus réfringent, ou inversement, on observe des déformations non-linéaires stables ou la rupture de l'interface. La prise en compte de la dépendance de la transmission en énergie, et donc de la pression de radiation en fonction de l'angle d'incidence du faisceau sur l'interface, pourrait permettre d'expliquer le profil surprenant des déformations non-linéaires. Les calculs numériques présentés sont certes relativement sommaires, mais notre modèle et l'équation différentielle non-linéaire qui en découle, semblent présenter suffisamment de particularités mathématiques pour pouvoir simuler les déformations observées. En tout cas, le modèle fournit des résultats qualitativement en accord avec les observations expérimentales. En ce qui concerne la brisure de symétrie, la possibilité d'arriver à la réflexion totale pour un faisceau se propageant de la phase la plus réfringente vers la phase la moins réfringente, est le premier mécanisme physique simple différenciant les deux sens de propagation. Nous montrons que l'écriture de la condition de réflexion totale à l'interface définit un seuil en puissance. La loi d'échelle correspondante est en accord avec les mesures expérimentales effectuées pour la puissance seuil P_S de l'instabilité de l'interface. On notera qu'une nouvelle fois, le caractère critique des phases micellaires de microémulsion, nous

a permis de valider expérimentalement un loi d'échelle universelle. Cette loi d'échelle est a priori valable pour l'ensemble des fluides isotropes, qui appartiennent à la classe d'universalité ($d=3, n=1$) du modèle d'Ising. On peut ainsi estimer, grâce à la formule (6.24) la puissance laser susceptible d'entraîner la rupture d'une interface eau/air. En effet, si l'on se reporte aux expériences effectuées par Chang et al. [1] (cf Fig.(2.16(b))), il y a bien éjection de matière et formation d'un filament en face avant des gouttes d'eau irradiées par des impulsions laser de forte puissance. Les auteurs attribuaient cette rupture à l'effet de lentille associé à la déformation. On peut constater que conformément à nos hypothèses, le filament se forme dans leurs expériences en face avant de la goutte, pour un faisceau se propageant de l'eau vers l'air, i.e dans des conditions où la réflexion totale est possible. Il n'y a pas d'éjection de matière sur la face d'entrée de la goutte. Si l'on calcule la puissance seuil de l'instabilité pour leurs conditions expérimentales ($\sigma_{eau/air} = 72 \text{ mJ.m}^{-2}$, $\Delta n = n_{eau} - n_{air} = 0.33$, $\omega_0 = 100 \text{ }\mu\text{m}$), on trouve:

$$P_S(eau/air) \simeq 1.4 \cdot 10^4 \text{ W} \quad (6.38)$$

Les impulsions laser qu'ils utilisent satisfont ces conditions, puisque leur puissance moyenne valent respectivement, pour les images des figures (2.16(a)) et (2.16(b)), $P = 1.25 \cdot 10^5$ et $2.5 \cdot 10^5 \text{ W}$ [2]. On remarquera toutefois que, pour la première valeur de puissance, il n'y a pas d'éjection de matière. Peut-être est-ce dû à la nature impulsionnelle de l'irradiation laser utilisée, puisque nous avons vu qu'il faut un certain temps à l'instabilité pour se développer. En tout cas, la loi d'échelle (6.24) pour la puissance seuil donne un ordre de grandeur correct de la puissance laser nécessaire pour briser une interface liquide sous l'effet de la pression de radiation. Si l'on envisage les déformations d'interface induites par laser comme une méthode de mesure de la tension de surface, il peut en effet être utile de connaître les paramètres de l'excitation laser susceptibles d'endommager irréversiblement les échantillons.

On est fortement tenté concernant les résultats de ce chapitre d'effectuer un parallèle avec le comportement de gouttes liquides diélectriques sous champ électrique. La déformation de gouttes sous champ a fait l'objet de nombreuses études depuis les travaux expérimentaux de Garton et Krasucki [3], Taylor [4, 5] et Torza et al. [6]. Les formes (prolates ou oblates) adoptées par les gouttes sous champ sont très dépendantes des propriétés comparées, notamment de la conductivité électrique et de la permittivité diélectrique, de la goutte et du milieu environnant. Pour une présentation détaillée, on pourra notamment consulter les articles récents de Saville [7, 8]. L'un des problèmes théoriques majeurs est la nature instable des gouttes quand on dépasse une certaine valeur du champ appliqué. Taylor, en reprenant des expériences de Zeleny de 1917 [9], a montré que des gouttes liquides adoptaient des formes coniques sous champ, et que de la matière était émise à partir de la pointe sous forme de jets [10]. Nagel a récemment étudié cette éjection de matière à partir du cône de Taylor du point de vue de la singularité hydrodynamique qui lui est associée [11]. La compréhension et la justification théorique de ces formes coniques singulières, et de l'instabilité des gouttes, est à l'heure actuelle toujours discutée [12, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 19, 20]. La difficulté principale réside bien entendu dans le couplage entre la forme adoptée par l'interface et la variation spatiale du champ qui en résulte. Ce problème n'est d'ailleurs pas propre aux effets d'un champ électrique. Des comportements identiques sont également observés dans le cas de ferrofluides placés sous champ magnétique [21, 22, 23, 24, 25].

Ces remarques replacent les déformations non-linéaires et l'instabilité de l'interface

induites par la pression de radiation dans le cadre général du comportement d'interfaces liquides sous champ. Le formalisme adopté, via le tenseur des contraintes électromagnétiques, pour décrire les effets mécaniques de champs électrique et/ou magnétique sur des interfaces liquides s'avérant identique, il est naturel de retrouver des analogies de comportement, même si les mécanismes physiques (effet de pointe, champ dépolarisant ou réflexion totale) diffèrent.

D'autres analogies seront soulignées au prochain chapitre, dans lequel nous allons nous intéresser à la stabilisation de colonnes liquides de grand rapport d'aspect sous champ laser.

Références

- [1] J. Z. Zhang and R. K. Chang. Shape distortion of a single water droplet by laser-induced electrostriction. *Opt. Lett.*, 13(10):916–918, 1988.
- [2] I. Brevik and R. Kluge. Oscillations of a water droplet illuminated by a linearly polarized laser pulse. *J. Opt. Soc. Am. B*, 16(6):976–985, 1999.
- [3] C. G. Garton and Z. Krasucki. Bubbles in insulating liquids: stability in an electric fields. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 280:211–226, 1964.
- [4] G. I Taylor. Disintegration of water drops in an electric field. *Proc. R. Soc. London A*, 280:383, 1964.
- [5] G. I Taylor. Studies in electrohydrodynamics: the circulation produced in a drop by an electric field. *Proc. R. Soc. London A*, 291:159, 1966.
- [6] R. G. Cox S. Torza and S. G. Mason. Electrohydrodynamic deformation and burst of liquids drops. *Phil. Trans. R. Soc. London*, 269:295–319, 1970.
- [7] O. Vizika and D. A. Saville. The electrodynamic deformation of drops suspended in liquids in steady and oscillatory electric fields. *J. Fluid Mech.*, 239:1–21, 1992.
- [8] D.A Saville. Electrohydrodynamics: The Taylor-Melcher leaky dielectric model. *Annu. Rev. Fluid. Mech.*, pages 27–64, 1997.
- [9] J. Zeleny. Instability of electrified liquid surfaces. *Phys. Rev.*, 10(1):1–6, 1917.
- [10] G. I Taylor. Electrically driven jets. *Proc. R. Soc. London A*, 313:453–475, 1969.
- [11] L. Oddershede and S. Nagel. Singularity during the onset of an electrodynamic spout. *Phys. Rev. Lett.*, 85(6):1234–1237, 2000.
- [12] S. Berthomme G. Joffe, B. Prunet-Foch and M. Cloupeau. Deformation of liquid menisci under the action of an electric field. *Journal of Electrostatics*, 13:151–165, 1982.
- [13] K.J Cheng and J.B. Chaddock. Deformation and stability of drops and bubbles in an electric field. *Phys. Lett.*, 106 A(1,2):51–53, 1984.
- [14] N. Dogson and C. Sozou. The deformation of a liquid drop by an electric field. *J. Appl. Math. Phys.*, 38:424–432, 1987.
- [15] F. K. Wohlhuter and O. A. Basaran. Shapes and stability of pendant and sessile dielectric drops in an electric field. *J. Fluid Mech.*, 235:481–510, 1992.
- [16] F. K. Wohlhuter and O. A. Basaran. Effects of physical properties and geometry on shapes and stability of polarizable drops in external fields. *J. Magn. Magn. Mater.*, 122:259–263, 1993.
- [17] A. Ramos and A. Castellanos. Conical points in liquid-liquid interfaces subjected to electric fields. *Phys. Lett. A*, 184:268–272, 1994.
- [18] A. Ramos and A. Castellanos. Equilibrium shapes and bifurcation of captive dielectric drops subjected to electric fields. *Journal of Electrostatics*, 33:61–86, 1994.

- [19] T. C. Halsey Hao Li and A. Lobkovsky. Singular shape of a fluid drop in an electric or magnetic field. *Europhys. Lett.*, 27(8):575–580, 1994.
- [20] J. Lister H. A Stone and Michael Brenner. Drops with conical ends in electric and magnetic fields. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 455:329–347, 1999.
- [21] J.D Sherwood. Breakup of fluid droplets in electric and magnetic fields. *J. Fluid. Mech.*, 188:133–146, 1988.
- [22] J.D Sherwood. The deformation of a fluid drop in an electric field : a slender-body analysis. *J. Phys. A : Math. Gen.*, 24:4047–4053, 1991.
- [23] H. Langer A. Engel and V. Chetverikov. Non-linear analysis of the surface profile resulting from the one-dimensional rosenzweig instability. *J. Magn. Magn. Mater.*, 195:212–219, 1999.
- [24] H. Langer T. Mahr A. Engel, A. Lange and M.V. Chetverikov. A single peak of the rosenzweig instability. *J. Magn. Magn. Mater.*, 201:310–312, 1999.
- [25] H. Langer A. Lange and A. Engel. Dynamics of a single peak of the rosenzweig instability in a magnetic fluid. *Physica D*, 140:294–305, 2000.

Chapitre 7

Stabilisation optique de zones liquides de grand rapport d'aspect

Les déformations non-linéaires observées sous forte intensité laser sont particulièrement surprenantes d'un point de vue hydrodynamique, car ces formes de doigt stationnaires de grand rapport d'aspect ne devraient pas être stables. En effet, une colonne liquide de rayon donné a tendance à se briser en gouttes au-delà d'une certaine taille sous l'effet des forces capillaires (instabilité de Rayleigh-Plateau). On peut donc déjà affirmer que nous sommes capables d'engendrer et de stabiliser sous champ laser des zones liquides qui seraient instables en l'absence de champ. Pour preuve, on constate la brisure en gouttes des doigts induits dès que l'on coupe le faisceau. Ces réflexions nous ont amenés à envisager la possibilité de créer et de stabiliser des ponts liquides sous l'effet de l'illumination d'une onde laser.

La première partie de ce chapitre sera consacrée à un rappel de généralités concernant les ponts liquides et l'instabilité de Rayleigh-Plateau. Nous détaillerons en particulier les différentes techniques utilisées récemment pour stabiliser des ponts au-delà du seuil de cette instabilité. Nous présenterons ensuite nos expériences réalisées en déformant les films de mouillage de la phase Φ_2 recouvrant les parois d'un capillaire immergé dans la cellule de spectroscopie contenant les phases micellaires. Pour former des ponts liquides, on tire ici parti du fait que la phase Φ_2 est plus mouillante vis-à-vis du verre que la phase Φ_1 , et que les déformations induites par la pression de radiation sont toujours dirigées vers la phase Φ_1 la moins réfringente, indépendamment du sens de propagation du faisceau par rapport à l'interface. Nous montrerons qu'il est possible par cette méthode de stabiliser des ponts liquides de très grand rapport d'aspect, et que de plus celui-ci peut-être contrôlé, pour une taille de capillaire fixée, par le rayon du faisceau laser incident. Les résultats de l'étude de la stabilité de ces ponts en fonction des paramètres expérimentaux seront présentés. Les rapports d'aspect que nous sommes capables d'atteindre dans cette géométrie expérimentale sont déjà bien supérieurs à ceux obtenus au moyen d'autres techniques de stabilisation. Nous montrerons cependant dans la troisième partie qu'ils peuvent être encore magnifiés, en exploitant l'instabilité de l'interface entre les deux phases micellaires pour un faisceau incident par le haut. Le filament formé après la rupture de l'interface peut en effet atteindre des tailles millimétriques. On obtient alors un jet émettant des gouttelettes de façon similaire aux jets électrohydrodynamiques créés sous champ électrique, voire un filament liquide stable si l'on connecte l'extrémité du jet au bas de la cellule.

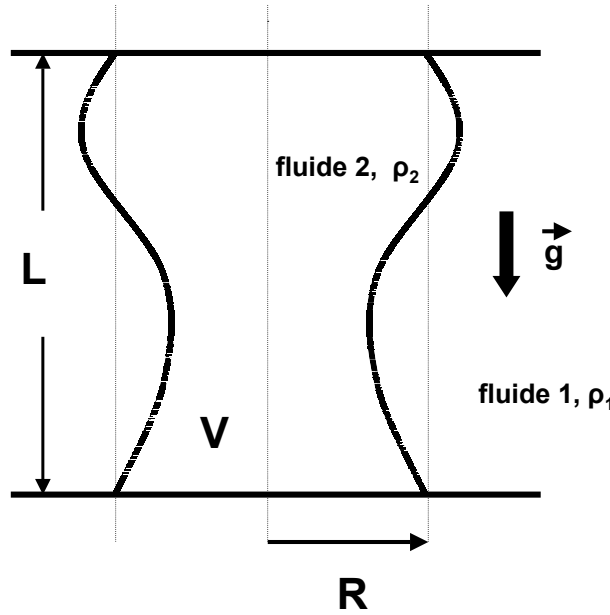


FIG. 7.1 – Définition d'un pont liquide de longueur L et de rayon à la base R pour une géométrie expérimentale standard (gravité axiale). Le volume V de fluide 2 (densité ρ_2) est maintenu entre deux supports horizontaux de même taille. Un bain d'un fluide 1 (densité ρ_1 proche de ρ_2) l'entoure éventuellement pour reproduire sur Terre des conditions de microgravité. Le rapport d'aspect Λ du pont est défini par le rapport de sa longueur sur son diamètre: $\Lambda = \frac{L}{2R}$.

7.1 Généralités sur les ponts liquides

7.1.1 Définition

La géométrie expérimentale standard d'étude d'un pont liquide est présentée sur la figure (7.1). Un pont liquide est en fait simplement un volume V de fluide placé entre deux supports et dont la cohésion est assurée par la tension de surface. L'un des paramètres importants pour la stabilité du pont est en particulier son rapport d'aspect Λ , défini par le rapport de sa hauteur L par son diamètre à la base $2R$: $\Lambda = \frac{L}{2R}$. En présence de gravité, les ponts stables sont en effet limités aux ponts de petit rapport d'aspect Λ . L'une des méthodes utilisées pour limiter l'influence de la gravité est de placer le volume d'étude de fluide 2 (densité ρ_2) dans un bain constitué d'un fluide 1 de densité voisine ρ_1 . Ce fut la méthode historiquement employée par Plateau [1] dans ces expériences pour se placer dans des conditions de gravité réduite. La configuration expérimentale de la figure (7.1) est d'ailleurs communément appelée "Plateau tank" dans la littérature anglophone. Les expériences effectuées dans l'espace en microgravité constituent l'autre voie bien plus récente d'étude employée pour minimiser les effets de la gravité [2]. L'une des motivations principales de ces expériences est d'étudier la croissance d'un cristal en l'absence de gravité. En effet, la fabrication de monocristaux par la technique de fusion de zone est limitée en premier lieu par la taille maximale de la zone liquide, au-delà de laquelle il y a rupture [3].

La détermination théorique de la limite de stabilité des ponts est un problème particulièrement complexe. De nombreux paramètres, autres que le rapport d'aspect du pont Λ

ou la différence de densité entre les deux fluides $\Delta\rho = |\rho_1 - \rho_2|$, peuvent entrer en jeu. On peut citer entre autres le volume fluide du pont V , comparé au volume d'un pont cylindrique de même taille $V_{cyl} = \pi R^2 L$ [4, 5, 6, 7]. Des supports de tailles différentes peuvent aussi modifier la limite de stabilité [8], de même qu'une composante de gravité radiale pour des ponts inclinés [9, 10]. L'existence d'écoulements axiaux est aussi déterminante [11, 12] et le bain extérieur peut influencer la dynamique du pont [13]. On comprend bien que la combinaison de plusieurs de ces facteurs rend la détermination de la stabilité ardue. Pour une vue d'ensemble, on pourra éventuellement consulter la référence [14]. Nous nous bornerons pour notre part à considérer des ponts liquides cylindriques en l'absence d'écoulement, entre des supports de rayon égaux, et à rappeler l'influence de la gravité sur leur rapport d'aspect maximal.

7.1.2 Instabilité de Rayleigh-Plateau

Seuil en l'absence de gravité

Le phénomène à l'origine de la brisure des ponts au-delà d'un certain rapport d'aspect est l'instabilité bien connue de Rayleigh-Plateau [1, 15]. En l'absence de gravité, une colonne liquide cylindrique devient instable dès que la hauteur de la colonne devient plus grande que sa circonférence [16]:

$$L > 2\pi R \quad (7.1)$$

Soit en terme de rapport d'aspect:

$$\Lambda = \frac{L}{2R} > \pi \quad (7.2)$$

L'instabilité de Rayleigh-Plateau est pilotée par la tension de surface, qui tend toujours à réduire l'énergie surfacique d'un système. Au-delà du rapport d'aspect limite, des perturbations vont croître sur la colonne et entraîner sa brisure en gouttes, configuration pour laquelle l'énergie de surface est inférieure à celle de la colonne complète. Le même mécanisme est la cause de la formation de gouttes ou de la brisure d'un jet [16]. Concernant les ponts liquides, la forme et la stabilité statique de ponts au repos ont été étudiés d'un point de vue expérimental et théorique notamment par Mason [17], Haynes [18] et Gilette et Dyson [19]. Ces études se limitaient cependant au cas où la gravité était négligeable. Or dans la configuration expérimentale de Plateau, la différence de densité entre les deux fluides affecte le rapport d'aspect limite accessible, ainsi que la forme du pont correspondant.

Influence de la gravité sur le rapport d'aspect maximum

Coriell et al. [20] se sont attachés les premiers à déterminer, sur la base de calculs numériques, l'influence de la gravité résiduelle sur le seuil de l'instabilité de Rayleigh-Plateau. L'effet comparé de la différence de densité entre les fluides et de la tension de surface peut être résumé en évaluant un nombre de Bond caractéristique, de façon identique à ce que nous avons fait au chapitre 5 pour estimer quelle force prépondérante s'opposait à la croissance des déformations sous l'effet de la pression de radiation. Dans le cas des ponts liquides, la taille caractéristique intervenant dans le terme de pression de

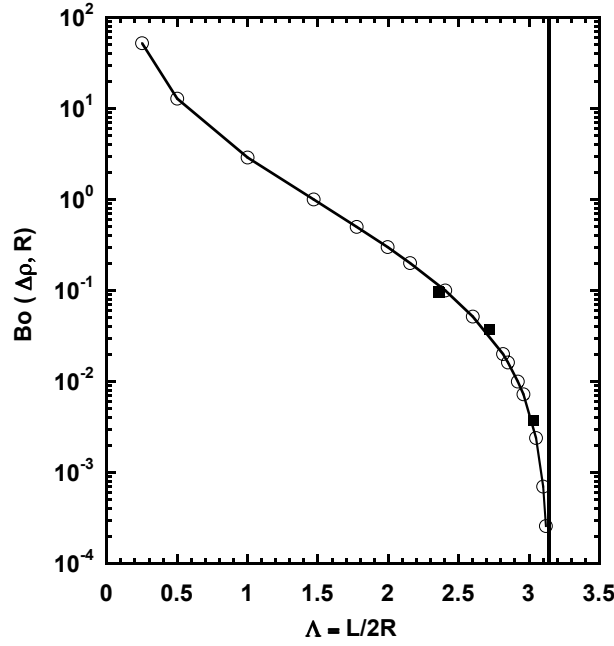


FIG. 7.2 – Rapport d'aspect maximal Λ d'un pont liquide en présence de gravité. $Bo(\Delta\rho, R)$ est le nombre de Bond bâti sur le rayon R du pont liquide et la différence de densité entre le fluide constituant le pont et le bain environnant: $Bo(\Delta\rho, R) = \frac{\Delta\rho g R^2}{\sigma}$. Les cercles (○) correspondent aux calculs numériques de Coriell et al. [20]. Les points (■) sont les rapports d'aspect maximum de ponts, mesurés expérimentalement par Saville et al. pour trois combinaisons différentes de fluides [21]. La ligne verticale en trait plein représente le rapport d'aspect limite $\Lambda = \pi$ en l'absence de gravité.

Laplace est bien entendu le rayon du pont R , de sorte que le nombre de Bond quantifiant les effets de la gravité et de la tension de surface s'exprime comme:

$$Bo(\Delta\rho, R) = \frac{\Delta\rho g R}{\frac{\sigma}{R}} = \frac{\Delta\rho g R^2}{\sigma} \quad (7.3)$$

Les résultats des calculs de Coriell et al., donnant le rapport d'aspect limite du pont $\Lambda = \frac{L}{2R}$ en fonction du nombre de Bond $Bo(\Delta\rho, R)$ sont présentés sur la figure (7.2). Il faut préciser que la stabilité est indépendante du signe de la différence de densité entre le pont et le bain environnant. On stabilise de façon identique, pour un même écart de densité, un pont plus dense que le bain environnant et inversement. C'est pour cette raison que nous avons défini $\Delta\rho = |\rho_1 - \rho_2|$. On constate que le rapport d'aspect maximal est bien atteint en l'absence de gravité ($Bo = 0$, $\Lambda = \pi$), d'où les expériences effectuées en gravité réduite. Une gravité résiduelle ou un écart de densité même faible, suffit pour diminuer drastiquement le seuil de l'instabilité de Rayleigh-Plateau. Hormis les techniques expérimentales classiques précitées, des méthodes récentes de stabilisation de ponts liquides, plus ou moins élaborées, ont été développées pour outrepasser ce seuil.

7.1.3 Techniques de stabilisation

Lévitation magnétique

Une méthode possible pour diminuer les effets de la gravité est de contrecarrer celle-ci au moyen d'un champ magnétique. Cette technique de lévitation magnétique est celle adoptée par Rosenblatt et al. [22] et n'est bien sûr valable que pour des liquides magnétiques. La gravité effective agissant sur le pont s'exprime comme $g_{eff} = g - \frac{1}{2}\chi\vec{\nabla}H^2$, pour un liquide de susceptibilité magnétique χ . Il est donc nécessaire de créer un champ magnétique inhomogène au moyen d'un électroaimant. Le courant traversant l'électroaimant permet de fixer le champ juste à la valeur compensant la gravité, et de contrôler la force totale agissant sur le pont liquide. Pour des raisons pratiques, le liquide se doit d'être fortement paramagnétique (solution de $MnCl_2$), les valeurs de champ nécessaires à la lévitation de liquides diamagnétiques classiques seraient en effet trop importantes. Grâce à cette méthode, les auteurs ont étudié la stabilité de ponts liquides soumis à l'effet d'une gravité axiale ou latérale [23]. En faisant varier le champ magnétique, ils ont simulé des variations de la gravité avec le temps et la dynamique de rupture du pont consécutive à un changement brusque de gravité [24]. Le temps d'effondrement du pont, indépendant de ce rapport d'aspect, permet en particulier une mesure de la tension de surface dynamique du liquide. Les mêmes auteurs ont également étudié la stabilité de ponts formés de cristaux liquides [25, 26] et leur lévitation magnétique [27], ainsi que par la même méthode la stabilité de cylindres liquides interconnectés [28]. On notera toutefois que la stabilisation par lévitation magnétique ne permet pas de dépasser le rapport d'aspect limite de l'instabilité de Rayleigh-Plateau, mais seulement de s'en approcher. C'est normal puisqu'il s'agit uniquement d'une autre méthode pour aboutir à une gravité compensée. Concernant les effets de champ magnétique sur des colonnes liquides, on trouve aussi dans la littérature un certain nombre de prédictions de stabilisation [29, 30, 31], mais il n'existe pas de résultats expérimentaux associés.

Stabilisation par pression acoustique

Marston et al. ont eu recours à la pression acoustique exercée par des ondes ultrasonores modulées pour contrôler les modes d'excitation de ponts liquides [32]. Les ponts sont formés dans des containers de Plateau. En mesurant la fréquence d'oscillation du pont pour différents modes d'excitation, ils en déduisent une valeur de tension de surface effective pour l'interface liquide du pont. Cette valeur de la tension de surface est différente de la tension de surface véritable, du fait de l'amortissement visqueux de la fréquence dû au bain environnant [4]. La stabilisation du pont au-dessus du rapport d'aspect limite de l'instabilité de Rayleigh-Plateau peut être atteinte en utilisant une boucle de rétroaction active pour commander les ondes acoustiques [33]. La forme du pont est détectée optiquement et la rétroaction permet d'empêcher la croissance du mode de perturbation axisymétrique qui devient instable quand $\Lambda > \pi$. Par ce biais, le rapport d'aspect maximal atteint vaut $\Lambda = 4.3$. Marston et al. ont également étudié l'interaction d'un pont liquide avec une onde acoustique stationnaire lors d'expériences réalisées en microgravité à bord de vols paraboliques [34, 35]. Une rétroaction active n'est pas nécessaire dans ce cas, une rétroaction passive étant assurée en plaçant le pont liquide sur un noeud de l'onde stationnaire. Toute perturbation du pont est alors ramenée vers la forme cylindrique par le champ de pression acoustique supérieur environnant. Les plus grands rapports d'aspect

obtenus sont $\Lambda = 3.5$ pendant un laps de temps de 5.24 s, et $\Lambda = 4.5$ pendant 1s. le passage à un rapport d'aspect de $\Lambda = 4.7$ entraîne l'instabilité et la brisure du pont. les auteurs soulignent que la stabilisation est délicate du fait de la faible durée des conditions de microgravité lors du vol. Marston et al. ont également stabilisé des ponts liquides conducteurs immergés dans des bains isolants au moyen d'un champ électrique [36]. Des électrodes entourent le pont et leur différence de potentiel est rétroactionnée pour s'opposer à la croissance du premier mode de déstabilisation du pont, détectée optiquement de la même façon que précédemment. Nous allons en effet voir que l'application de contraintes électromagnétiques à l'interface du pont est une méthode de stabilisation possible.

Effet d'un champ électrique: cas des diélectriques faibles

L'intérêt porté à la stabilisation de ponts liquides par un champ électrique découle de l'influence bien connue de celui-ci sur la stabilité de jets liquides isolants. Il a en effet été démontré que, sous un champ électrique longitudinal, le nombre d'onde critique pour lequel l'instabilité de Rayleigh-Plateau se développait, ainsi que le taux de croissance du mode le plus instable, étaient diminués pour des amplitudes de champ croissantes [37, 38]. D'un point de vue expérimental, Raco a observé la formation et la stabilisation d'une colonne liquide par application d'un champ électrique normal à l'interface liquide initiale [39]. Il a ainsi pu former dans l'air des colonnes entre le liquide et l'électrode supérieure, en imposant une différence de potentiel. Le plus grand rapport d'aspect obtenu de cette manière correspond à une colonne de 1.59 cm de long et de diamètre $D=2R= 0.175$ cm, soit $\Lambda \simeq 9.1$. Ce rapport d'aspect est déjà supérieur à la limite de l'instabilité de Rayleigh-Plateau. Taylor, après ces travaux sur la déformation et la désintégration de gouttes sous champ [40], s'est aussi intéressé à la stabilité des jets émis à partir du cône formé quand l'interface devient instable [41]. Tout comme Zeleny dès 1917 [42], il a ainsi constaté que les jets pouvaient être stabilisés de façon surprenante ou qu'ils adoptaient différents comportements (oscillations transverses, brisure en gouttes) suivant la conductivité du liquide. Il reporte par exemple la formation d'un jet stable stationnaire de 6 cm de long sur 0.002 cm de diamètre ($\Lambda = 3000$!). La stabilité de telles structures n'est pas expliquée dans l'article. Suite à ces travaux sur la désintégration de gouttes, Taylor avait été amené à développer le modèle phénoménologique du diélectrique faible (leaky dielectric) pour expliquer les phénomènes observés, et en particulier l'existence de contraintes électromagnétiques tangentielles à l'interface. En effet, pour un diélectrique pur, nous avons vu au chapitre 2 que le bilan des contraintes électromagnétiques ne donnait que des contraintes normales. La présence de charges résiduelles à l'interface liquide est donc indispensable pour induire des contraintes électromagnétiques tangentielles à l'origine de la formation des jets. C'est le sens principal du modèle du diélectrique faible, qui s'applique à certains liquides faiblement conducteurs. Dans ces liquides, des charges peuvent être induites sous champ aux interfaces, même en l'absence de charges à l'équilibre. Pour une présentation générale du problème, on pourra se référer aux articles de revue [43, 44]. Nous distinguerons donc par la suite la stabilisation de ponts liquides, suivant qu'ils sont formés de liquides diélectriques faibles ou parfaits.

Sur la base du modèle du diélectrique faible, Saville a démontré théoriquement qu'un cylindre fluide pouvait être stabilisé et l'instabilité variqueuse supprimée par un champ électrique axial [45]. D'un point de vue expérimental, la stabilité de ponts liquides constitués de diélectriques faibles, en présence d'un champ électrique axial continu, a été étudiée

par Sankaran et Saville [46]. Ils ont travaillé dans une géométrie expérimentale de type Plateau avec comme fluides différentes combinaisons d'huile de castor et d'huiles de silicone. Pour un rapport d'aspect donné, un pont cylindrique peut être maintenu indéfiniment au-dessus de la limite $\Lambda = \pi$ par un champ électrique suffisamment fort. Le rapport d'aspect maximal obtenu par les auteurs vaut $\Lambda \simeq 4.3$. Le nombre sans dimension caractéristique est le rapport des forces électriques aux forces de tension de surface, qui définit un nombre de Bond électrique χ :

$$\chi = \frac{\epsilon_{ext} E^2}{\frac{\sigma}{R}} = \frac{R \epsilon_{ext} E^2}{\sigma} \quad (7.4)$$

où ϵ_{ext} désigne la permittivité diélectrique du bain environnant. En fonction du rapport d'aspect, Sankaran et Saville déterminent deux transitions pour le pont liquide en fonction de la valeur du champ appliqué. Partant d'un pont parfaitement cylindrique, ils diminuent le champ et observe le passage à une forme d'amphore. Puis ils déterminent la valeur du champ pour lequel le pont se brise. Ces deux zones de transition sont définies en fonction de Λ par deux plateaux bien distincts pour χ . En interchangeant les fluides intérieurs et extérieurs, ils observent aussi que le champ déstabilise un pont stable, ce qui est conforme au modèle du diélectrique faible puisque la stabilisation dépend du signe de la quantité: $(\frac{\Omega_{int}}{\Omega_{ext}} - \frac{\epsilon_{int}}{\epsilon_{ext}})$ [44]. Les indices int et ext désignent respectivement les fluides constituant le pont et le bain extérieur, Ω étant la conductivité électrique du milieu. Des expériences conduites sous champ électrique variable ont aussi montré que la stabilisation était possible, mais pour des valeurs quadratiques moyennes de champ plus élevées.

Saville a également supervisé des expériences effectuées en microgravité à bord de la navette spatiale [47]. Les résultats obtenus pour la transition cylindre/amphore et la brisure des ponts pour le système d'huile de castor/ huile de silicone précédent ont été confirmés à titre d'expériences préalables. Puis le comportement d'un pont liquide entouré de gaz diélectrique (SF_6) a été étudié. L'éjection de matière sous forme de jet à partir du cône de Taylor est utilisée pour la formation du pont. Avec ce système liquide/gaz, il n'a pas été possible de stabiliser sous champ électrique axial alternatif des ponts liquides constitués de diélectriques purs. Par contre, des ponts formés d'huile de silicone peu conductrice ont été stabilisés sous champ alternatif mais pas sous champ continu. On voit donc que les possibilités de stabilisation sont très variables suivant la nature (conductrice ou non) du fluide constituant le pont. Les seules expériences de ponts liquides diélectriques purs ont été réalisées par Castellanos et al.

Effet d'un champ électrique: cas des diélectriques parfaits

Castellanos et al. sont les seuls à notre connaissance à avoir envisager dans une série d'articles expérimentaux et théoriques la stabilisation de ponts liquides diélectriques purs. Le schéma de principe de leur configuration expérimentale est présenté sur la figure (7.3). Ils ont étudié la stabilité de ponts liquides sous l'effet d'un champ électrique axial alternatif, dans un configuration expérimentale de type Plateau [48]. La période de la différence de potentiel entre les deux électrodes est choisie de façon à être bien plus courte que le temps de relaxation des charges électriques dans le milieu, de sorte que les liquides peuvent être considérés comme des diélectriques parfaits (permittivités diélectriques respectives ϵ_{int} et ϵ_{ext}). Du fait de la différence de permittivité entre les deux fluides, la force

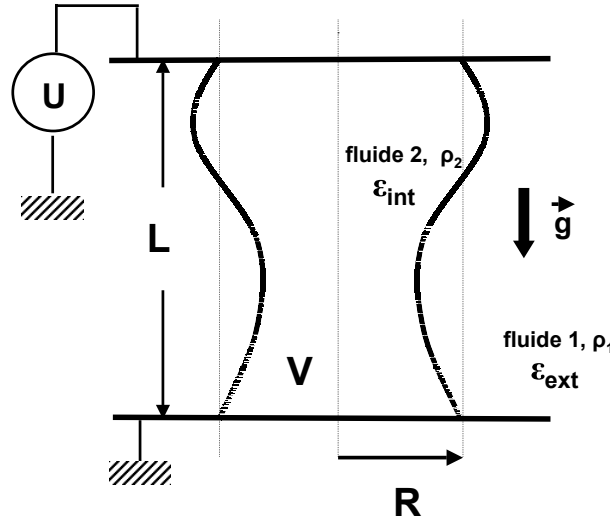


FIG. 7.3 – Schéma de principe de la stabilisation de ponts liquides sous champ électrique dans les expériences de Castellanos et al [48]. Le pont liquide (fluide 2, diélectrique parfait de permittivité ϵ_{int}) est formé entre deux électrodes dans un bain constitué d'un fluide de densité voisine (fluide 1, diélectrique parfait de permittivité ϵ_{ext}). L'électrode supérieure est soumise à une différence de potentielle U alternative, de période bien plus courte que le temps typique de relaxation des charges dans le milieu.

surfacique:

$$\vec{f} = -\frac{1}{2}E^2\vec{\nabla}\epsilon \quad (7.5)$$

agit à l'interface du pont et normalement à elle. Cette force permet de maintenir la forme cylindrique de l'interface comme une configuration d'équilibre stable. Les auteurs démontrent en effet qu'il est possible de cette façon de stabiliser des ponts liquides de rapport d'aspect $\Lambda > \pi$, dès qu'il existe une légère différence de permittivité entre les deux fluides. Ils déterminent en particulier la surface théorique séparant ponts stables et instables en fonction des paramètres expérimentaux que sont le rapport d'aspect Λ , le rapport des permittivités diélectriques $\beta = \frac{\epsilon_{ext}}{\epsilon_{int}}$ et le nombre de Bond électrique $\chi = \frac{R\epsilon_{int}E^2}{\sigma}$. La stabilisation de ponts de rapport d'aspect Λ quelconque est possible avec des champs suffisamment élevés, ceci dès que $\beta \neq 1$. De plus, le champ nécessaire à la stabilisation est d'autant moins élevé que la différence de permittivité entre les liquides est grande. Sur la base de ces prédictions, Castellanos et al. ont stabilisé des ponts liquides de rapport d'aspect maximum $\Lambda = 5$. Ils ont refait un peu plus tard des expériences similaires afin de tenir compte de l'influence de la différence de densité entre le pont et le bain environnant [49, 50]. Un certain nombre d'articles théoriques font suite à ces expériences, visant à déterminer la forme des ponts [51], les diagrammes de bifurcation [52, 53] ou des modèles à une dimension permettant de simuler la dynamique de ponts fins [54, 55]. On peut également citer les articles concernant la stabilité des jets liquides sous champ [56, 57].

Nous avons essayé dans cette partie de dresser un panorama relativement exhaustif des différentes techniques de stabilisation possibles de ponts liquides au-dessus de la limite de l'instabilité de Rayleigh-Plateau. Les travaux sur le sujet sont récents et on aura noté que les techniques employées peuvent s'avérer relativement élaborées, voire coûteuses (vols

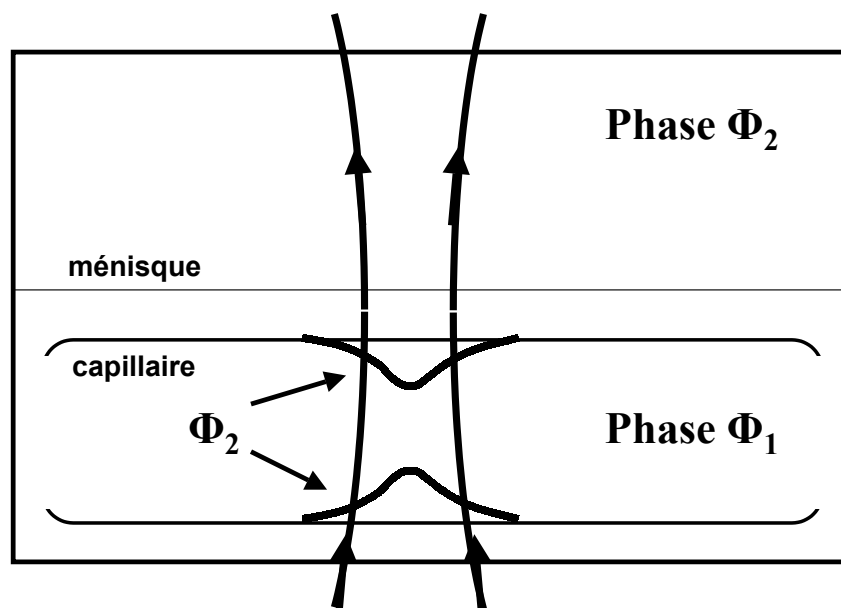


FIG. 7.4 – Schéma de principe de la réalisation optique de ponts liquides. Le faisceau laser (flèches pleines) est focalisé à l'intérieur d'un capillaire en verre dont les parois sont recouvertes d'un film de mouillage de la phase Φ_2 . Celui-ci se déforme donc sur chaque face sous l'effet de la pression de radiation vers la phase Φ_1 la moins réfringente.

en microgravité). Les rapports d'aspect maximum rapportés dans la littérature sont de l'ordre de $\Lambda \simeq 5$, voire $\Lambda \simeq 59.1$ pour Raco [39]. Nous allons maintenant détailler la technique qui nous a permis de former et de stabiliser des ponts liquides de très grand rapport d'aspect sous champ laser.

7.2 Stabilisation optique de ponts liquides formés dans des capillaires

7.2.1 Géométrie expérimentale. Exemples

La géométrie expérimentale que nous avons utilisée dans un premier temps pour former des ponts liquides sous champ laser est présentée sur la figure (7.4). Dans une cellule de spectroscopie traditionnelle, nous avons constaté qu'un film de mouillage de la phase Φ_2 recouvrait l'ensemble des parois de la cellule. Ainsi, quand le faisceau laser était mal focalisé à l'interface, il nous arrivait d'observer la déformation du film de mouillage recouvrant le bas de la cellule. Nous avons donc décidé de profiter du fait que la phase Φ_2 est plus mouillante vis-à-vis du verre que la phase Φ_1 en immergeant un capillaire en verre de hauteur donnée (en général 100 ou 200 μm) dans la cellule. Le capillaire de verre, de section rectangulaire, est ouvert sur les bords et repose au fond de la cellule. Si on laisse au système le temps d'atteindre l'équilibre thermodynamique, un film de mouillage de la phase Φ_2 finit par recouvrir les faces inférieures et supérieures du capillaire, le volume intérieur de celui-ci restant constitué de phase Φ_1 . Si l'on focalise par la suite le faisceau laser (incident par le bas dans ces expériences) à l'intérieur du capillaire, les films de mouillage inférieur et supérieur se déforment sous l'effet de la pression de radiation de

l'onde laser. On profite ici du fait que la déformation est toujours dirigée vers la phase Φ_1 la moins réfringente, ceci indépendamment du sens de propagation de l'onde par rapport à l'interface. On induit ainsi deux déformations se faisant face selon l'axe du faisceau. Suivant le rayon du faisceau et l'écart à la température critique, il est ensuite possible, pour des puissances laser supérieures, de connecter entre elles les deux déformations pour former un pont liquide. Nous illustrons cette technique de formation de ponts à l'aide de quelques exemples caractéristiques.

Les figures (7.5) à (7.9) montrent des images de formation de ponts liquides dans des capillaires de $100\ \mu m$ de haut pour un écart à la température critique $T - T_C = 15K$. A titre indicatif, les puissances laser sont croissantes sur toutes les figures de gauche à droite et de haut en bas. On constate sur ces figures que le mécanisme de formation du pont, et le rapport d'aspect final Λ de celui-ci, diffèrent suivant le rayon du faisceau laser incident. Pour les deux plus petits rayons de faisceau $\omega_0 = 3.9\mu m$ (Fig.(7.5)) et $\omega_0 = 4.2\mu m$ (Fig.(7.6)), on observe, aux puissances les plus basses, les déformations du film de mouillage sur chacune des faces du capillaire et l'allongement de la déformation selon l'axe du faisceau. Juste au seuil de formation du pont, on reconnaît sur la face supérieure un exemple de déformation non-linéaire, du type de celles étudiées au chapitre 6. Pour la valeur de la puissance seuil à partir de laquelle le pont se forme, nous avons donné à chaque fois une image juste avant la coalescence des déformations et une autre juste après. Le pont se forme quand la déformation du bas devient instable et donne naissance à un filament qui, guidé selon l'axe du faisceau, se connecte à la déformation supérieure. En effet, pour la déformation inférieure, le faisceau se propage de la phase la plus réfringente Φ_2 vers la phase la moins réfringente Φ_1 et nous sommes bien dans les conditions où l'interface peut devenir instable, selon le mécanisme exposé précédemment au chapitre 6. Nous voyons donc que l'ensemble des propriétés des déformations d'interface induites par laser est mis à profit pour former un pont liquide: indépendance du sens de la déformation vis-à-vis du sens de propagation du faisceau, mais exploitation de l'instabilité et des déformations non-linéaires pour effectuer la connexion des deux zones liquides sous champ intense. A ce titre, on peut signaler que l'utilisation de la nature instable de la déformation inférieure est similaire à la formation de pont par l'intermédiaire du jet de matière émis du cône de Taylor, méthode employée par Saville dans ces expériences en microgravité [47]. Une fois le pont liquide obtenu, la puissance laser P est augmentée de façon à obtenir une colonne liquide la plus uniforme possible. On pourra comparer par exemple les deux dernières images de la figure (7.6) pour constater que le pont liquide semble plus régulier pour la puissance $P = 1120\ mW$ que pour $P = 980\ mW$, valeur pour laquelle un léger amincissement est visible sur la partie supérieure.

Pour des faisceaux moins focalisés, les déformations inférieures et supérieures apparaissent plus symétriques. Ainsi sur les figures (7.7) et (7.8), pour un faisceau de rayon au col $\omega_0 = 5.3\mu m$, on n'observe pas de déformation non-linéaire sur la face supérieure du capillaire. Nous avons en effet vu que l'apparition de doigts était très dépendante de la focalisation plus ou moins prononcée du faisceau. Les images de la figure (7.7) correspondent au début du processus de déformation des films de mouillage pour des puissances laser croissantes de $P = 770$ à $1400\ mW$. La figure (7.8) illustre quant à elle la dynamique de formation du pont à la puissance $P = 1575\ mW$. Les interfaces se connectent toujours par l'intermédiaire de la déstabilisation de l'interface inférieure, mais le processus de formation est lent, à l'échelle de la dizaine de secondes. Les déformations s'étirent progressivement dans l'axe du faisceau, avant de se rejoindre. Deux arguments permettent de comprendre

la lenteur de la formation. Il faut tout d'abord drainer de la matière à partir du film de mouillage, processus lent par nature. Nous avons également vu que la déstabilisation de l'interface inférieure s'effectuait avec un temps caractéristique de quelques secondes (cf les courbes d'évolution dynamique de l'instabilité de la figure (6.27)). Ce temps caractéristique est d'ailleurs d'autant plus long que l'on est proche du seuil de déstabilisation de l'interface. On notera que le rapport d'aspect du pont obtenu ($\Lambda \simeq 6$) est moindre que ceux des ponts formés au moyen de faisceau plus focalisés ($\Lambda \simeq 12$). C'est compréhensible puisque la taille des déformations avant qu'elles ne coalescent est imposée par le rayon du faisceau laser incident. La puissance laser nécessaire à la formation du pont est, elle, plus importante ($P = 1575$ mW comparée à $P = 980$ mW dans les deux cas précédents). D'ailleurs, si l'on essaye de former un pont avec un faisceau encore plus gros ($\omega_0 = 6.3\mu m$), la tentative s'avère infructueuse (Fig.(7.9)). On déforme certes les deux films de mouillage, mais sans arriver à les faire coalescer, même sous la puissance laser maximale ($P = 1750$ mW). Une puissance plus importante serait nécessaire. Le drainage de matière est sans doute moins efficace pour des faisceaux moins focalisés. On peut aussi estimer un ordre de grandeur du seuil en puissance P_S de déstabilisation de l'interface inférieure à l'aide des résultats expérimentaux obtenus pour une interface liquide libre. Nous avons en effet trouvé (Eq.(6.24)):

$$P_S(W) = 6.3 \cdot 10^{-6} \frac{\sigma c}{(-\Delta n)} \omega_0(\mu m) \quad (7.6)$$

Soit pour un écart à la température critique $T - T_C = 15K$ et un faisceau de rayon $\omega_0 = 6.3\mu m$, un seuil de déstabilisation:

$$P_S \simeq 2,1W \quad (7.7)$$

Nous voyons donc qu'avec une puissance $P_{max} = 1750$ mW, nous sommes vraisemblablement, pour l'écart à la température critique $T - T_C = 15K$, en-dessous de la puissance laser nécessaire pour que l'interface inférieure se déstabilise. On ne peut donc pas former de pont. A l'inverse, pour un écart à la température critique moins élevé ($T - T_C = 6K$), nous avons pu former un pont liquide dans un capillaire de $100 \mu m$ avec un faisceau large de rayon $\omega_0 = 15.3\mu m$. Le processus de formation est illustré sur les figures (7.10) (début de la croissance des déformations) et (7.11) (coalescence des déformations à la puissance laser maximale accessible $P = 1750$ mW). Là encore le drainage des films et la formation du pont sont lents. Le pont liquide final a un rapport d'aspect $\Lambda \simeq 3.6$, qui reste toutefois supérieur au rapport limite de l'instabilité de Rayleigh-Plateau.

Nous avons présenté qualitativement notre méthode de fabrication optique de ponts liquides. La puissance laser nécessaire à leur formation et leur rapport d'aspect semblent être dépendants du rayon du faisceau laser incident et de l'écart à la température critique. Nous allons maintenant détailler le protocole expérimental que nous avons adopté pour étudier quantitativement ces dépendances.

7.2.2 Protocole expérimental

Pour effectuer une étude quantitative des ponts liquides sous champ laser, nous nous sommes largement inspirés de la procédure adoptée par Saville dans ces articles sur les ponts liquides sous champ électrique [46, 47]. Pour un rayon de faisceau donné, les expériences sont réalisées de la façon suivante (la figure (7.12) illustre le propos). Partant des déformations initiales des films de mouillage sur chaque face du capillaire (image 1 de la

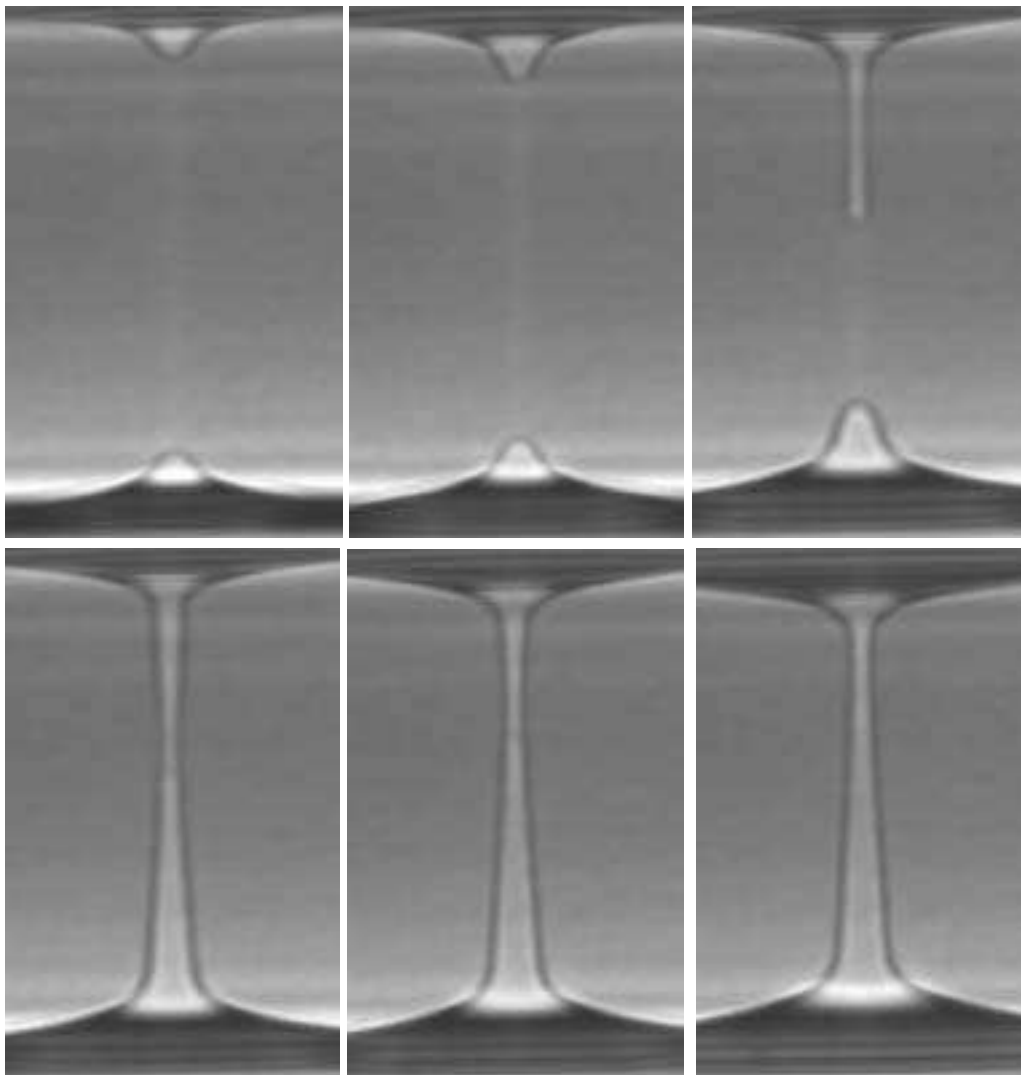


FIG. 7.5 – Formation d'un pont liquide dans un capillaire de $100\ \mu\text{m}$ pour un faisceau laser de rayon au col $\omega_0 = 3.9\ \mu\text{m}$. L'écart à la température critique vaut $T - T_C = 15\text{K}$. Les puissances laser croissantes de gauche à droite et de haut en bas valent successivement: $P = 700, 770, 840, 840$ (seuil de formation du pont), 980 et $1120\ \text{mW}$. Le rapport d'aspect du pont vaut $\Lambda \simeq 12.5$.

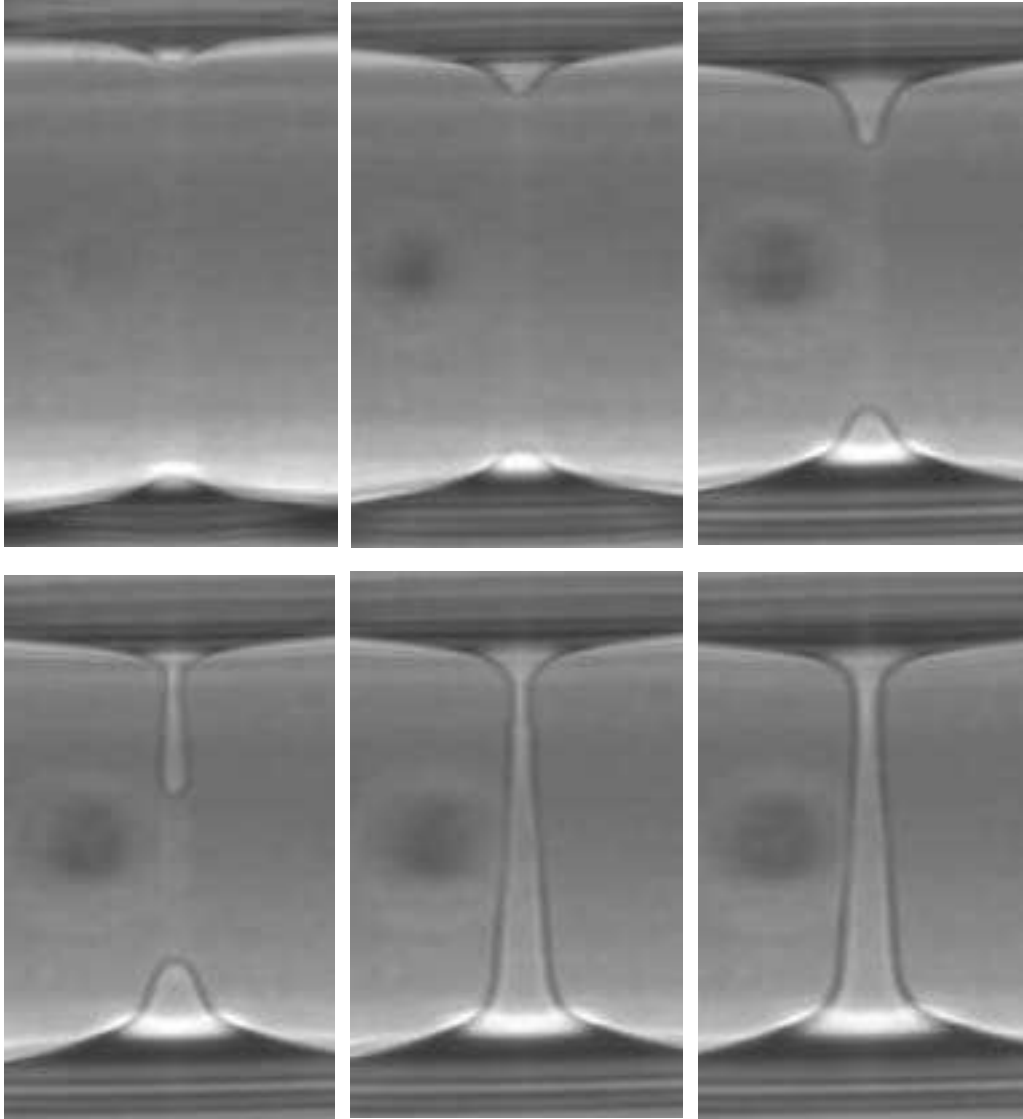


FIG. 7.6 – Pont liquide formé dans un capillaire de $100\ \mu\text{m}$ par un faisceau laser de rayon au col $\omega_0 = 4.2\ \mu\text{m}$. $T - T_C = 15\text{K}$. Les puissances laser valent successivement: $P = 560, 700, 910, 980, 980$ (seuil de formation) et $1120\ \text{mW}$. Le rapport d'aspect final du pont vaut $\Lambda \simeq 12.2$.

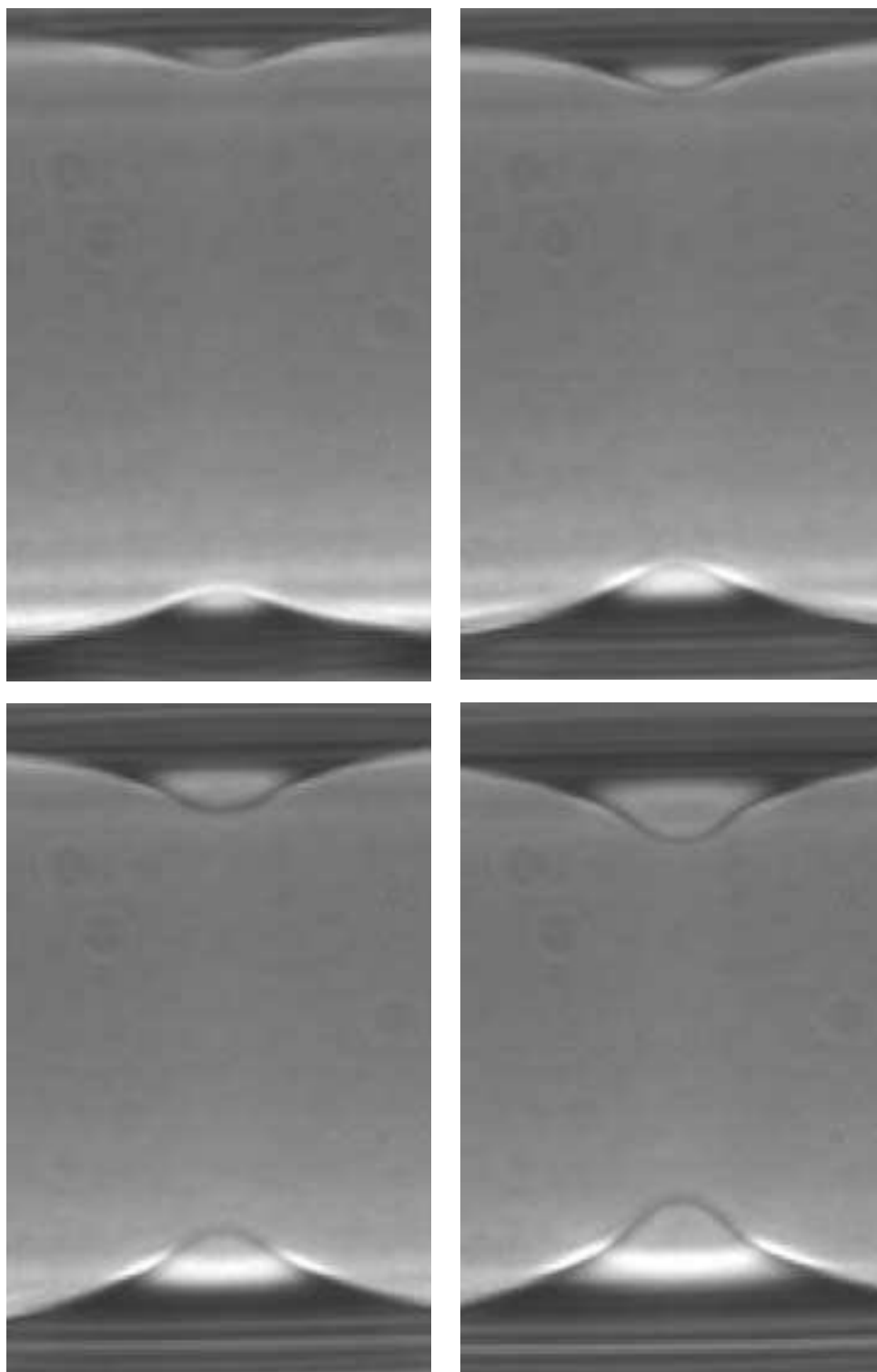


FIG. 7.7 – Début de la formation d'un pont liquide dans un capillaire de $100\ \mu\text{m}$ pour un faisceau laser de rayon au col $\omega_0 = 5.3\ \mu\text{m}$ ($T - T_C = 15\text{K}$). $P = 770, 980, 1190$ et $1400\ \text{mW}$.

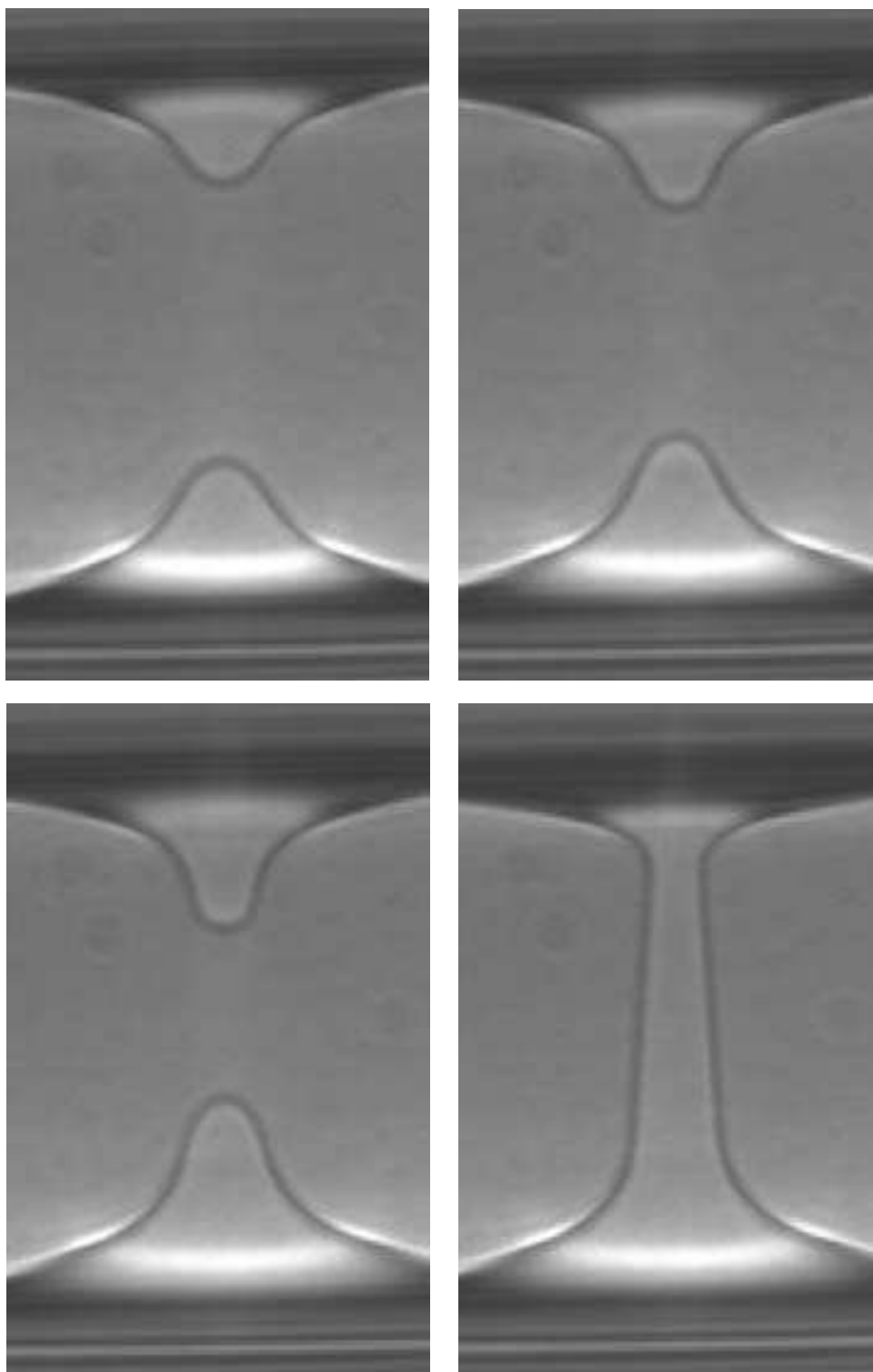


FIG. 7.8 – Suite de la figure (7.7). Comportement dynamique lors de la connection des déformations et de la création du pont à la puissance laser maximale $P = 1575 \text{ mW}$. L'évolution est lente et se fait sur une dizaine de secondes. Le rapport d'aspect du pont final est $\Lambda \simeq 6$.

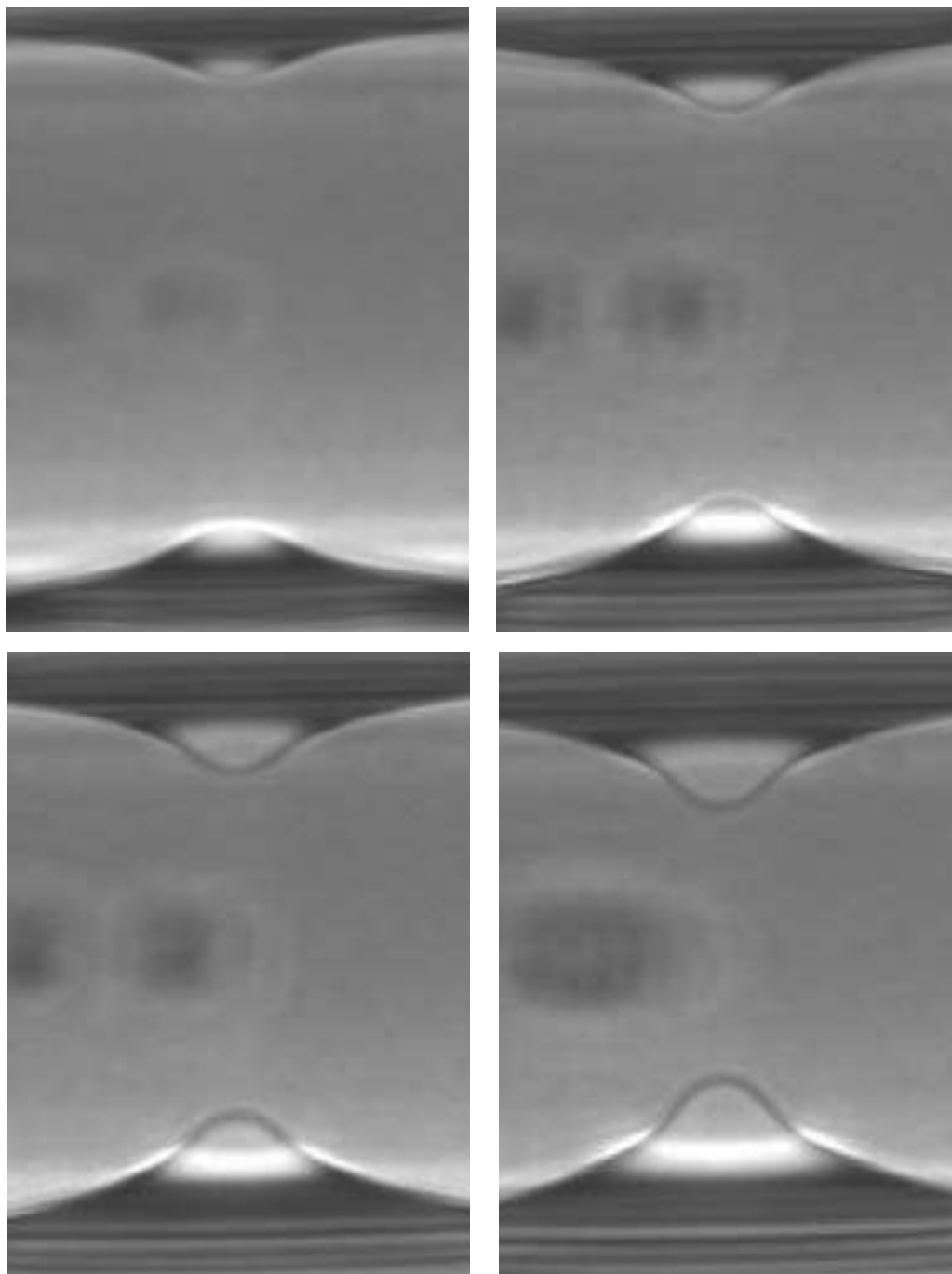


FIG. 7.9 – Tentative de formation de pont liquide (capillaire $100\ \mu\text{m}$) avec un faisceau laser de rayon $\omega_0 = 6.3\ \mu\text{m}$. L'écart à la température critique vaut toujours $T - T_C = 15\text{K}$. Les puissances laser valent: $P = 980, 1260, 1400$ et $1750\ \text{mW}$ (puissance laser maximale accessible).

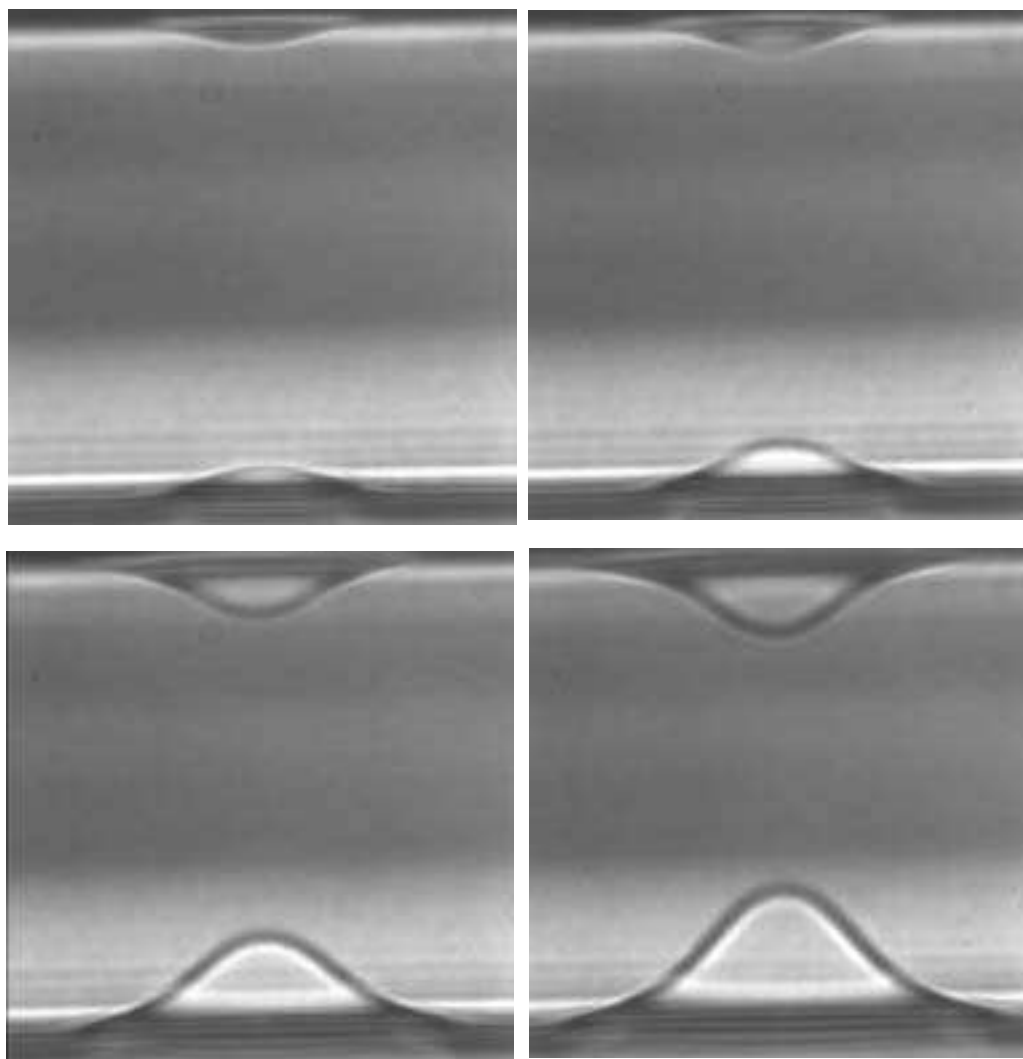


FIG. 7.10 – Début de la formation d'un pont liquide dans un capillaire de $100\mu\text{m}$ avec un faisceau laser de rayon au col $\omega_0 = 15.3\mu\text{m}$. L'écart à la température critique vaut $T - T_C = 6\text{K}$. Les puissances laser valent successivement: $P = 1050, 1190, 1400$ et 1575 mW .

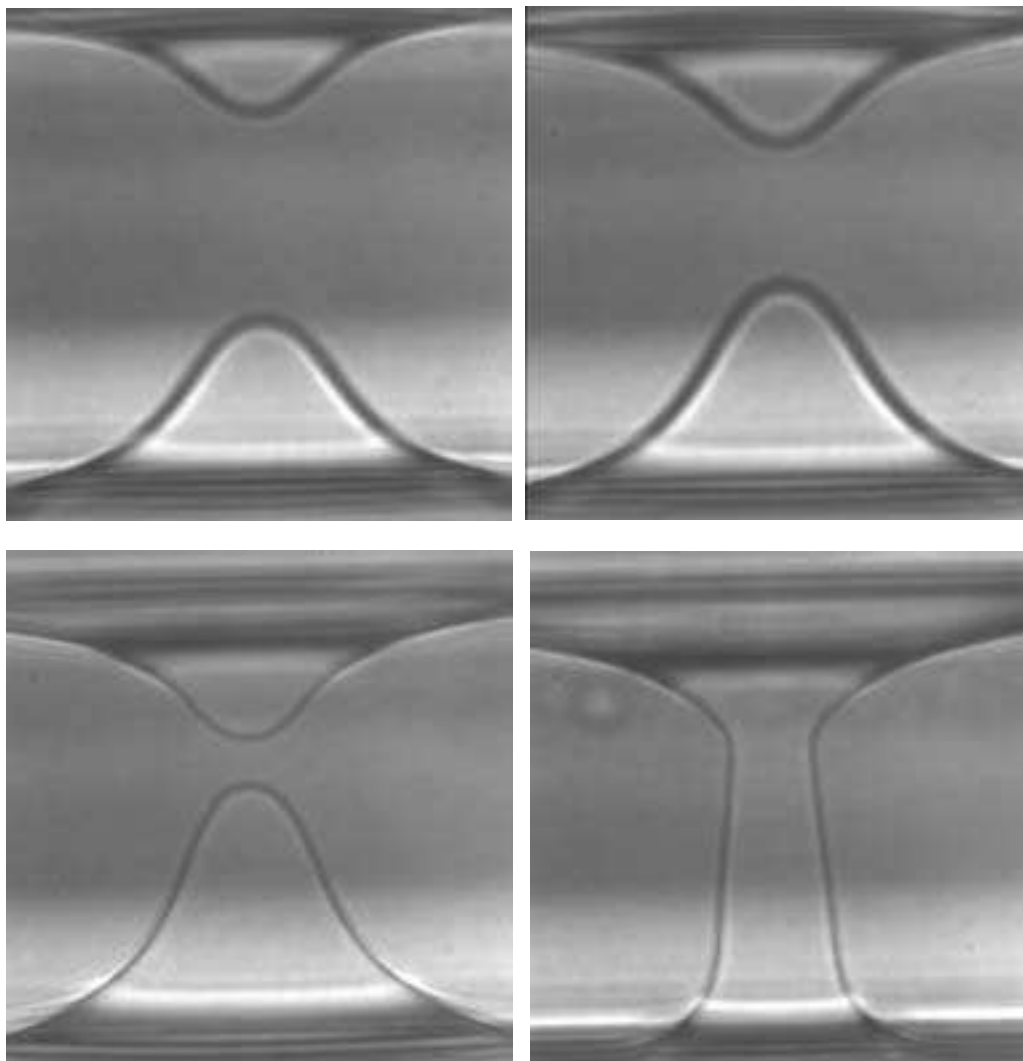


FIG. 7.11 – Suite de la figure (7.10). Evolution dynamique lors de la formation du pont à la puissance laser maximale $P = 1750 \text{ mW}$. Comme précédemment (Fig.(7.8)), l'évolution est lente et se fait à l'échelle de la dizaine de secondes. Le pont liquide obtenu a un rapport d'aspect de $\Lambda \simeq 3.6$.

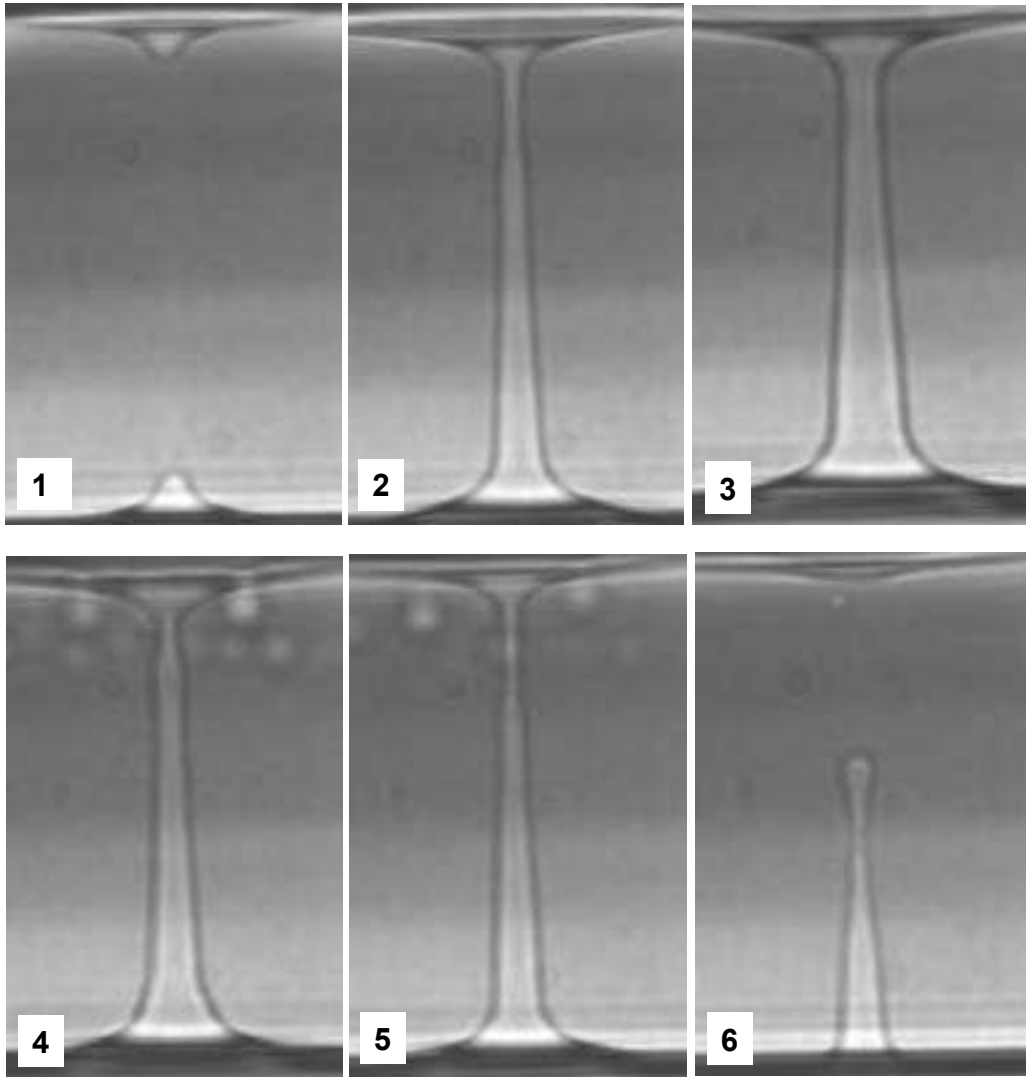


FIG. 7.12 – *Procédure expérimentale d'étude des ponts liquides illustrée pour un pont engendré à $T - T_C = 6K$ dans un capillaire de $100\ \mu m$, par un faisceau de rayon $\omega_0 = 6.3\mu m$. 1) Déformations des films de mouillage à $P = 700\ mW$. 2) Coalescence des déformations pour $P = P_{coal} = 840mW$. 3) Pont stationnaire uniforme obtenu pour $P = P_{droit} = 1190mW$. 4) et 5) Redescente en puissance et amincissement du pont à $P = 910$ et $P = 630\ mW$. 6) Brisure finale du pont à $P = P_{brisure} = 420mW$.*

figure (7.12)) pour une puissance laser faible, on augmente progressivement par paliers la puissance du faisceau. A chaque palier en puissance, on laisse au système le temps d'atteindre l'équilibre, de façon à travailler dans des conditions quasi-statiques. Pour une puissance donnée $P = P_{coal} = 840mW$ (image 2), les déformations coalescent et donnent naissance au pont liquide. Cependant celui-ci n'est pas encore très droit ni uniforme (on peut observer sur l'image 2 que le haut du pont est relativement fin). On continue donc à augmenter la puissance laser de façon à obtenir un pont stationnaire droit de diamètre sensiblement uniforme (image 3). C'est sur ce pont que l'on détermine le rapport d'aspect moyen Λ . La puissance correspondante est notée P_{droit} . On rediminue ensuite la puissance laser, toujours de façon quasi-statique. On observe l'amincissement progressif du pont par rapport au pont droit (image 4 et 5), puis sa rupture finale pour une puissance que l'on appellera $P_{brisure}$. Dans le cas de la figure (7.12), $P_{brisure} = 420mW$ (image 6). On notera que la puissance pour laquelle le pont se brise est inférieure à la puissance nécessaire au préalable à sa formation: $P_{brisure} < P_{coal}$. Cette constatation a été effectuée pour l'ensemble de nos expériences. Par contre suivant les conditions expérimentales, il n'est parfois pas possible de former un pont de diamètre uniforme quand P_{coal} coïncide avec la puissance laser maximale disponible. Si l'on se reporte aux articles de Saville, la détermination de P_{droit} est analogue à la transition identifiée amphore/cylindre pour la forme du pont. On repère ensuite comme lui, en rediminuant le champ laser, la valeur de la puissance pour laquelle le pont se pince (pinch-off en anglais).

Nous avons essayé de quantifier les seuils de formation d'un pont droit et de brisure en estimant un nombre sans dimension caractéristique. Le nombre qui vient d'emblée à l'esprit est le rapport des forces de pression de radiation aux forces de tension de surface. La pression de radiation s'exprime comme:

$$p_{rad} = \frac{2n_1}{c} \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right) I(0) \simeq (n_1 - n_2) \frac{I(0)}{c} \quad (7.8)$$

où $I(0)$ est l'intensité laser incidente sur l'axe. Pour le terme de tension de surface agissant à la surface d'un cylindre de rayon R , il peut être estimé grâce à la formule de Laplace comme:

$$p_{Laplace} = \frac{\sigma}{R} \quad (7.9)$$

On peut donc définir un nombre sans dimension caractéristique, rapport de p_{rad} à $p_{Laplace}$, que nous noterons χ par analogie au nombre de Bond électrique défini plus haut (Eq.(7.4)):

$$\chi = \frac{|p_{rad}|}{p_{Laplace}} = \frac{(-\Delta n)}{\sigma c} I(0) R \quad (7.10)$$

avec $\Delta n = n_1 - n_2 < 0$. Soit en fonction des paramètres du faisceau:

$$\chi = \frac{(-\Delta n)}{\sigma c} \frac{2P}{\pi \omega_0^2} R \quad (7.11)$$

Comme nous avons déjà défini précédemment un nombre de Bond optique Bo , nous appellerons ce nouveau nombre sans dimension χ nombre de Bond électromagnétique. Pour chaque pont liquide formé, nous mesurons donc son rayon. Quand le pont n'est pas parfaitement droit, on prend comme rayon caractéristique la largeur à la base du pont, ce qui revient à sous-estimer le rapport d'aspect de la colonne liquide. Nous calculons les valeurs

de χ correspondant à la formation du pont χ_{coal} , au pont droit χ_{droit} , et à la rupture du pont $\chi_{brisure}$, ceci pour les différents rayons de faisceau permettant de créer des ponts et différents écarts à la température critique. Nous avons pu ainsi effectuer une étude quantitative de stabilité des ponts liquides engendrés dans des capillaires de $100\ \mu m$. Les résultats de cette étude sont présentés au paragraphe suivant. Par contre, une telle étude n'a pas été possible pour les ponts créés dans des capillaires de $200\ \mu m$, pour des raisons que nous détaillerons par la suite.

7.2.3 Résultats expérimentaux dans des capillaires de $100\ \mu m$

Nous avons formé des ponts liquides dans des capillaires de $100\ \mu m$ pour différents écarts à la température critique $T - T_C = 6, 8, 10$ et $15\ K$. Nous avons tracé pour chaque température le rapport d'aspect Λ du pont en fonction du rayon du faisceau laser incident, ainsi que les valeurs du nombre de Bond électromagnétique χ correspondant à l'observation du pont droit stable (χ_{droit}) et à sa brisure lors de la descente en puissance ($\chi_{brisure}$). Les résultats relatifs à chaque écart à la température critique sont reportés sur les figures (7.13) à (7.18).

Pour le seul écart $T - T_C = 6K$, nous avons simplement rajouté, à titre indicatif, les courbes en puissance P_{coal} , P_{droit} et $P_{brisure}$ en fonction du rapport d'aspect Λ du pont (Fig. (7.13(b))), ainsi que les courbes d'intensité qui s'en déduisent (Fig. (7.14(a))). De même, les valeurs de χ_{coal} sont représentées sur la figure (7.14(b)), mais disparaissent des figures similaires suivantes pour plus de lisibilité. Comme nous l'avons remarqué précédemment, on constate sur la figure (7.14(a)) que l'intensité laser nécessaire à la formation du pont est toujours supérieure à l'intensité pour laquelle il se brise lors de la redescente en puissance. De plus, l'intensité I_{droit} permettant d'obtenir un pont droit semble augmenter linéairement avec le rapport d'aspect du pont (il en va de même pour I_{coal} et $I_{brisure}$). Le rapport d'aspect Λ du pont est lui effectivement déterminé par le rayon du faisceau laser utilisé pour la création de la colonne liquide. Plus le faisceau laser est focalisé, plus le rapport d'aspect du pont obtenu est élevé. Les données de la figure (7.13(a)) sont ainsi compatibles avec une variation de Λ inversement proportionnelle au rayon du faisceau: $\Lambda \propto (\omega_0)^{-0.99}$. Si l'on réexprime les données au moyen du nombre sans dimension χ , les valeurs de χ_{droit} et $\chi_{brisure}$ correspondent à deux plages distinctes bien séparées. De plus, aux incertitudes expérimentales près, elles ne dépendent pas du rapport d'aspect Λ du pont. χ_{droit} est distribué autour de la valeur 5.5, $\chi_{brisure}$ autour de 2 (Fig.(7.14(b))). Le nombre de Bond électromagnétique χ apparaît donc comme un bon candidat pour exprimer quantitativement la stabilisation et la brisure des ponts en fonction des paramètres expérimentaux.

Que pouvons-nous déduire des expériences effectuées pour des écarts à la température critique plus élevés? En premier lieu, le rapport d'aspect du pont est toujours fixé par le rayon du faisceau laser et décroît quand la focalisation du faisceau diminue (Fig. (7.15(a)), (7.16(a)), (7.17(a)) et (7.18(a))). Par contre, plus l'écart à la température critique augmente, moins il devient possible de créer des ponts avec des faisceaux larges. Pour $T - T_C = 15K$, le faisceau le plus large pouvant induire un pont a pour rayon $\omega_0 = 7.5\ \mu m$, alors qu'à $T - T_C = 6K$, on peut stabiliser un pont de rapport d'aspect $\Lambda \simeq 3.6$ avec un faisceau de rayon au col $\omega_0 = 15.3\ \mu m$ (Fig. (7.13(a))). La taille du faisceau, diminuant l'intensité laser disponible pour des faisceaux peu focalisés, est donc l'un des facteurs limitant empêchant la formation de ponts liquides pour des écarts à la

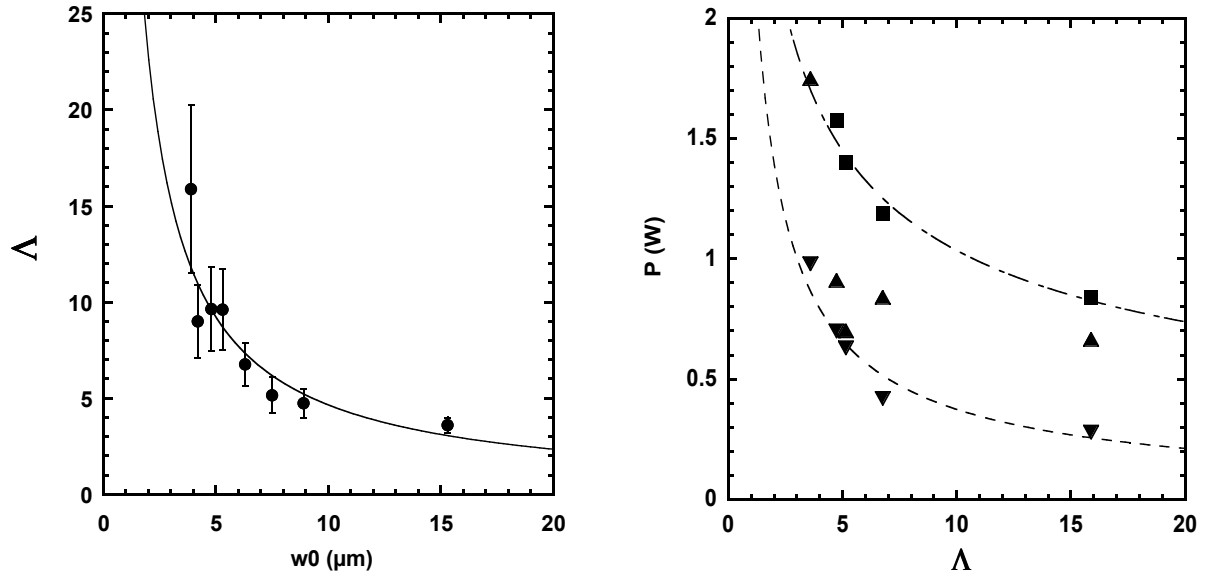


FIG. 7.13 – (a) Rapport d'aspect Λ des ponts en fonction du rayon w_0 du faisceau utilisé pour les former. L'écart à la température critique vaut $T - T_C = 6\text{K}$. La courbe en trait plein est un ajustement des données compatible avec un comportement en $\Lambda \propto (w_0)^{-0.99}$. (b) P_{coal} ($\blacktriangle$), P_{droit} ($\blacksquare$) et P_{brisure} ($\blacktriangledown$) en fonction de Λ . Les courbes en pointillés servent de guides pour l'oeil.

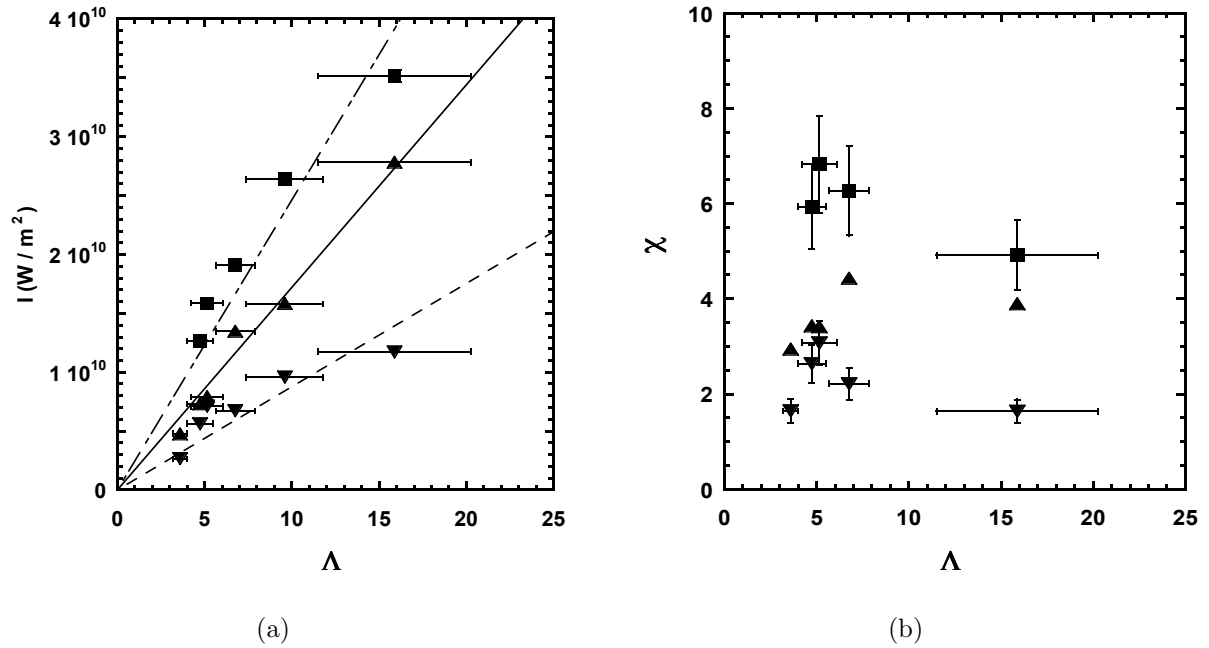


FIG. 7.14 – (a) I_{coal} ($\blacktriangle$), I_{droit} ($\blacksquare$) et I_{brisure} ($\blacktriangledown$) en fonction de Λ pour les données de la figure (7.13). (b) Valeurs de χ_{coal} ($\blacktriangle$), χ_{droit} ($\blacksquare$) et χ_{brisure} ($\blacktriangledown$) correspondantes.

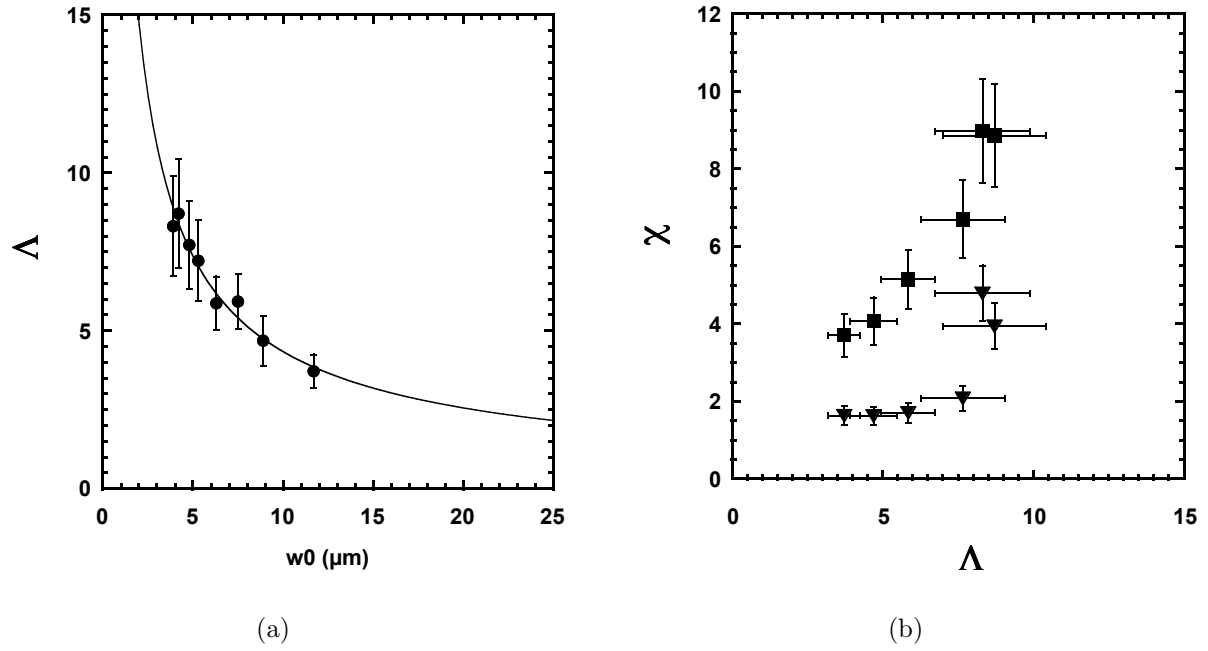


FIG. 7.15 – (a) Rapport d'aspect Λ des ponts en fonction du rayon du faisceau w_0 pour des expériences effectuées à $T - T_C = 8\text{K}$. (b) Valeurs de χ_{droit} (■) et χ_{brisure} (▼) correspondantes.

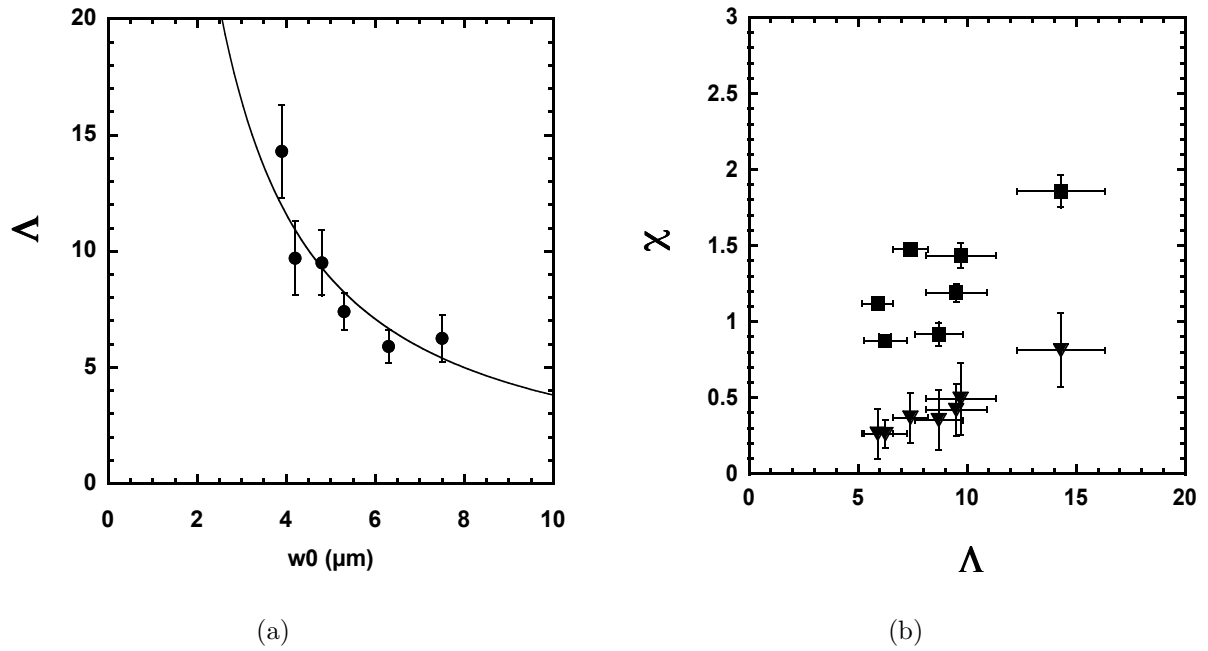


FIG. 7.16 – (a) Rapport d'aspect Λ en fonction de w_0 pour des ponts formés à $T - T_C = 10\text{K}$. (b) Valeurs de χ_{droit} (■) et χ_{brisure} (▼) correspondantes.

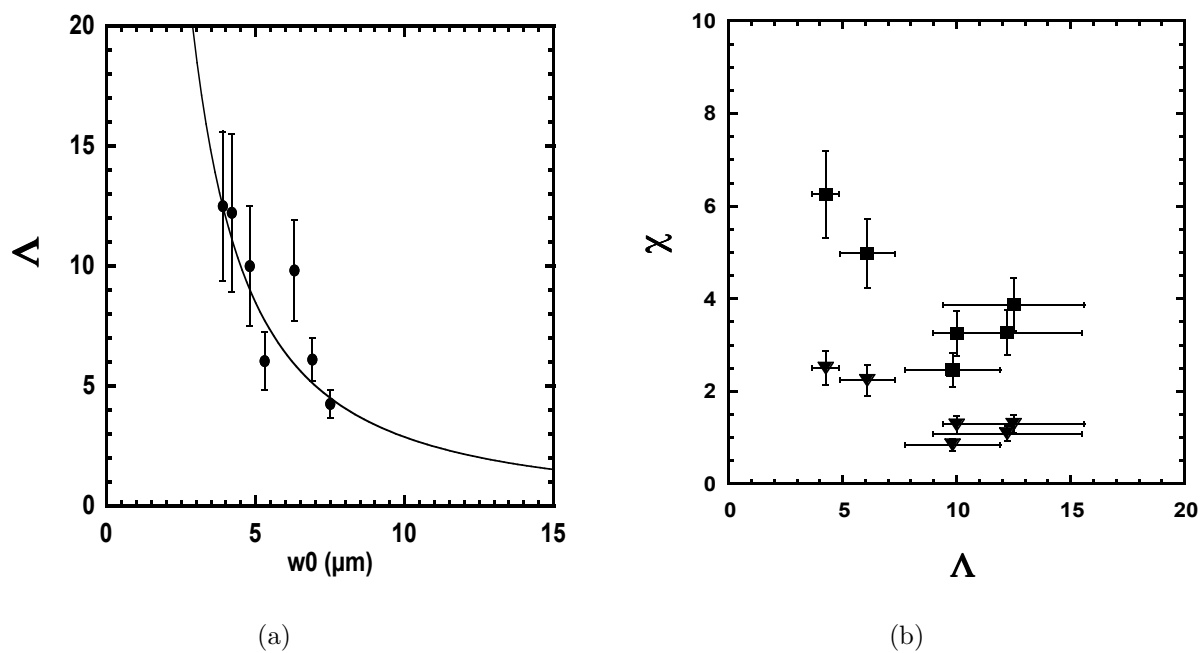


FIG. 7.17 – (a) Λ en fonction de w_0 pour une première série d'expériences à $T - T_C = 15\text{K}$. (b) Valeurs de χ_{droit} (■) et χ_{brisure} (▼) correspondantes.

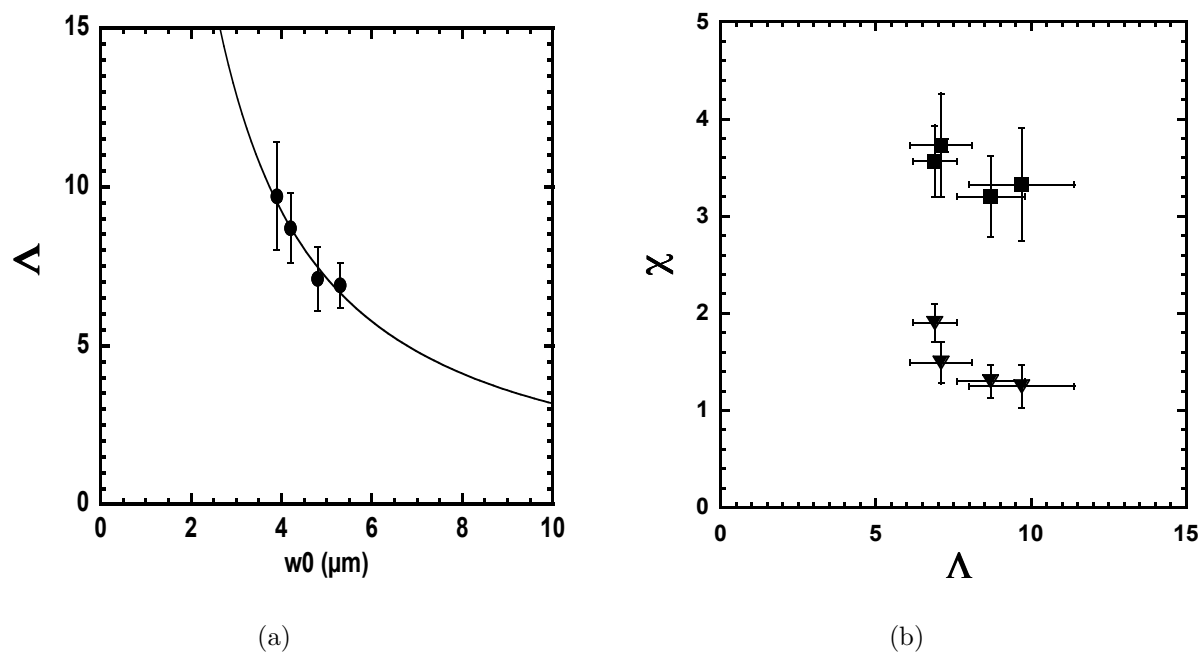


FIG. 7.18 – (a) Λ en fonction de w_0 pour une deuxième série d'expériences à $T - T_C = 15\text{K}$. (b) Valeurs de χ_{droit} (■) et χ_{brisure} (▼) correspondantes.

température critique importants. Nous avons toutefois rassemblé sur un même graphique tous les rapports d'aspect des ponts engendrés pour $6K \leq T - T_C \leq 15K$. L'ensemble des données semble bien cohérent. Si l'on effectue une régression linéaire, on trouve, qu'en moyenne, le rapport d'aspect se comporte comme:

$$\Lambda \propto (\omega_0)^{-1.02} \quad (7.12)$$

On retrouve ainsi, conformément à ce qui pouvait être pressenti, que le rapport d'aspect des ponts est inversement proportionnel au rayon du faisceau laser utilisé pour les créer.

Il est par contre beaucoup plus difficile de dégager un comportement général en fonction de $T - T_C$ pour les valeurs du nombre de Bond électromagnétique correspondant à la stabilisation de ponts droits, χ_{droit} , et à leur rupture, χ_{brisure} . Certes, pour chaque écart à la température critique ces nombres sont de l'ordre de grandeur de l'unité, mais les valeurs varient considérablement d'un écart à l'autre. Ainsi pour $T - T_C = 6K$, χ_{brisure} et χ_{droit} étaient compris entre 2 et 7 (Fig.(7.14(b))) alors que pour $T - T_C = 10K$, ils varient entre 0.5 et 2 (7.16(b)). Nous n'avons donc pas pris la peine de regrouper l'ensemble de ces données sur un même graphe, les ordres de grandeur étant trop différents pour permettre une interprétation. Nous avons simplement regroupé les mesures correspondant aux expériences réalisées à $T - T_C = 6K$, et aux deux séries d'expériences effectuées à $T - T_C = 15K$. Les points sont présentés sur la figure (7.20). On voit qu'il est ardu de conclure à l'existence de deux paliers distincts bien définis de valeurs de χ pour lesquels on observerait des ponts droits stables leur brisure. Nous reviendrons dans la conclusion de cette partie sur les conditions rendant difficiles la reproductibilité des expériences de stabilisation de ponts liquides dans des capillaires. Tout ce que l'on peut affirmer avec certitude est que, dans des capillaires en verre de $100 \mu m$ de hauteur, le rapport d'aspect est piloté par le rayon du faisceau laser qui engendre le pont liquide. Il n'en est pas de même pour des expériences réalisées dans des capillaires de $200 \mu m$.

7.2.4 Expériences dans des capillaires de $200 \mu m$

Nous sommes également capables de former et de stabiliser des colonnes liquides dans des capillaires de $200 \mu m$. Les ponts liquides obtenus pour cette gamme de hauteur sont particulièrement réguliers. Un exemple d'un tel pont quasiment parfaitement droit est présenté sur la figure (7.21). Il a été engendré à $T - T_C = 6K$ par un faisceau de rayon $\omega_0 = 3.2 \mu m$ et de puissance $P = 1.4 \text{ W}$. Son rapport d'aspect est très élevé et plus élevé que les rapports d'aspect maximum obtenus dans des capillaires de $100 \mu m$: $\Lambda \simeq 14$. Le prix de la formation de telles colonnes liquides est la très forte intensité laser nécessaire à leur création et à leur stabilisation. Un rayon au col $\omega_0 = 3.2 \mu m$ correspond en effet à un faisceau très focalisé et une puissance laser de l'ordre de 1.4 W est presque la puissance laser maximale accessible. De plus dans ces expériences, le rapport d'aspect du pont est certes très élevé, mais il n'est plus imposé par le rayon du faisceau, comme le montrent les images de la figure (7.22). On peut effectivement former des ponts avec un rayon de faisceau variant de $\omega_0 = 3.9$ à $6.3 \mu m$, mais les ponts obtenus ont sensiblement le même rapport d'aspect, $\Lambda = 17$ dans ce cas. La différence principale entre eux réside dans leur forme. Comme la puissance laser maximale $P = 1575 mW$ est nécessaire pour les créer, le pont engendré par le faisceau le plus focalisé est bien droit, tandis que la forme des deux autres se creuse sensiblement. On remarquera la forme en amphore du pont obtenu pour le rayon de faisceau $\omega_0 = 6.3 \mu m$, signe que l'intensité laser est juste suffisante pour s'opposer

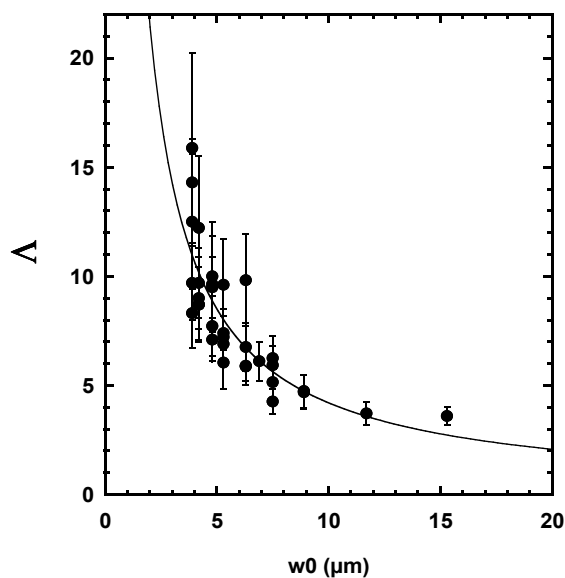


FIG. 7.19 – Superposition des rapports d'aspect Λ des ponts pour les différents écarts à la température critique des figures (7.13) à (7.18), i.e pour $T - T_C = 6, 8, 10$ et $15K$. La courbe en trait plein est une régression linéaire sur l'ensemble des données, qui donne un comportement de $\Lambda \propto (\omega_0)^{-1.02}$. Le rapport d'aspect des ponts est donc bien inversement proportionnel au rayon du faisceau laser utilisé pour les créer.

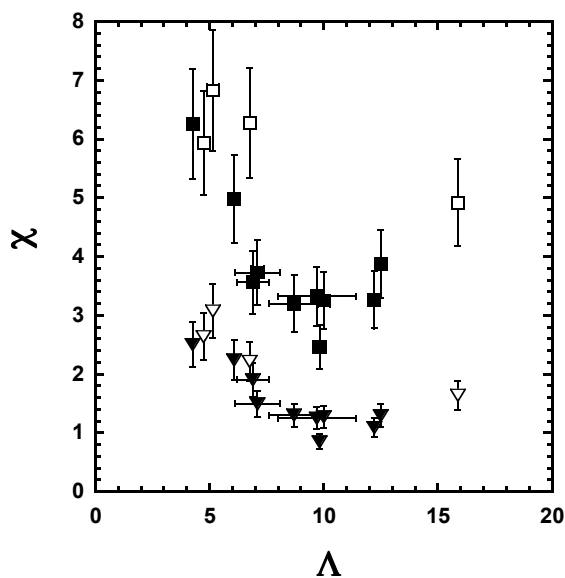


FIG. 7.20 – Superposition des valeurs de χ_{droit} et χ_{brisure} pour les expériences réalisées à $T - T_C = 6K$ (symboles vides $\square$ et ∇), et pour les deux séries d'expériences effectuées à $T - T_C = 15K$ (symboles pleins $\blacksquare$ et $\blacktriangledown$).

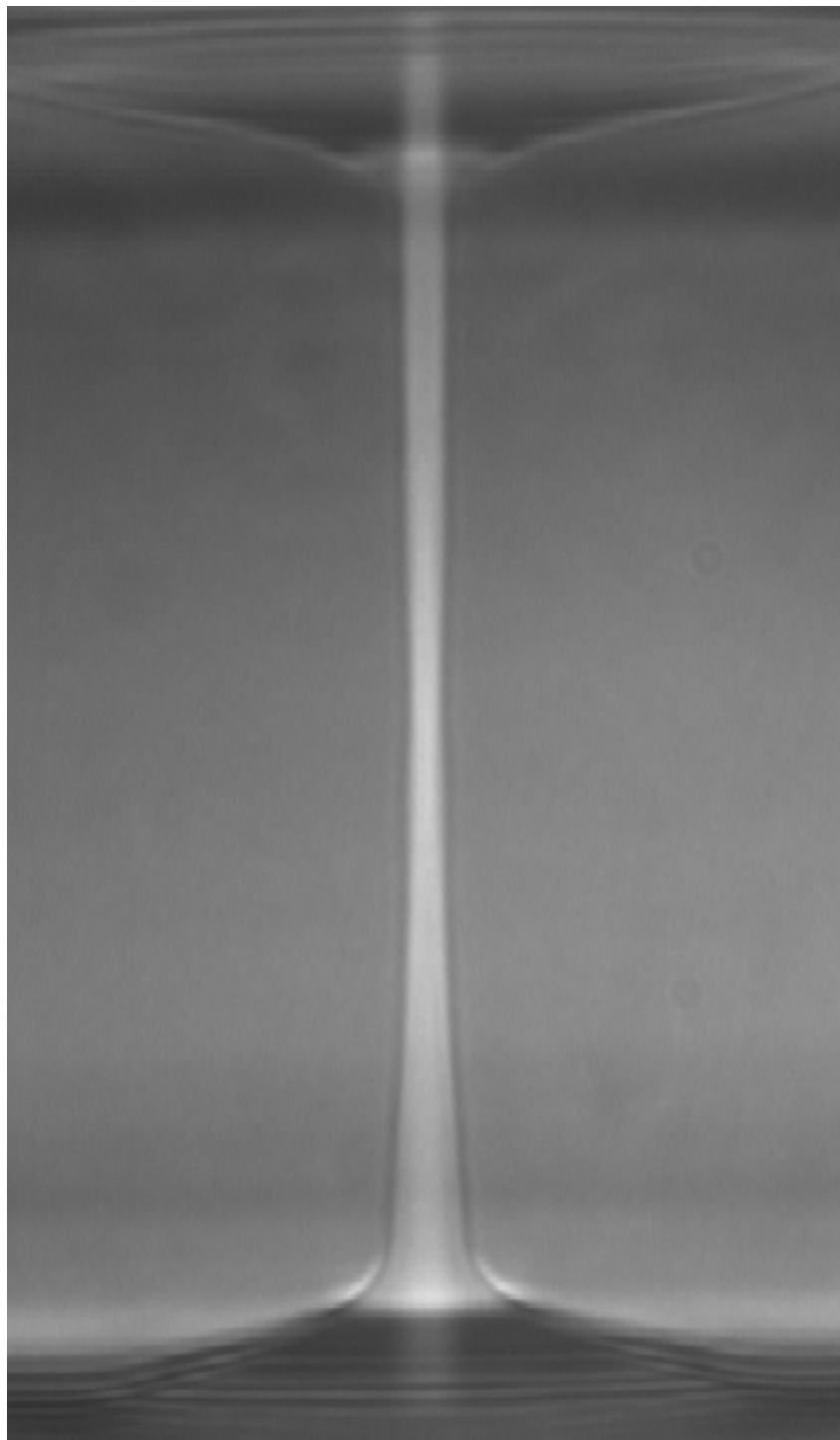


FIG. 7.21 – Pont liquide engendré dans un capillaire de $200\ \mu\text{m}$ par un faisceau de rayon $\omega_0 = 3.2\ \mu\text{m}$. L'écart à la température critique vaut $T - T_C = 6\text{K}$ et la puissance laser $P = 1.4\ \text{W}$. Le rapport d'aspect du pont est voisin de $\Lambda \simeq 14$. On remarquera le guidage bien visible de l'onde lumineuse à l'intérieur du pont.

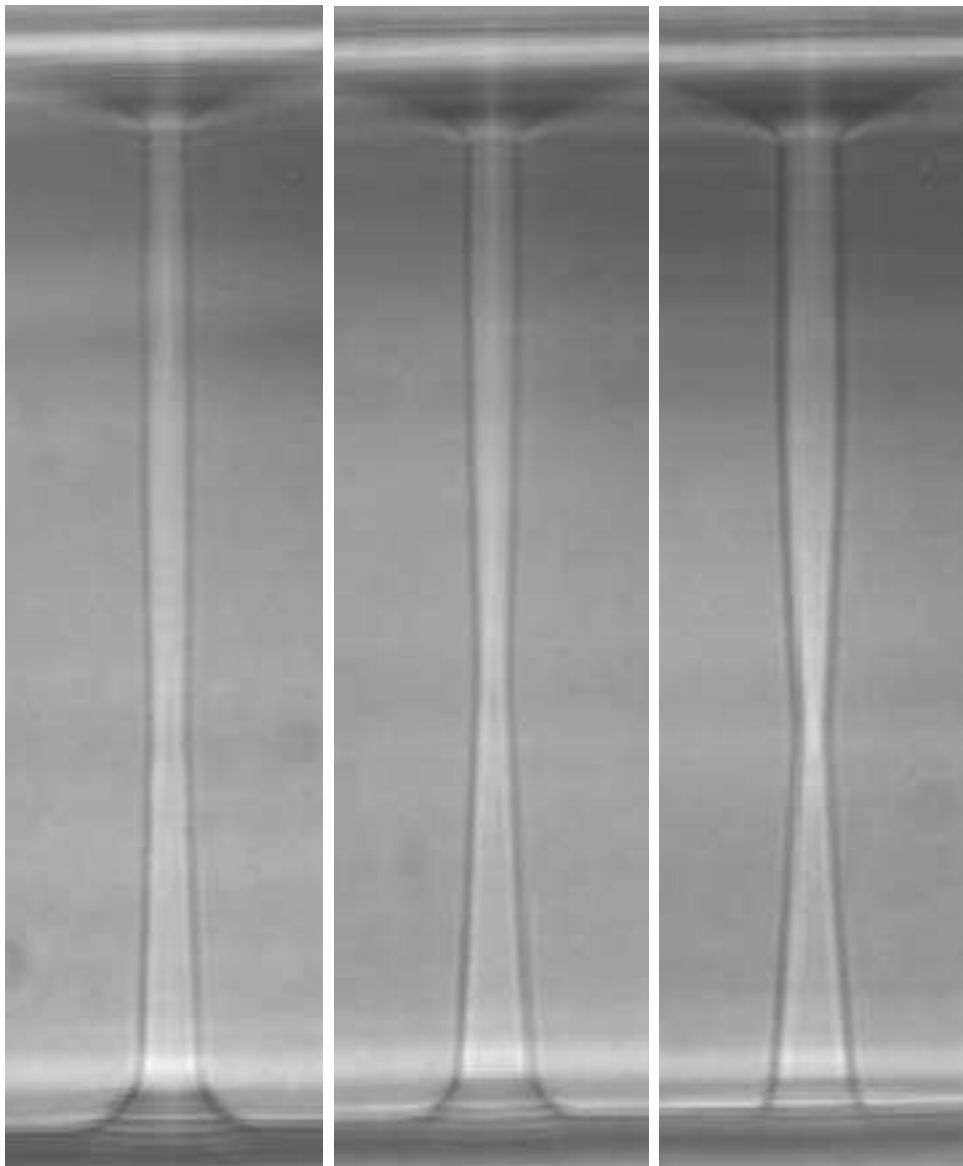


FIG. 7.22 – *Ponts liquides engendrés dans un capillaire de $200\ \mu\text{m}$ pour une puissance laser identique $P = 1575\ \text{mW}$ par trois faisceaux de rayons différents. De gauche à droite: $\omega_0 = 3.9, 4.8$ et $6.3\ \mu\text{m}$. Les rapports d'aspect sont sensiblement identiques, de l'ordre de $\Lambda = 17$. L'écart à la température critique vaut $T - T_C = 6\text{K}$.*

aux effets de la tension de surface. Il n'a d'ailleurs pas été possible d'engendrer un pont dans ces conditions expérimentales avec un faisceau plus large. De plus, les intensités laser très importantes nécessaires à leur formation ne nous ont pas permis d'effectuer une étude de stabilité comme pour les ponts obtenus dans des capillaires de $100 \mu m$.

Un point important mérite d'être souligné au passage sur la figure (7.21). Le faisceau laser est nettement visible sur cette image. Si on examine celle-ci attentivement, on constate que le faisceau est confiné à l'intérieur du pont liquide qu'il a engendré. Le guidage du faisceau est manifeste sur le haut du pont, où on aperçoit la trace du faisceau lumineux, de même taille que le pont liquide à travers lequel il vient de se propager (le sens de propagation est du bas vers le haut). D'un point de vue optique, les ponts liquides engendrés par l'onde laser peuvent être vus comme des fibres optiques molles auto-adaptées au champ qui s'y propage. Ce guidage de l'onde à l'intérieur des ponts pourrait contribuer à leur stabilité, que nous allons maintenant tenté de justifier.

7.2.5 Justification de la stabilisation des ponts

Nous avons vu, lors de la présentation des différentes techniques de stabilisation, que la première chose à faire pour créer des ponts liquides de grand rapport d'aspect est de minimiser l'influence de la gravité, en ajustant la densité du bain extérieur ou en travaillant en microgravité. Il se trouve que les phases micellaires quasicritiques obtenues après démixion de la microémulsion initiale ont, par construction, des densités voisines. On peut à ce sujet consulter le tableau (4.6) du chapitre 3, qui donne quelques exemples de la différence de densité entre les 2 phases $\Delta\rho = \rho_1 - \rho_2$, en fonction de l'écart à la température critique $T - T_C$. On constate que cette différence de densité est faible, tout au plus atteint-elle la valeur estimée $\Delta\rho = 106.7 \text{ kg.m}^{-3}$ pour $T - T_C = 15K$, écart de température le plus haut auquel nous avons stabilisé des ponts liquides. Cependant il convient d'estimer le nombre de Bond construit sur le rayon du pont liquide (Eq. (7.3)) pour pouvoir comparer avec les prévisions théoriques de Coriell et al. [20] (cf Fig. (7.2)). Plaçons nous donc dans les conditions les plus défavorables pour la différence de densité, i.e à $T - T_C = 15K$ et considérons, par exemple le pont liquide présenté sur la figure (7.8). Le rayon R de ce pont vaut $R = 14.5\mu m$, et comme la tension de surface est de $\sigma(T - T_C = 15K) \simeq 2.3 \cdot 10^{-6} \text{ J.m}^{-2}$ (4.6), le nombre de Bond $Bo(\Delta\rho, R)$ correspondant vaut:

$$Bo(\Delta\rho, R) = \frac{\Delta\rho g R^2}{\sigma} \simeq 10^{-1} \quad (7.13)$$

Si l'on se reporte à la courbe (7.2), on voit que l'influence de la gravité dans ce cas n'est pas négligeable, puisque le rapport d'aspect limite du pont devrait être $\Lambda_{lim}(Bo = 10^{-1}) = 2.4$. Notre pont, de rapport d'aspect $\Lambda \simeq 6$, a donc un rapport d'aspect plus de deux fois supérieur à la limite de stabilité théorique l'instabilité variqueuse, alors que nous ne sommes pas des conditions type configuration de Plateau avec des fluides de densités égalisées. On s'approche cependant de ces conditions en travaillant à des écarts à la température critique inférieurs. Si l'on considère le pont formé à $T - T_C = 6K$ sur la figure (7.12), il a un rayon $R = 7.4\mu m$, et à cette température $\sigma(T - T_C = 6K) \simeq 7.3 \cdot 10^{-7} \text{ J.m}^{-2}$ et $\Delta\rho(T - T_C = 6K) = 79.2 \text{ kg.m}^{-3}$, soit pour ces conditions expérimentales :

$$Bo(\Delta\rho, R) \simeq 6 \cdot 10^{-3} \quad (7.14)$$

Pour cette valeur du nombre de Bond, on se rapproche de la limite de stabilité $\Lambda = \pi$ en l'absence de gravité. Le fait de travailler avec des phases micellaires démixées nous permet donc d'obtenir naturellement des conditions expérimentales de type configuration de Plateau, puisque les densités des deux phases sont très proches par construction. L'accord de densité est d'autant mieux réalisé que l'écart à la température critique est petit, mais expérimentalement il s'est avéré difficile de travailler à $T - T_C < 6K$. Nous expliquerons pourquoi dans la section suivante. Inversement, les ponts obtenus pour les écarts à la température critique élevés sont d'autant plus remarquables, étant donné que $\Lambda_{lim} < \pi$ dans ce cas.

Il convient maintenant de s'interroger sur la cause physique profonde assurant la stabilisation optique des ponts liquides. Si l'on raisonne en terme de pression de radiation, on est tenté d'affirmer, au vu des courbes obtenues en annexe montrant l'évolution de la pression de radiation en fonction de l'angle d'incidence du faisceau à l'interface, qu'une interface verticale est la seule position pour laquelle la pression de radiation ne travaille pas. Celle-ci privilégierait donc la formation de colonnes avec des bords verticaux, comme on avait déjà pu s'en apercevoir sur les formes en doigt des déformations non-linéaires. On comprend dès lors que si une perturbation se développait à la surface d'un pont, la pression de radiation aurait tendance à ramener celui-ci vers sa configuration d'équilibre avec parois verticales.

D'un autre côté, il est difficile d'envisager l'absence de force à l'interface entre les deux diélectriques, si l'on revient à la définition microscopique équivalente de la force de pression de radiation (Eq. (3.35)). Celle-ci s'exprime en effet comme:

$$\vec{f} = -\frac{1}{2}|\vec{E}|^2\vec{\nabla}\epsilon \quad (7.15)$$

$|\vec{E}|^2$, étant la valeur quadratique moyenne du champ électrique. A partir du moment où il existe un gradient de permittivité diélectrique de part et d'autre de l'interface, la force précédente existe et est bien définie. On peut penser que les calculs de pression de radiation, effectués en partant des expressions des coefficients de réflexion de Fresnel issues de l'optique géométrique, ne s'appliquent pas dans le cas des faisceaux en incidence rasante pour lesquels un champ évanescant existe à l'interface. Dans ce cas, si on prend comme valeur de $|\vec{E}|^2$ le champ se propageant à l'intérieur ou le long du pont liquide, l'expression de la force (7.15) est en tout point équivalente à la force agissant sur la surface d'un pont liquide diélectrique parfait placé sous champ électrique. La stabilisation de tels ponts a dès lors été démontrée par Castellanos et al. [48]. Dans cet article, ils ont en particulier montré que la force $\vec{f}$ maintient la forme cylindrique d'un pont liquide comme une configuration d'équilibre. La stabilisation est possible dès qu'il existe une différence de permittivité diélectrique entre le bain et le milieu environnant, si tant est que la valeur du champ est suffisamment importante. Sur la base de cette analogie, on pourrait dire que la faible valeur de la tension de surface de nos interfaces liquides, associée aux fortes valeurs des champs électromagnétiques accessibles, nous permet de nous placer toujours au-dessus de la surface déterminée par Castellanos et al délimitant les zones stables et instables des ponts, ceci même si la différence de permittivité entre les deux phases est faible. Il n'en reste pas moins que le couplage et le guidage du faisceau lumineux dans la fibre optique molle qu'il crée nécessiterait une étude plus approfondie pour mieux comprendre la stabilisation.

7.2.6 Limitations de la technique

Nous avons montré que nous étions capables de stabiliser des ponts liquides de très grand rapport d'aspect sous champ laser. Un certain nombre de précautions sémantiques sont cependant nécessaires. Dans la littérature concernant les ponts liquides, les expérimentateurs travaillent en général en partant d'un volume fixé de fluide correspondant exactement au volume du pont cylindrique qu'ils veulent stabiliser. Notre technique expérimentale ne nous permet pas bien entendu de contrôler le volume de liquide contenu dans le pont. De même, l'existence des films de mouillage et leur utilisation ne correspond pas à des conditions de volume fini, ni à des conditions d'ancrage bien définies des ponts sur les parois. Ces conditions étant des conditions préalables à la dérivation théorique du rapport d'aspect limite de l'instabilité de Rayleigh-Plateau, on ne peut pas affirmer stricto-sensu que cette limite est valable dans notre cas. Nous nous sommes simplement référés à elle à titre indicatif pour illustrer les rapports d'aspect inhabituels des ponts obtenus. On pourrait également préférer parler de zones ou de colonnes liquides, plutôt que de ponts qui se réfèrent à ces conditions expérimentales bien précises. Nous ne pouvons pas non plus répondre à la question de l'existence ou non d'un écoulement dans le pont entre les deux films de mouillage, qui pourrait jouer sur sa stabilité. Nous n'avons cependant jamais observé la brisure d'un pont stable par transfert de matière d'une face du capillaire vers une autre. Les ponts formés étaient stables à l'échelle de la dizaine de minutes.

Le fait de travailler avec des capillaires et sur des films de mouillage pose également des problèmes expérimentaux. Nous avons dit que les phases micellaires de microémulsion démixées étaient très sensibles à la présence d'impuretés. Or rajouter un capillaire en verre dans les cellules de spectroscopie est une source d'impuretés. La conséquence principale est qu'il n'a pas été possible de travailler à des écarts à la température critique inférieurs à 6 K. En effet, en focalisant le faisceau laser à l'intérieur du capillaire, on engendrait pour des écarts à la température critique inférieurs une transition de phase en volume dans le capillaire. Des bulles de la phase Φ_1 étaient nucléées sur les défauts du capillaire sous l'effet de l'élévation de température induite par le faisceau. Il faut en effet se rendre compte que les temps d'illumination laser nécessaires à la création d'un pont sont considérablement allongés par rapport à ceux qui étaient suffisants pour l'étude des déformations. La qualité des microémulsions est donc encore plus importante pour minimiser les effets thermiques, mais pas suffisante puisqu'on ne contrôle pas les impuretés introduites par les capillaires. Cela explique que les microémulsions proches du point critique étaient particulièrement sensibles aux effets thermiques, empêchant toute création de ponts liquides. Un autre inconvénient découle de l'utilisation de films de mouillage: la difficile reproductibilité des expériences dans les capillaires de 100 μm pour la stabilité des ponts. En effet, outre le fait qu'il faut attendre longtemps après la démixion des cellules pour que les films recouvrent les parois du capillaire, un film de mouillage est par définition très sensible à l'état de surface. Suivant les capillaires, on peut ainsi très bien avoir un film de mouillage sur une des faces et pas sur l'autre, sans contrôle possible. Cette dépendance vis-à-vis de l'état de surface explique que, d'une température à une autre ou d'une cellule à une autre, les valeurs des champs nécessaires à la stabilisation des ponts varient sensiblement, tout en restant en terme de nombre χ_{droit} du même ordre de grandeur. La situation était différente pour toutes les expériences effectuées sur des interfaces liquides libres, où la connaissance de l'écart à la température critique suffit pour déterminer des lois d'échelles universelles,

indépendantes d'autres artefacts expérimentaux. Les films de mouillage s'avérant en définitive limitants pour l'étude des ponts liquides, nous allons maintenant présenter comment on peut en former à partir des jets liquides issus de l'interface après sa déstabilisation, dans le cas d'un faisceau se propageant de haut en bas.

7.3 Jet liquide formé après rupture de l'interface

Nous n'avions pas donné, au chapitre précédent, de véritables images du jet liquide formé après la déstabilisation de l'interface par un faisceau laser arrivant par le haut. En effet, ce jet atteint des proportions bien plus grandes que la taille des déformations induites par la pression de radiation, et nécessite l'emploi d'un objectif de microscope adapté pour être visualisé dans sa totalité. C'est ce que nous avons fait pour les images des figures (7.23) à (7.25). Nous avons pour ces images employé un objectif de grossissement (X4), au lieu de l'objectif habituel de grossissement (X20). La première image de la figure (7.23) correspond à une image prise pour une puissance $P = 420$ mW, inférieure à la puissance seuil P_S de l'instabilité (le faisceau incident a un rayon au col $\omega_0 = 3.5\mu m$). On distingue juste la déformation de l'interface. L'image suivante est une image dynamique prise au seuil de l'instabilité, à $P = P_S = 490$ mW. L'interface est en cours de déstabilisation et on voit le début de la formation du filament. Le filament obtenu est visible dans sa totalité, toujours pour $P = P_S = 490$ mW, sur les images de la figure (7.24). On s'aperçoit qu'il atteint une taille de l'ordre de 0.3 mm, alors que les déformations typiques engendrées par la pression de radiation sont tout au plus en général de quelques dizaines de μm . On constatera aussi que le filament émet des gouttes à son extrémité, signe que nous sommes bien en présence d'une singularité. Si l'on augmente encore la puissance au-delà de la puissance seuil P_S , la taille du filament continue de croître (Fig. (7.25)), jusqu'à atteindre une taille de l'ordre de 0.8 mm. Comme nous travaillons dans des cellules de spectroscopie de 2 mm (dans ce cas), et que les deux phases doivent être de même volume si l'échantillon est bien critique, le ménisque n'est séparé du bas de la cellule que d'une distance de 1 mm. Nous avons donc essayé de voir s'il était possible de connecter le filament au film de mouillage de la phase Φ_2 recouvrant le bas de la cellule.

Pour induire un filament de 1 mm de long, nous avons eu besoin du maximum de puissance laser disponible, i.e $P \simeq 1750$ mW. Des images dynamiques du développement du filament entre le ménisque et le bas de la cellule sont présentées sur les figures (7.26) à (7.30). Les temps indiqués sur les images correspondent à la durée écoulée depuis le début de l'illumination laser. On voit sur cette série d'images qu'il faut près de 20s au filament pour venir se connecter au film de mouillage de la phase Φ_2 recouvrant le fond de la cellule. L'extrémité du filament donne naissance à des gouttelettes au cours de la croissance ($4s \leq t \leq 10s$). Cependant une fois le raccordement avec le film effectué, la colonne liquide reste stable. On peut remarquer l'uniformité du cylindre liquide formé. Aucune ondulation de la surface n'est visible et le cylindre est parfaitement droit. Nous avons donc été capable de créer et de stabiliser un pont liquide de longueur $L = 1$ mm et de rayon moyen $R \simeq 7\mu m$. Le rapport d'aspect correspondant est donc de l'ordre de $\Lambda \simeq 70$. Une méthode alternative pour étudier la stabilité de ponts liquides sous champ laser serait donc de travailler à partir du ménisque séparant les deux phases. On s'affranchirait ainsi des problèmes liés à l'absence de contrôle des films de mouillage, ou aux impuretés introduites par les capillaires. La reproductibilité des mesures s'en trouverait sans aucun

doute améliorée. Des expériences pourraient de plus être effectuées au voisinage du point critique, où la tension de surface et la différence de densité entre les phases sont minimales. Dans ces conditions, des intensités laser moindres suffiraient à stabiliser les ponts, puisque l'on se rapproche des conditions de microgravité et que la tension de surface, moteur de l'instabilité de Rayleigh-Plateau, tend vers zéro. Pour se faire, il faudrait cependant travailler dans des cellules de spectroscopie moins hautes (1 mm, voire 500 μm). En effet, sur une distance de 1 mm, le filament reste certes guidé et dirigé selon l'axe du faisceau laser, mais son diamètre est plus contrôlé par l'hydrodynamique de l'écoulement que par le rayon du faisceau laser. C'était d'ailleurs le cas pour les ponts engendrés dans les capillaires de 200 μm . De plus, à $P = 1750$ mW de puissance laser dans le milieu, nous sommes vraiment à l'extrême limite de ce que peut fournir la source laser.

On aura remarqué une nouvelle fois, au sujet de ces filaments liquides émis après l'instabilité de l'interface, la très forte analogie avec les phénomènes observés lors de la brisure de gouttes diélectriques sous champ électrique. Comme indiqué précédemment, Zeleny au début du siècle (dernier !), puis Taylor sont les premiers à avoir mis en évidence les très longs filaments liquides formés par éjection de matière à partir du cône de Taylor, et leur surprenante stabilité. Celle-ci s'explique en partie, dans le cas de diélectriques faiblement conducteurs, pour l'existence d'une répartition de charges surfaciques à l'interface des jets (charges surfaciques bien entendu inexistantes dans notre cas). Taylor a de plus montré que la pointe du jet oscillait très rapidement pour certaines valeurs du champ appliqué (whipping jet) [41]. Ce mécanisme d'oscillation de la pointe a récemment été exploité pour produire des fibres polymériques de taille nanométriques [58, 59]. Dans notre cas, l'auto-guidage du faisceau laser à l'intérieur de la fibre molle est visible à l'oeil sur les images des filaments. Le cône de lumière que l'on peut distinguer au bout du filament, par exemple sur les images à $t=8\text{s}$ et $t=10\text{s}$ de la figure (7.29), ne vient donc pas de la diffraction de la lumière à la sortie de la pointe, mais plutôt d'oscillations très rapides de celle-ci. Des images prises avec des temps d'exposition très courts révéleraient ces oscillations. On peut aussi noter que les gouttelettes ne sont pas émises dans l'axe du faisceau, mais de part et d'autre de celui-ci.

Suite aux travaux de Taylor, l'atomisation électrohydrodynamique de liquides a été très étudiée. De nombreux travaux ont été consacrés à la détermination des lois reliant les propriétés des liquides et le débit de l'écoulement à la taille et à la charge des gouttelettes émises [60, 61, 62, 63, 64, 65, 66]. Le mécanisme du cône de Taylor, valable également pour des liquides très conducteurs, permet par exemple de créer des sources d'ions à partir de métaux liquides [67, 68, 69, 70]. Dans les problèmes d'atomisation de liquides, le but principal recherché est d'obtenir un spray de gouttelettes monodisperses, aussi fin, contrôlable et reproductible que possible [71, 72]. L'intérêt de l'atomisation électrohydrodynamique est en particulier qu'elle permet d'obtenir des gouttelettes monodisperses, de diamètre variant entre la centaine de micromètres et la dizaine de nanomètres, indépendamment de la taille du tube capillaire initial. De la micro/nanoencapsulation a ainsi été réalisée au moyen de jets liquides coaxiaux [73]. Concernant les jets formés optiquement, il serait donc intéressant de regarder la distribution en taille des gouttes émises après la pointe du jet en fonction par exemple de la puissance laser incidente, afin de déterminer si elles sont mono ou polydisperses. Ce procédé d'atomisation par voie optique serait d'ailleurs susceptible d'être généralisable à d'autres liquides, sous réserve de disposer de la puissance laser suffisante pour dépasser le seuil de l'instabilité. On peut également envisager d'induire optiquement des motifs [74] en modulant spatialement l'intensité lumineuse, ou

en travaillant avec plusieurs faisceaux.

Les pistes à explorer au moyen de la manipulation optique d'interfaces liquides par pression de radiation sont en fait encore nombreuses, comme nous le montrerons en guise de conclusion finale. Mais avant cela, il nous reste à évoquer les déformations de l'interface liées à l'élévation de température induite dans le milieu par le faisceau laser. Les phases micellaires de microémulsion quasicritiques nous ont en effet permis de caractériser ces déformations, et de définir les critères les différenciant des déformations induites par la pression de radiation.

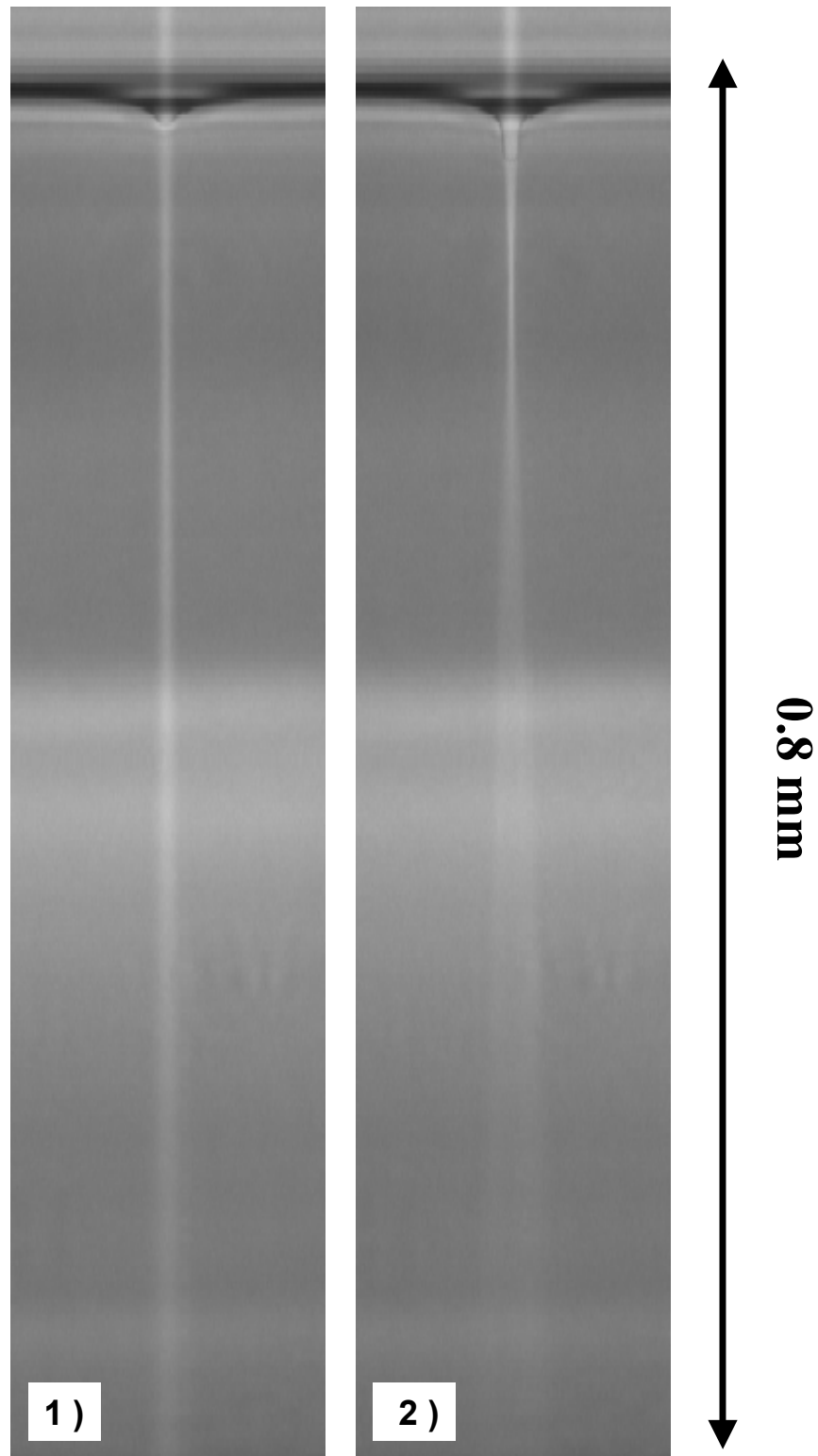


FIG. 7.23 – Formation d'un jet liquide à partir du ménisque séparant les deux phases de la microémulsion, pour un faisceau incident par le haut, de rayon au col $\omega_0 = 3.5\mu\text{m}$. L'écart à la température critique vaut $T - T_C = 6\text{K}$. 1) Déformation stable pour $P = 420\text{ mW}$. 2) Destabilisation de l'interface à $P = P_S = 490\text{ mW}$. L'allongement de la déformation selon l'axe du faisceau est visible.

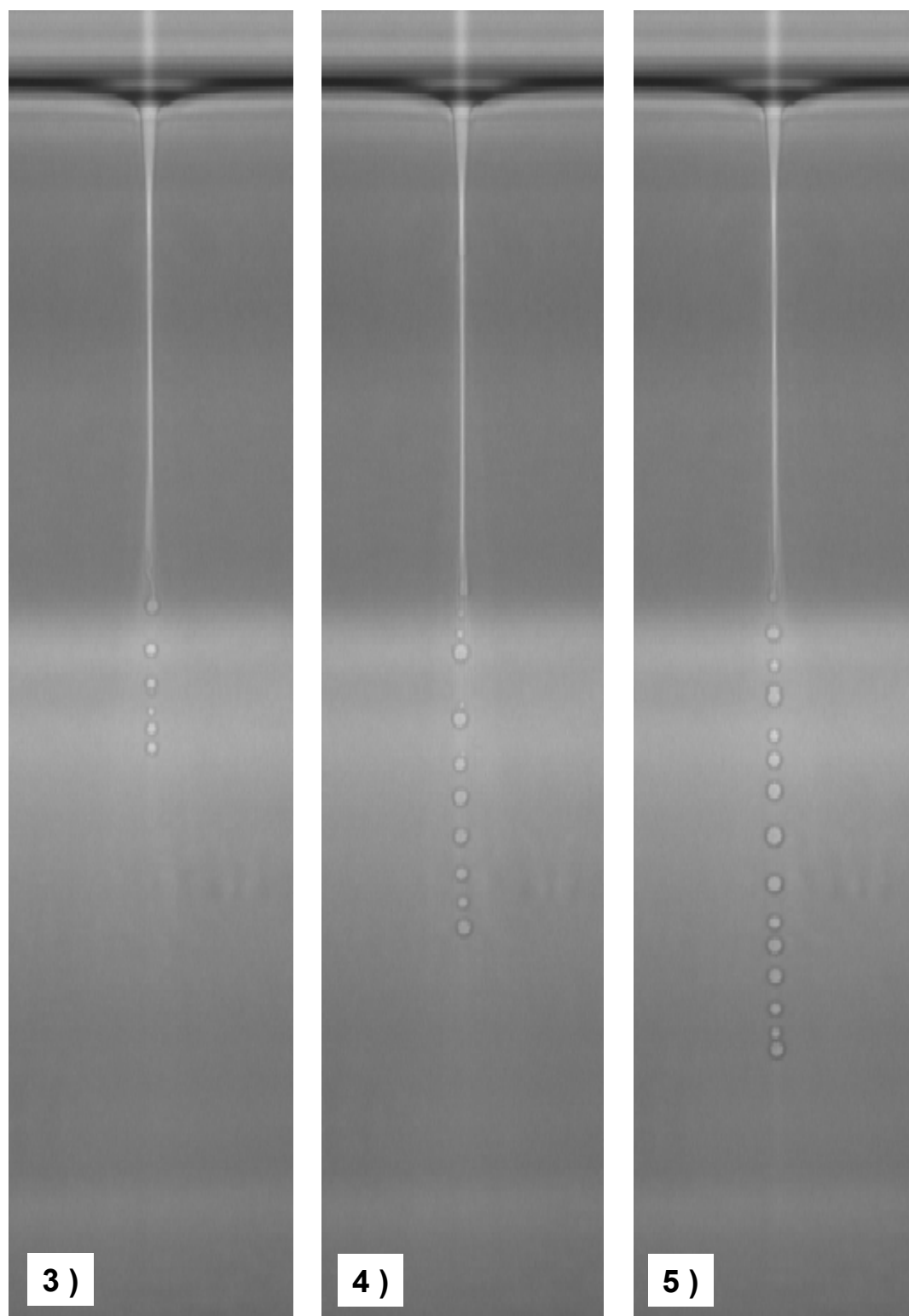


FIG. 7.24 – Suite de la figure (7.23). Images 3, 4, 5 : images dynamiques successives du filament formé après la déstabilisation de l'interface. La puissance est toujours égale à la puissance seuil $P_S = 490 \text{ mW}$. L'extrémité du filament se fragmente en gouttelettes.

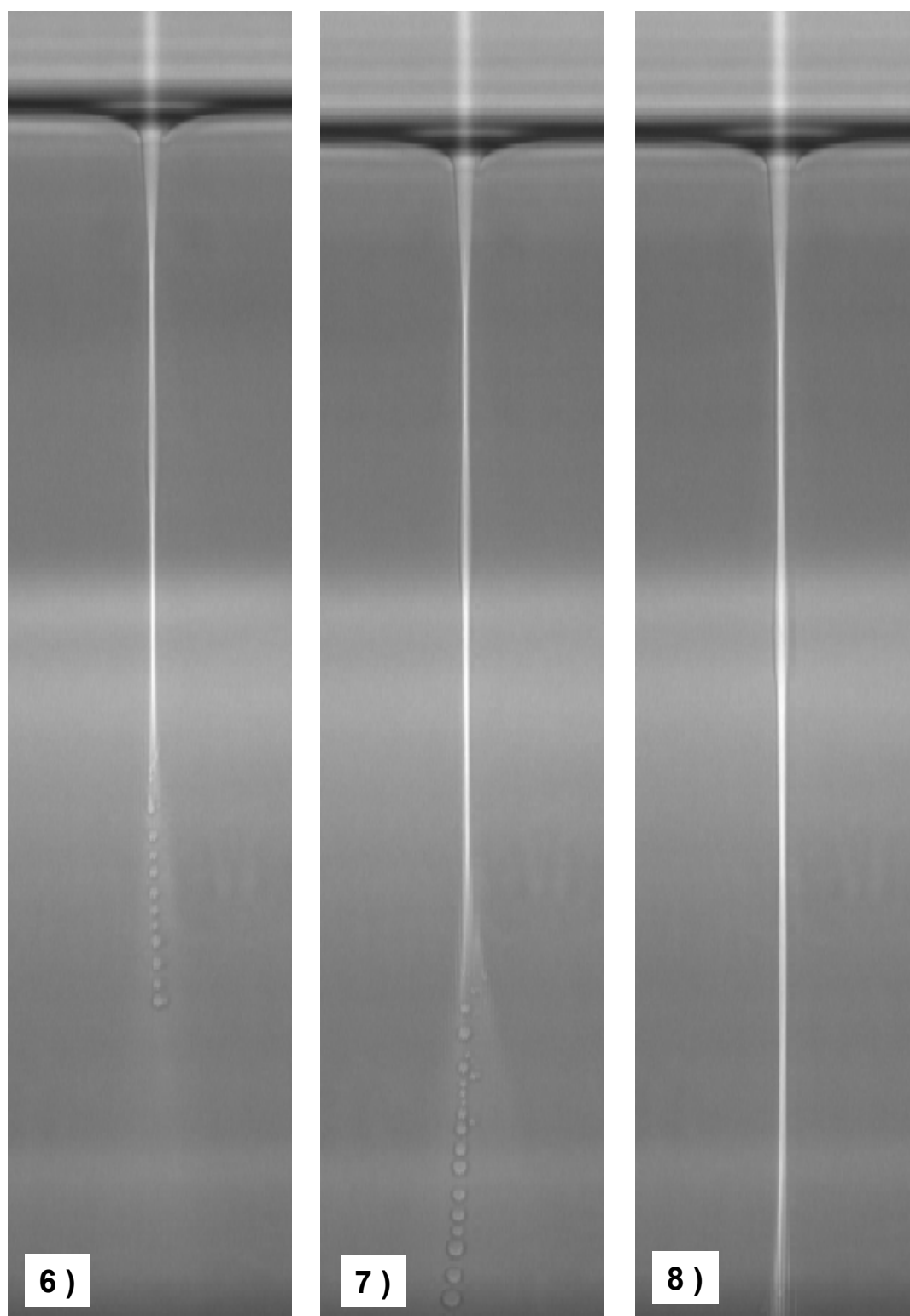


FIG. 7.25 – Suite des deux figures précédentes: augmentation de la taille du filament pour des puissances supérieures à la puissance seuil P_S . 6) $P = 700 \text{ mW}$. 7) $P = 770 \text{ mW}$. 8) $P = 910 \text{ mW}$.

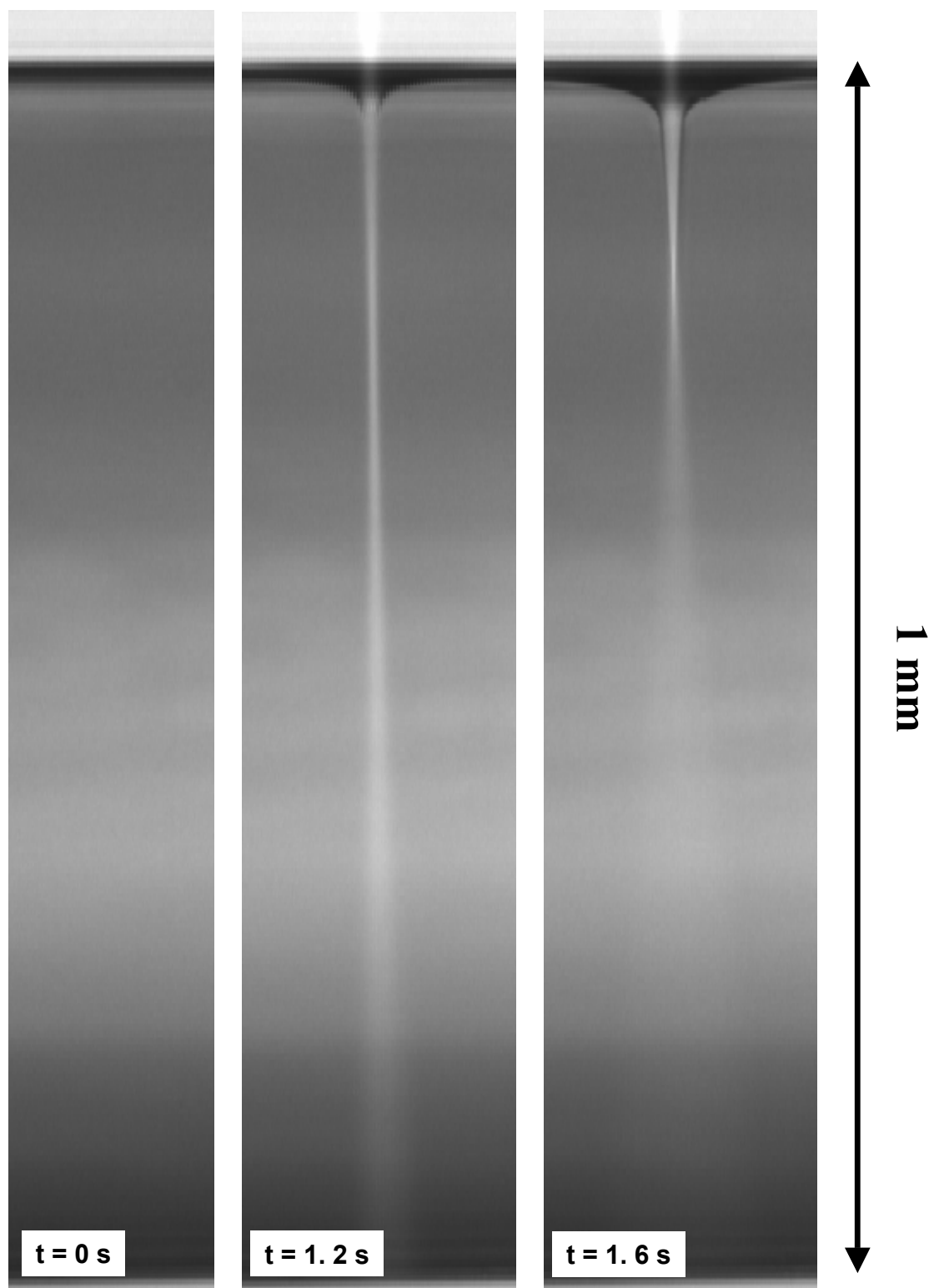


FIG. 7.26 – Dynamique de formation d'un jet liquide à partir de la surface libre séparant les deux phases de la microémulsion, pour un faisceau incident par le haut de rayon au col $\omega_0 = 3.5 \mu\text{m}$. L'écart à la température critique vaut $T - T_C = 6\text{K}$. La puissance laser est maximale et vaut $P = 1750 \text{ mW}$ (pour rappel $P_S = 490 \text{ mW}$). Le bas de la cellule est visible (zone claire en bas de l'image).

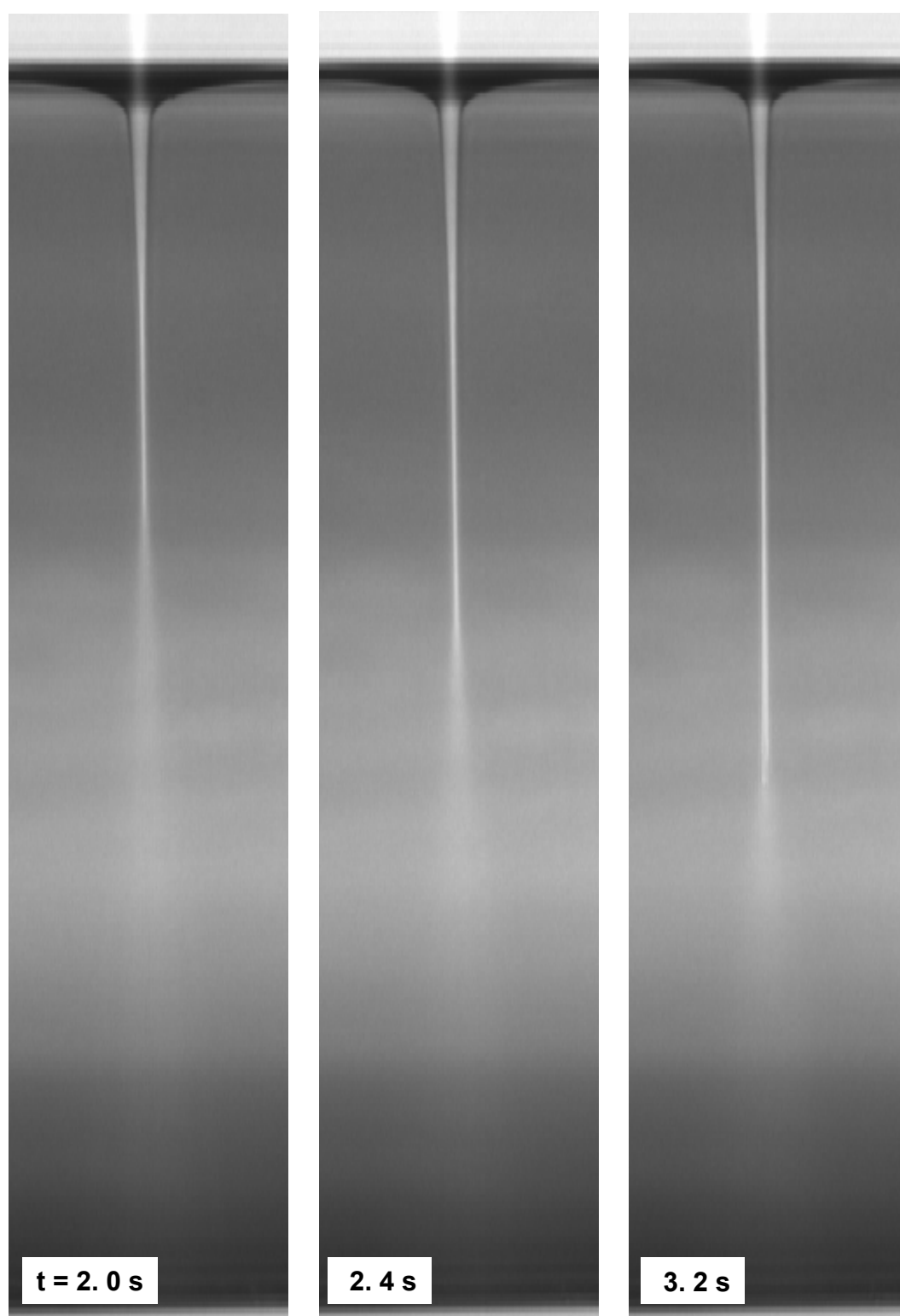


FIG. 7.27 – Suite de la figure (7.26). Croissance et évolution temporelle du filament après déstabilisation de l'interface. Les temps indiquent la durée écoulée depuis le début de l'illumination laser.

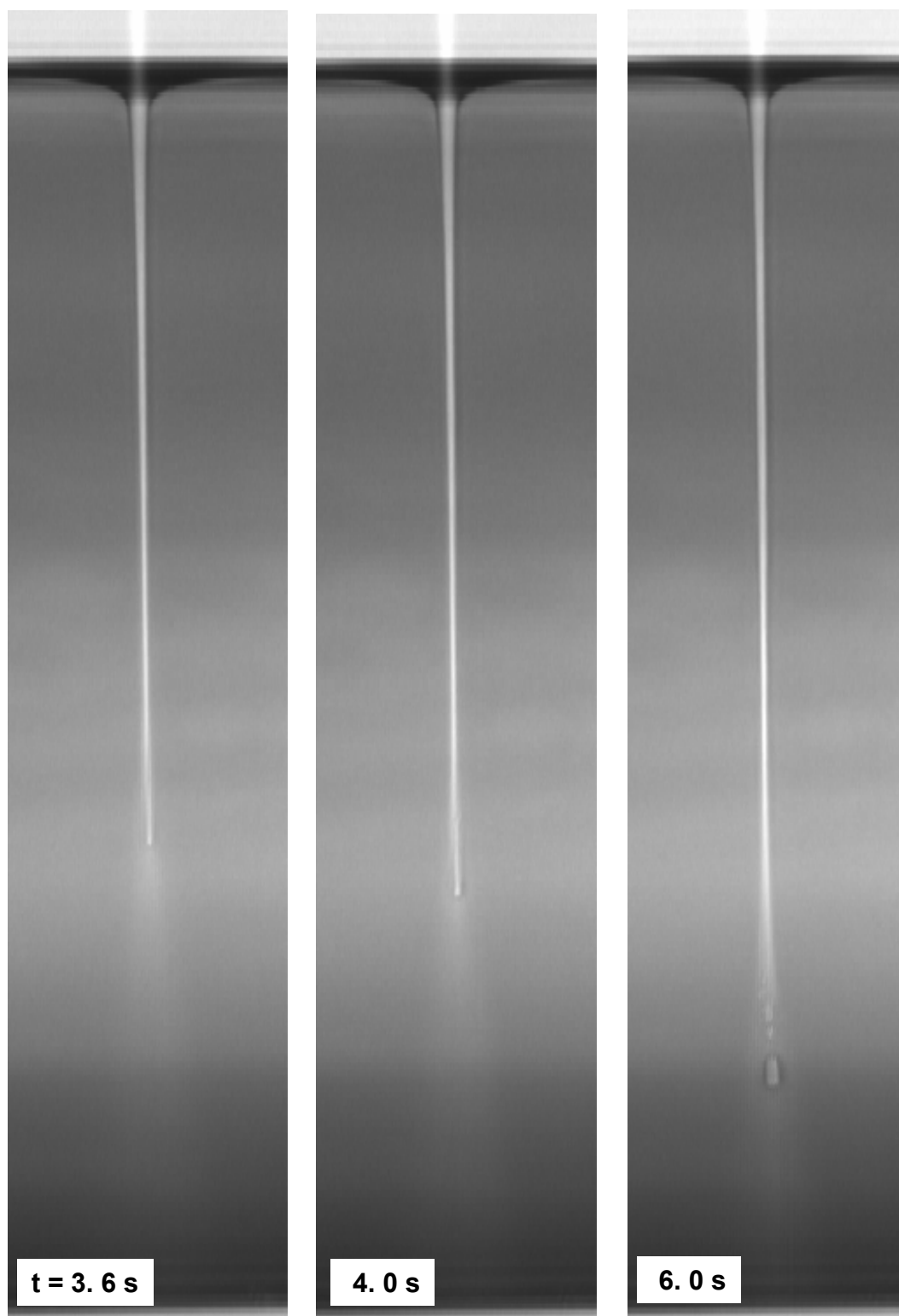


FIG. 7.28 – *Evolution temporelle du filament (bis).*

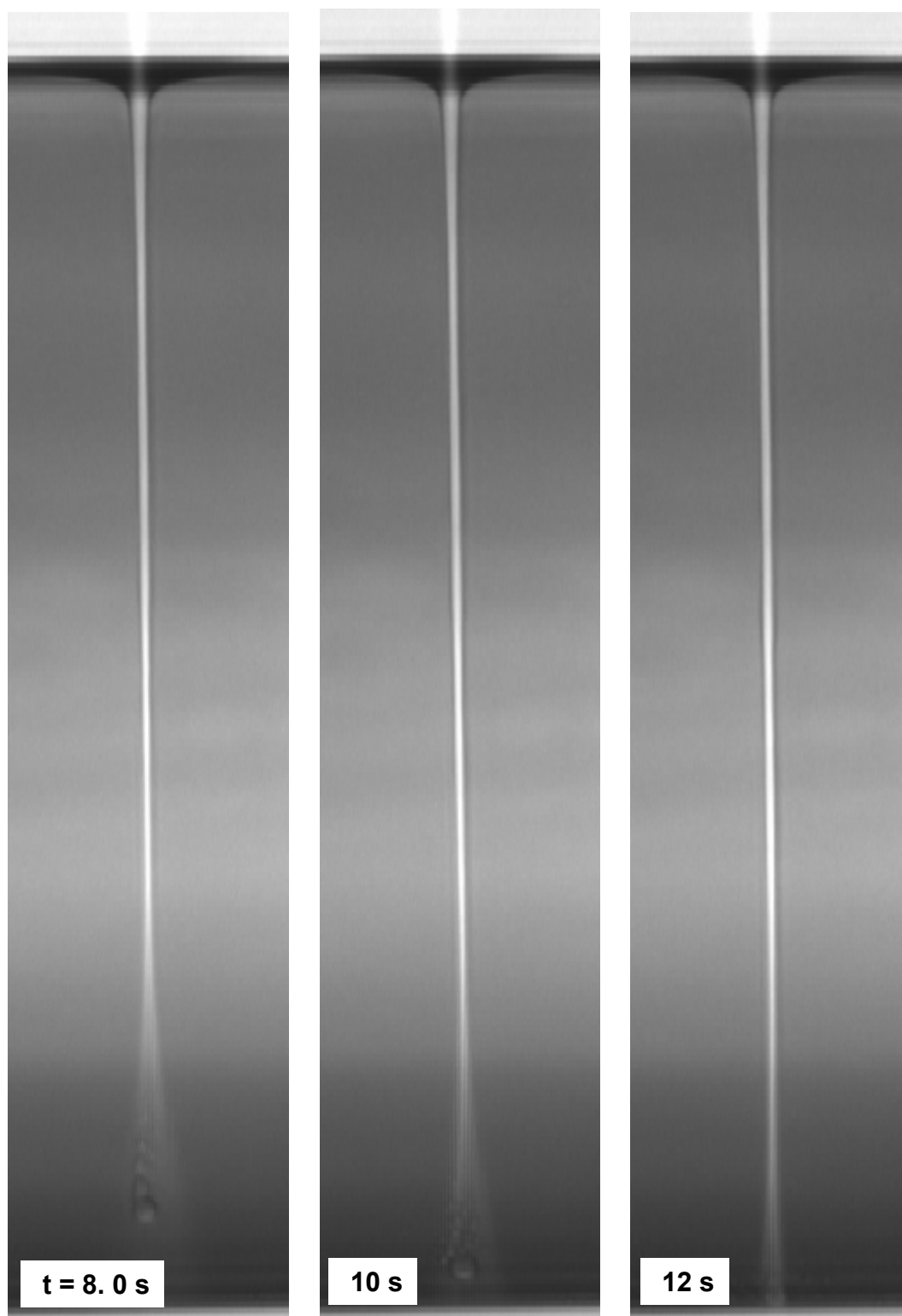


FIG. 7.29 – *Evolution temporelle du filament (ter).*

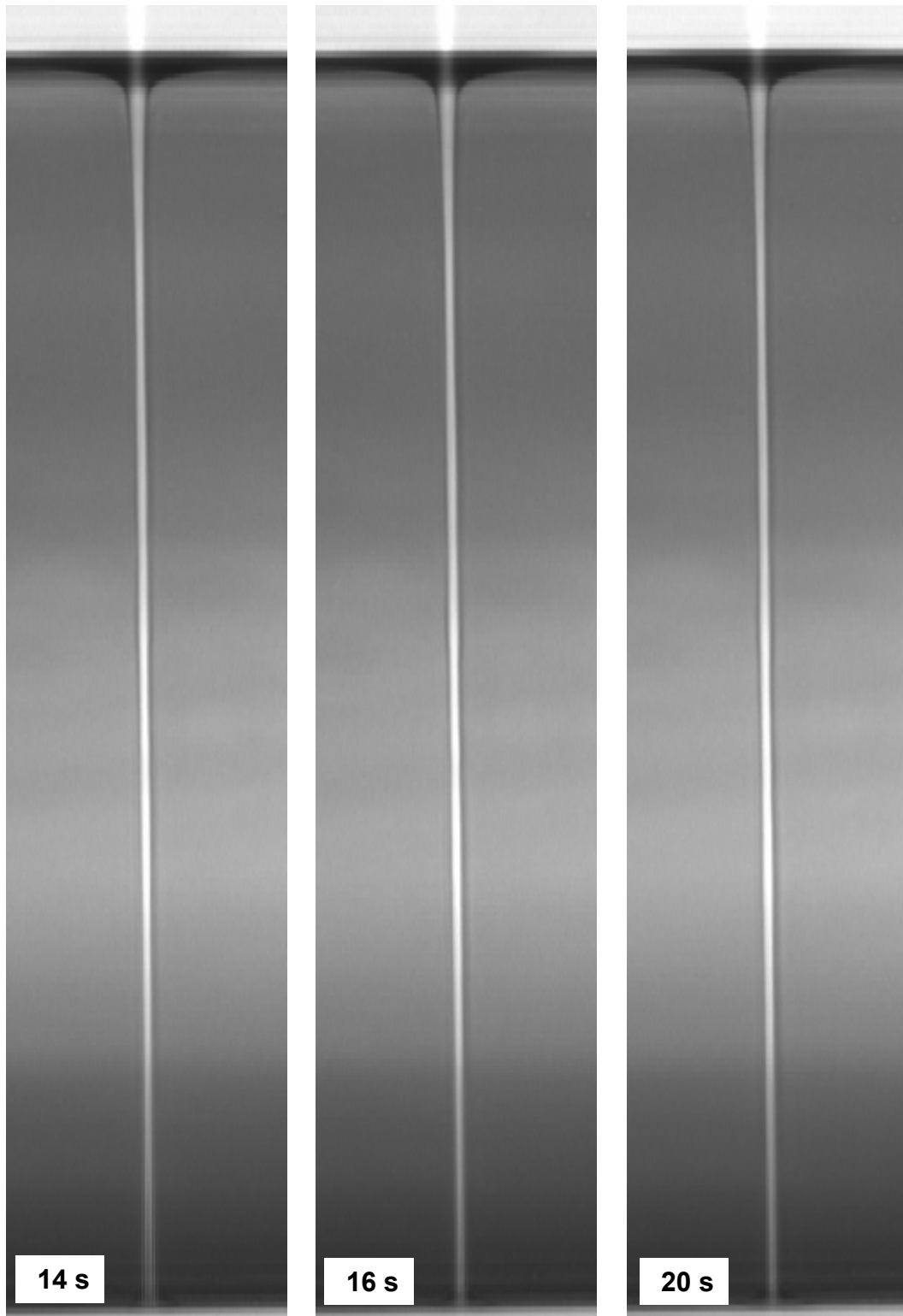


FIG. 7.30 – *Fin de la croissance. Le filament se raccorde au bout de 20s au film de mouillage de la phase Φ_2 recouvrant le fond de la cellule. Un pont liquide est ainsi formé, de longueur $L = 1\text{ mm}$ et de rayon moyen $R \simeq 7\mu\text{m}$, ce qui équivaut à un rapport d'aspect $\Lambda \simeq 70$.*

Références

- [1] J. Plateau. *Statique expérimentale et théorique des liquides soumis aux seules forces moléculaires*. Gauthier Villars, Paris, 1873.
- [2] A. Sanz J. Meseguer and J. Lopez. Liquid bridge breakages aboard spacelab-d1. *J. Crystal Growth*, 78:325–334, 1986.
- [3] B. J. Dunbar. Materials processing in space. Advances in ceramics vol. 5, The American Ceramic Society, 1983.
- [4] J. Meseguer and A. Sanz. Numerical and experimental study of the dynamics of axisymmetric slender liquid bridges. *J. Fluid Mech.*, 153:83–101, 1985.
- [5] I. Martinez and J. M. Perales. Liquid bridge stability data. *J. Crystal Growth*, 78:369–378, 1986.
- [6] J. Meseguer N. A. Bezdenejnykh and J. M. Perales. Experimental analysis of stability limits of capillary liquid bridges. *Phys. Fluids A*, 4(4):677–680, 1992.
- [7] L. A. Slobozhanin and J. M. Perales. Stability of liquid bridges between equal disks in an axial gravity field. *Phys. Fluids A*, 5(6):1305–1314, 1993.
- [8] J. C. Llorente J. Meseguer, L. A. Mayo and A. Fernandes. Experiments with liquid bridges in simulated microgravity. *J. Crystal Growth*, 73:609–621, 1985.
- [9] J. Meseguer N. A. Bezdenejnykh and J. M. Perales. An experimental analysis of the instability of nonaxisymmetric liquid bridges in a gravitational field. *Phys. Fluids*, 11(10):3181–3185, 1999.
- [10] J. Meseguer F. Zayas, J. I. D. Alexander and J. F. Ramus. On the stability limits of long nonaxisymmetric cylindrical liquid bridges. *Phys. Fluids*, 12(5):979–985, 2000.
- [11] B. J. Lowry and P. H. Steen. Flow-influenced stabilization of liquid columns. *J. Colloid Interface Sci.*, 170:38–43, 1995.
- [12] B. J. Lowry and P. H. Steen. Stability of slender liquid bridges subjected to axial flows. *J. Fluid Mech.*, 330:189–213, 1997.
- [13] A. Sanz. The influence of the outer bath in the dynamics of axisymmetric liquid bridges. *J. Fluid Mech.*, 156:101–140, 1985.
- [14] B. J. Lowry and P. H. Steen. Capillary surfaces: stability from families of equilibria with application to the liquid bridge. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 449:411–439, 1995.
- [15] J. W. S. Rayleigh. *The theory of sound*. Dover, New York, 1945.
- [16] J. Eggers. Nonlinear dynamics and breakup of free-surface flows. *Rev. Mod. Phys.*, 69(3):865–929, 1997.
- [17] G. Mason. An experimental determination of the stable length of cylindrical liquid bubbles. *J. Colloid Interface Sci.*, 32(1):172–176, 1970.
- [18] J. M. Haynes. Stability of a fluid cylinder. *J. Colloid Interface Sci.*, 32(4):652–654, 1970.

- [19] R. D. Gylette and D. C. Dyson. Stability of axisymmetric liquid-fluid interfaces towards general disturbances. *Chem. Eng.*, 3:196–199, 1972.
- [20] S. C. Hardy S. R. Coriell and M. R. Cordes. Stability of liquid zones. *J. Colloid Interface Sci.*, 60(1):126–136, 1977.
- [21] O. Vizika and D. A. Saville. The electrodynamic deformation of drops suspended in liquids in steady and oscillatory electric fields. *J. Fluid Mech.*, 239:1–21, 1992.
- [22] P. L. Taylor M. P. Mahajan, M. Tsige and C. Rosenblatt. Paramagnetic liquid bridge in a gravity-compensating magnetic field. *Phys. Fluids*, 10(9):2208–2211, 1998.
- [23] M. Tsige P. L. Taylor M. P. Mahajan, S. Zhang and C. Rosenblatt. Stability of magnetically levitated liquid bridges of arbitrary volume subjected to axial and lateral gravity. *J. Colloid Interface Sci.*, 213:592–595, 1999.
- [24] S. Zhang J. I. D. Alexander P. L. Taylor M. P. Mahajan, M. Tsige and C. Rosenblatt. Collapse dynamics of liquid bridges investigated by time-varying magnetic levitation. *Phys. Rev. Lett.*, 84(2):338–341, 2000.
- [25] P. L. Taylor M. P. Mahajan, M. Tsige and C. Rosenblatt. Stability of liquid crystalline bridges. *Phys. Fluids*, 11(2):491–493, 1999.
- [26] P. L. Taylor M. P. Mahajan, M. Tsige and C. Rosenblatt. Liquid crystal bridges. *Liq. Cryst.*, 26(3):443–448, 1999.
- [27] P. L. Taylor M. P. Mahajan, M. Tsige and C. Rosenblatt. Magnetic levitation of liquid crystals. *Liq. Cryst.*, 23(4):547, 1997.
- [28] J. I. D. alexander L. A. Slobozhanin P. L. Taylor N. M. Patel, M. R. Dodge and C. Rosenblatt. Stability of connected cylindrical liquid bridges. *Phys. Rev. E*, 65:026306, 2002.
- [29] S. Chandrasekhar. *Hydrodynamic and Hydromagnetic stability*. Dover, New York, 1961.
- [30] J. A. Nicolas. Magnetohydrodynamic stability of cylindrical liquid bridges under a uniform axial magnetic field. *Phys. Fluids*, 4(11):2573–2577, 1992.
- [31] A. Castellanos and H. Gonzalez. Stability of inviscid conducting liquid columns subjected to a.c. axial magnetic fields. *J. Fluid Mech.*, 265:245–263, 1994.
- [32] D. B. Thiessen S. F. Morse and P. L. Marston. Capillary bridge modes driven with modulated ultrasonic radiation pressure. *Phys. Fluids*, 8(1):3–5, 1996.
- [33] D. B. Thiessen M. J. Marr-Lyon and P. L. Marston. Stabilization of a cylindrical capillary bridge far beyond the rayleigh-plateau limit using acoustic radiation pressure and active feedback. *J. Fluid Mech.*, 351:345–357, 1997.
- [34] D. B. Thiessen M. J. Marr-Lyon and P. L. Marston. Passive stabilization of capillary bridges in air with acoustic radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, 86(11):2293–2296, 2001.
- [35] D. B. Thiessen M. J. Marr-Lyon and P. L. Marston. Erratum: Passive stabilization of capillary bridges in air with acoustic radiation pressure [phys. rev. lett. 86, 2293 (2001)]. *Phys. Rev. Lett.*, 87(20):209901, 2001.
- [36] F. J. Blonigen M. J. Marr-Lyon, D. B. Thiessen and P. L. Marston. Stabilization of electrically conducting capillary bridges using feedback control of radial electrostatic stresses and the shapes of extended bridges. *Phys. Fluids*, 12(5):986–995, 2000.
- [37] G. A. Glonti. On the theory of the stability of liquid jets in an electric field. *Sov. Phys. JETP*, 7:917–918, 1958.

- [38] N. K. Nayyar and G. S. Murty. The stability of dielectric liquid jet in the presence of a longitudinal electric field. *Proc. Phys. Soc. London*, 75:369–373, 1960.
- [39] R. J. Raco. Electrically supported column of liquid. *Science*, 160:311–312, 1968.
- [40] G. I Taylor. Disintegration of water drops in an electric field. *Proc. R. Soc. London A*, 280:383, 1964.
- [41] G. I Taylor. Electrically driven jets. *Proc. R. Soc. London A*, 313:453–475, 1969.
- [42] J. Zeleny. Instability of electrified liquid surfaces. *Phys. Rev.*, 10(1):1–6, 1917.
- [43] J. R. Melcher and G. I Taylor. Electrohydrodynamics: a review of the role of interfacial shear stresses. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 1:111–146, 1969.
- [44] D.A Saville. Electrohydrodynamics: The Taylor-Melcher leaky dielectric model. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, pages 27–64, 1997.
- [45] D.A Saville. Electrodynamical stability: fluid cylinders in longitudinal electric fields. *The Physics of Fluids*, 13(12):2987–2994, 1970.
- [46] S. Sankaran and D. A. Saville. Experiments on the stability of a liquid bridge in an axial electric field. *Phys. Fluids A*, 5(4):1081–1083, 1993.
- [47] C. L. Burcham and D. A. Saville. The electrohydrodynamic stability of a liquid bridge: microgravity experiments on a bridge suspended in a dielectric gas. *J. Fluid Mech.*, 405:37–56, 2000.
- [48] A. Castellanos H. Gonzalez, F. M. J. McCluskey and A. Barrero. Stabilization of dielectric liquid bridges by electric fields in the absence of gravity. *J. Fluid Mech.*, 206:545–561, 1989.
- [49] H. Gonzalez and A. Castellanos. The effect of residual axial gravity on the stability of liquid columns subjected to electric fields. *J. Fluid Mech.*, 249:185–206, 1993.
- [50] H. Gonzalez A. Ramos and A. Castellanos. Experiments on dielectric liquid bridges subjected to axial electric fields. *Phys. Fluids*, 6(9):3206–3208, 1994.
- [51] A. Ramos and A. Castellanos. Shapes and stability of liquid bridges subjected to a.c. electric fields. *Journal of Electrostatics*, 26:143–156, 1991.
- [52] A. Ramos and A. Castellanos. Bifurcation diagrams of axisymmetric liquid bridges of arbitrary volume in electric and gravitational axial fields. *J. Fluid Mech.*, 249:207–225, 1993.
- [53] H. Gonzalez A. Ramos and A. Castellanos. Bifurcation diagrams of axisymmetric liquid bridges subjected to axial electric fields. *Phys. Fluids*, 6(11):3580–3590, 1994.
- [54] F. Javier Garcia and A. Castellanos. One-dimensional models for slender axisymmetric viscous liquid bridges. *Phys. Fluids*, 8(11):2837–2846, 1996.
- [55] A. Castellanos F. J. Garcia and H. Gonzalez. Dynamics of slender viscous dielectric liquid bridges subjected to axial ac fields. *Journal of Electrostatics*, 42:259–278, 1997.
- [56] A. Ramos F. J. Garcia, H. Gonzalez and A. Castellanos. Stability of insulating viscous jets under axial electric fields. *Journal of Electrostatics*, 40-41:161–166, 1997.
- [57] A. Ramos H. Gonzalez and A. Castellanos. Parametric instability of dielectric, slightly viscous liquid jets under ac electric fields. *Phys. Fluids*, 9(6):1830–1837, 1997.
- [58] M. P. Brenner Y. M. Shin, M. M. Hohman and G. C. Rutledge. Electrospinning: a whipping fluid jet generates submicron polymer fibers. *Appl. Phys. Lett.*, 78(8):1149–1151, 2001.

- [59] S. Koombhongse A. L. Yarin and D. H. Reneker. Taylor cone and jetting from liquid drôplets in electrospinning of nanofibers. *J. Appl. Phys.*, 90(9):4836–4846, 2001.
- [60] A. I. Bailey I. Hayati and Th. F. Tadros. Mechanism of stable jet formation in electrodynamic atomization. *Nature*, 319:41–43, 1986.
- [61] A. J. Mestel. Electrohydrodynamic stability of a slightly viscous jet. *J. Fluid Mech.*, 274:93–113, 1994.
- [62] A. J. Mestel. Electrohydrodynamic stability of a highly viscous jet. *J. Fluid Mech.*, 312:311–326, 1996.
- [63] A. M. Ganan-Calvo. On the theory of electrohydrodynamically driven capillary jets. *J. Fluid Mech.*, 335:165–188, 1997.
- [64] A. M. Ganan-Calvo. Cone-jet analytical extension of taylor’s electrostatic solution and the asymptotic universal scaling laws in electrospraying. *Phys. Rev. Lett.*, 79(2):217–220, 1997.
- [65] L. T. Cherney. Structure of taylor cone-jets: limit of low flow rates. *J. Fluid Mech.*, 378:167–196, 1999.
- [66] V. G. Suvorov and E. A. Litvinov. Dynamic taylor cone formation on liquid metal surface: numerical modelling. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 33:1245–1251, 2000.
- [67] R. G. Forbes and N. N. Ljepojevic. Calculation of the shape of the liquid cone in a liquid-metal ion source. *Surface Science*, 246:113–117, 1991.
- [68] J. He M. S. Chung, P. H. Cutler and N. M. Miskovsky. A first-order electrodynamic treatment of the shape and instability of liquid metal ion sources. *Surface Science*, 246:118–124, 1991.
- [69] J. Fernandez de la Mora and I. G. Loscertales. The current emitted by highly conducting taylor cones. *J. Fluid Mech.*, 260:155–184, 1994.
- [70] L. de Juan M. Gamero-Castano, I. Aguirre-de-Carcer and J. Fernandez de la Mora. On the current emitted by taylor cone-jets of electrolytes in vacuo: implications for liquid metal ion sources. *J. Appl. Phys.*, 83(5):2428–2434, 1998.
- [71] A. M. Ganan-Calvo. Generation of steady liquid microthreads and micron-sized monodisperse sprays in gas streams. *Phys. Rev. Lett.*, 80(2):285–288, 1998.
- [72] A. M. Ganan-Calvo. Perfectly monodisperse microbubbling by capillary flow focusing. *Phys. Rev. Lett.*, 87(27):274501, 2001.
- [73] I. Guerrero R. Cortijo M. Marquez I. G. Loscertales, A. Barrero and A. M. Ganan-Calvo. Micro/nano encapsulation via electrified coaxial liquid jets. *Science*, 295:1695–1698, 2002.
- [74] T. P. Russell E. Schäffer, T. Thurn-Albrecht and U. Steiner. Electrically induced structure formation and pattern transfer. *Nature*, 403:874–877, 2000.

Chapitre 8

Déformations d'interface induites par des effets thermiques au voisinage du point critique

Nous avons souligné lors de la présentation de la microémulsion que son absorption était relativement faible à la longueur d'onde laser utilisée. Les effets thermiques sont de ce fait minimisés, mais ils n'en existent pas moins. En particulier, nous allons montrer dans ce chapitre que l'élévation de température induite par le faisceau laser peut engendrer des déformations de l'interface se superposant aux déformations induites par la pression de radiation. Ces déformations sont plus prononcées dans un voisinage proche du point critique et s'atténuent très rapidement quand on s'en éloigne. Leur existence nous a empêché de travailler à des écarts à la température critique $T - T_C < 1K$, ce qui aurait été utile pour une meilleure caractérisation des déformations induites par la pression de radiation dans le régime des grands nombres de Bond Bo.

Nous allons dans un premier temps détailler les résultats expérimentaux obtenus concernant ces déformations thermiques et montrer que leurs caractéristiques (taille transverse, dépendance vis à vis des paramètres du faisceau incident, temps caractéristique d'établissement) permettent de les différencier sans ambiguïté des déformations induites par la pression de radiation seule. Nous développerons ensuite un modèle de déformations thermocapillaires permettant de rendre compte, au moins qualitativement, des caractéristiques générales des déformations observées.

8.1 Etude expérimentale

8.1.1 Déformations typiques observées

Les figures (8.1), (8.2) et (8.3) présentent les déformations globales d'interface observées pour un écart à la température critique $T - T_C = 1.5K$ et des rayons de faisceau respectivement égaux à $\omega_0 = 4.8, 8.9$ et $15.3 \mu m$. On reconnaît sur les différentes images les déformations (primaires ou secondaires) de l'interface induites par la pression de radiation que nous avons décrites dans les chapitres précédents. Ces déformations sont toujours dirigées vers la phase Φ_1 la moins réfringente et ont une taille transverse caractéristique de l'ordre du rayon du faisceau laser incident. On constate cependant que les déformations induites par la pression de radiation ne se font plus à partir d'une interface initiale plane

mais sont maintenant creusées dans une autre déformation de l'interface. Cette nouvelle déformation est dirigée vers le haut, i.e de la phase la plus dense en micelles vers la phase la moins dense, et est surtout d'extension latérale bien supérieure au rayon du faisceau laser incident. A titre indicatif, la largeur des images présentées est de $130\mu m$, grosso-modo dix fois supérieure au plus large des diamètres de faisceau utilisés. Cette largeur caractéristique bien plus grande que la taille de l'excitation laser est un premier indice nous faisant penser à des effets sous-jacents d'origine thermiques.

Les profils des déformations globales peuvent être extraits par les mêmes procédures d'analyse d'images que celles indiquées au chapitre 5. La figure (8.4) montre les profils obtenus après traitement des déformations de la figure (8.1). Nous avons également superposé sur la figure (8.5) les profils des déformations induites à la même puissance laser $P=590$ mW pour les trois rayons de faisceau précédents. On s'aperçoit que, contrairement aux déformations induites par la pression de radiation, la forme générale des déformations thermiques semble être indépendante du rayon du faisceau laser. Ceci renforce l'idée d'un effet thermique, puisque la non-localité d'un tel processus dissipatif conduit à une variation dépendant essentiellement de la puissance laser injectée [1]. Pour caractériser ces déformations, nous avons mesuré la hauteur sur l'axe de la déformation thermique de l'interface en prenant comme niveau de référence le bord de l'image. La hauteur des déformations thermiques sera dorénavant notée h_{th} . Nous allons maintenant présenter les résultats expérimentaux obtenus.

8.1.2 Dépendance de la hauteur h_{th} vis à vis des paramètres physiques pertinents

Variation en fonction de la puissance P et du rayon ω_0 du faisceau laser incident

Pour un écart à la température critique fixé à $T - T_C = 1.5K$, nous avons mesuré l'évolution de la hauteur de la déformation thermique en fonction de la puissance laser P , pour différents rayons du faisceau compris entre $4.8 \leq \omega_0 \leq 15.3\mu m$. Les résultats sont présentés sur la figure (8.6). La variation de la hauteur est bien linéaire avec la puissance, mais on constate de plus qu'elle est indépendante du rayon du faisceau laser ω_0 , comme l'atteste la superposition (aux incertitudes expérimentales près) des mesures effectuées pour les différents rayons. Cette dépendance en puissance et non pas en intensité est, comme dit précédemment au chapitre 4 pour les déformations engendrées par la pression de radiation pour les petits nombres de Bond Bo , caractéristique d'un effet non local. Ce comportement est attendu pour des effets thermiques puisque l'équation stationnaire de diffusion de la chaleur est l'exemple typique conduisant à une solution non locale. En effet, si l'on cherche à calculer l'élévation de température $T_E(r)$ induite par un faisceau laser gaussien d'intensité $I(r) = \frac{P}{\pi a_0^2} \exp\left(\frac{-r^2}{a_0^2}\right)$ dans un milieu caractérisé par une absorption thermique α_{th} et une conductivité thermique Λ_{th} , on est amené à résoudre en coordonnées cylindriques l'équation de diffusion avec terme source:

$$\Delta_r T_E(r) + \frac{\alpha_{th}}{\Lambda_{th}} I(r) = 0 \quad (8.1)$$

Nous supposons ici que l'absorption α_{th} dans le milieu est très faible ($\alpha_{th} \simeq 3 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ comme cela a été montré au chapitre 4). De plus, nous ne considérons que la partie stationnaire de l'équation de diffusion, car les temps caractéristiques associés à la déformation

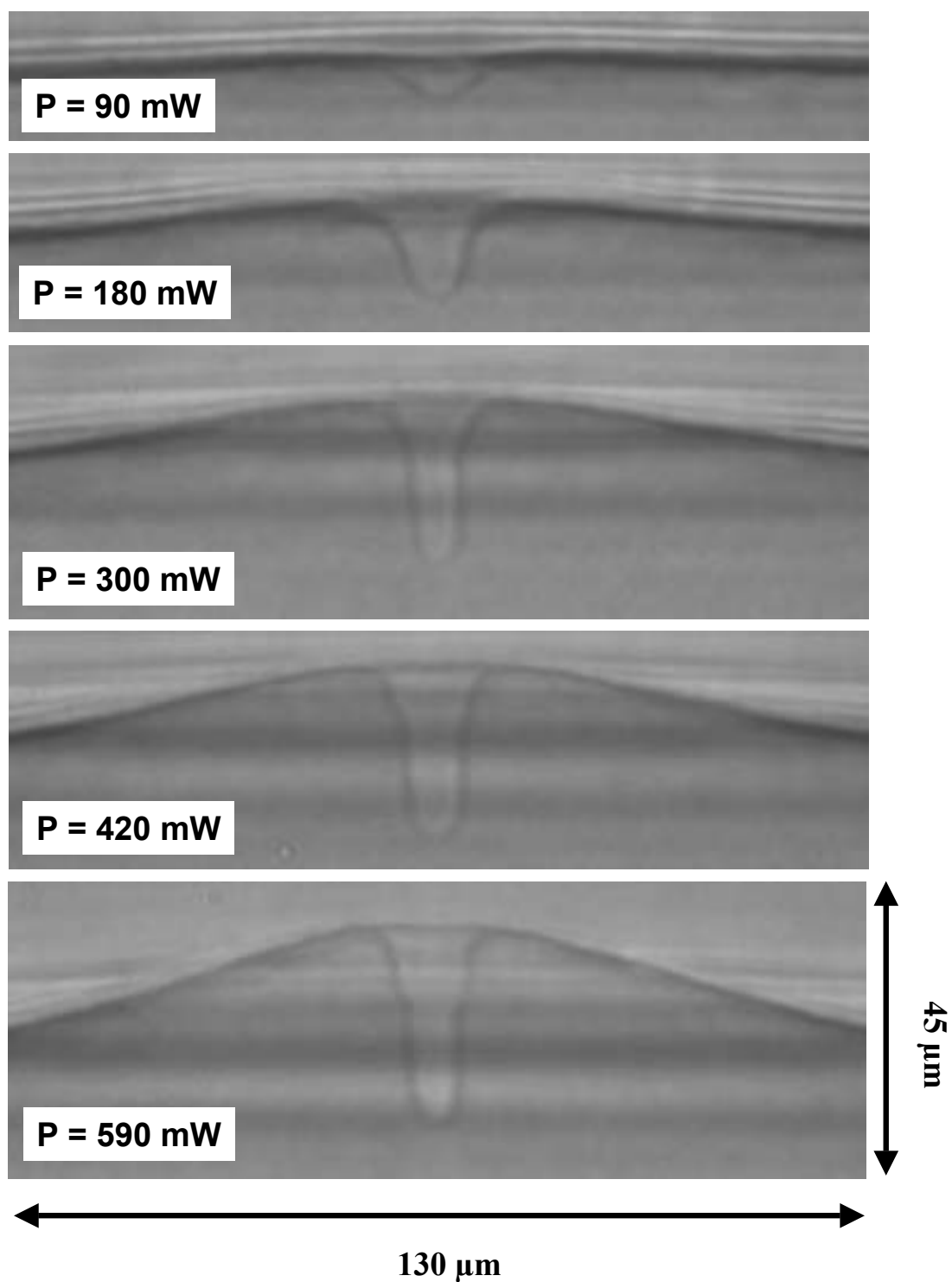


FIG. 8.1 – *Superposition de déformations thermiques d'interface aux déformations induites par la pression de radiation pour un écart à la température critique $T - T_C = 1.5\text{K}$ et un faisceau laser de rayon au col $\omega_0 = 4.8\mu\text{m}$. Les puissances laser P correspondantes sont indiquées sur les images, ainsi que l'échelle de longueur caractéristique.*

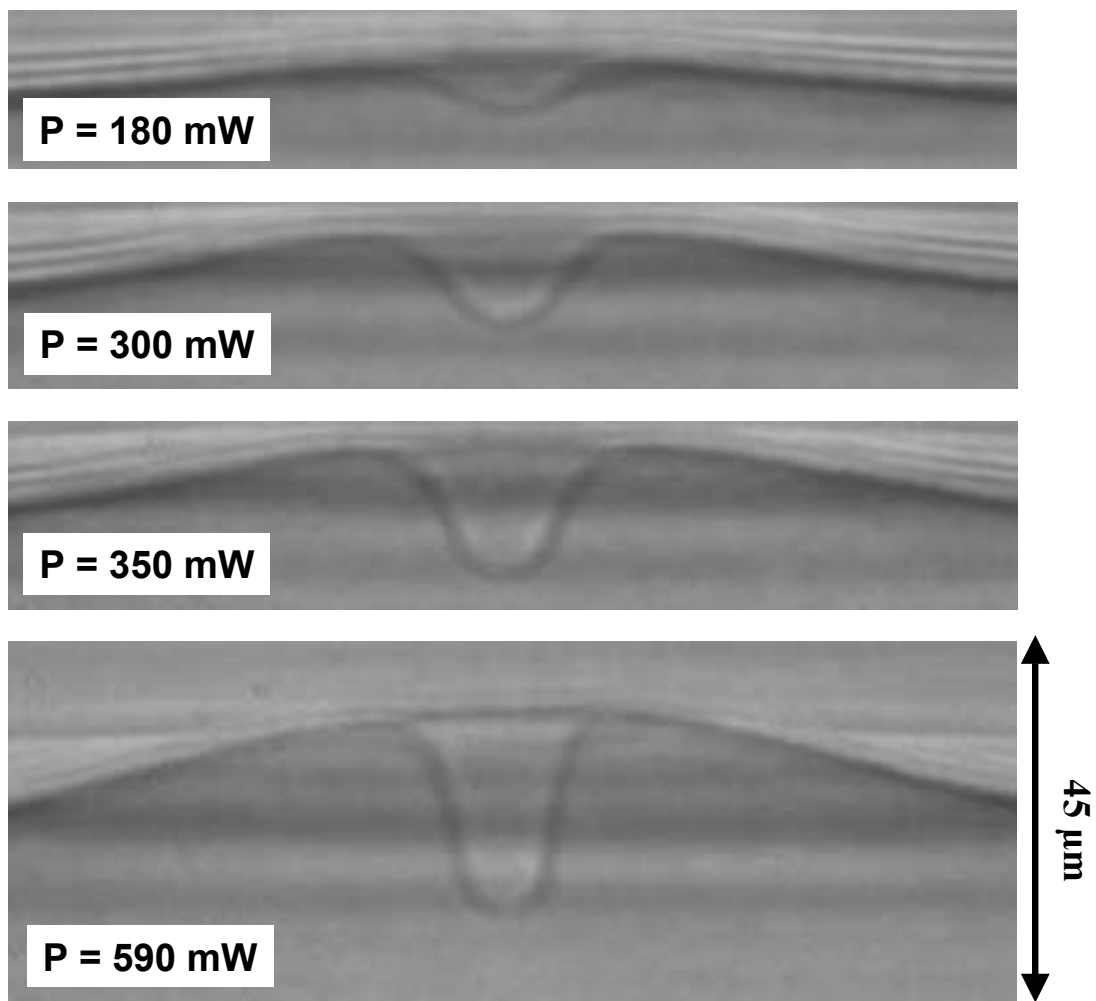


FIG. 8.2 – Déformations thermiques de l'interface et déformations induites par la pression de radiation pour un écart à la température critique $T - T_C = 1.5K$ et un faisceau laser de rayon au col $\omega_0 = 8.9\mu m$. Les puissances laser P sont indiquées sur les images, ainsi que l'échelle de longueur caractéristique.

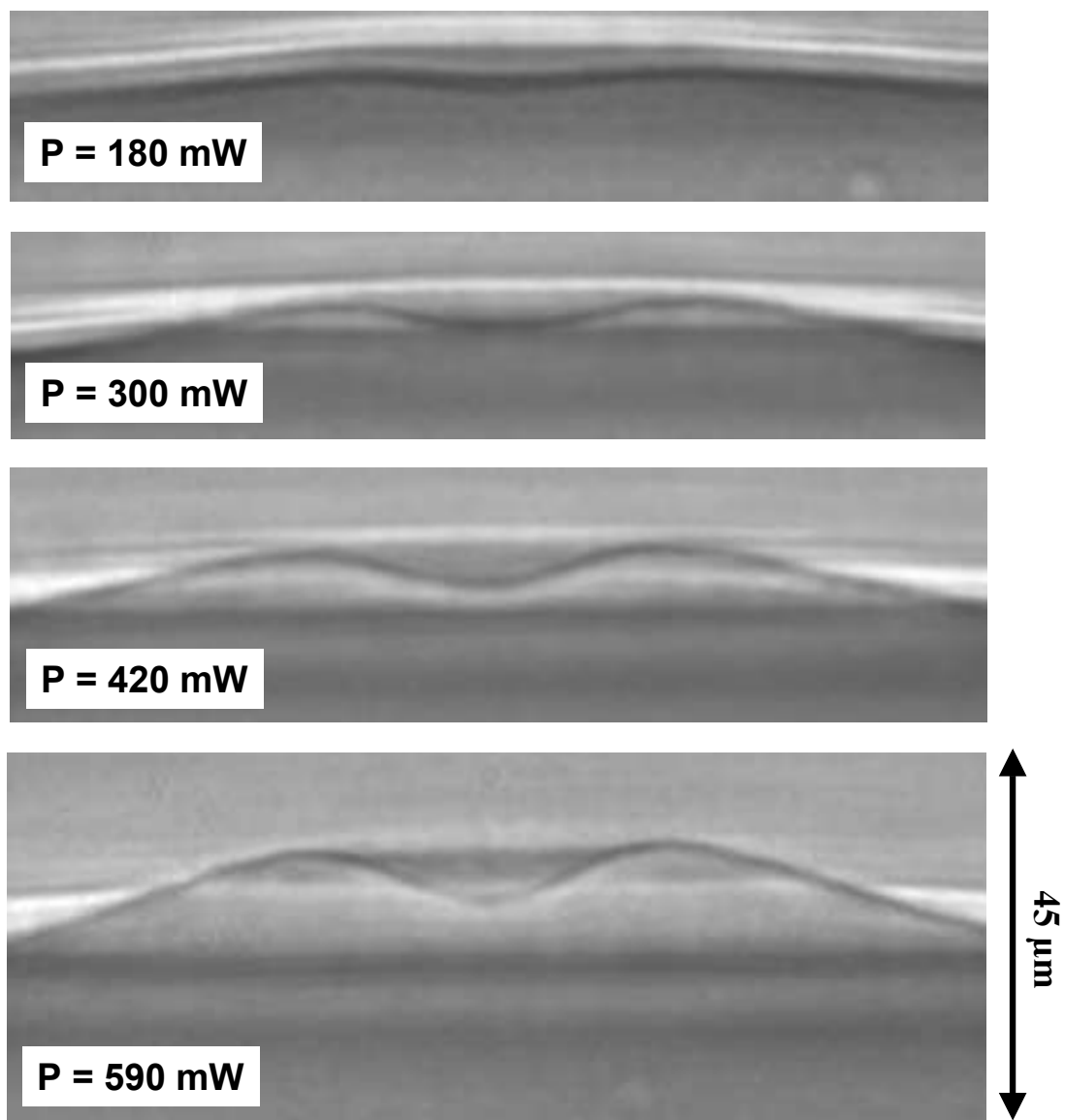


FIG. 8.3 – Déformations thermiques et déformations induites par la pression de radiation pour un écart à la température critique $T - T_C = 1.5K$ et un faisceau laser de rayon au col $\omega_0 = 15.3\mu m$. Les puissances laser P sont indiquées sur la figure.

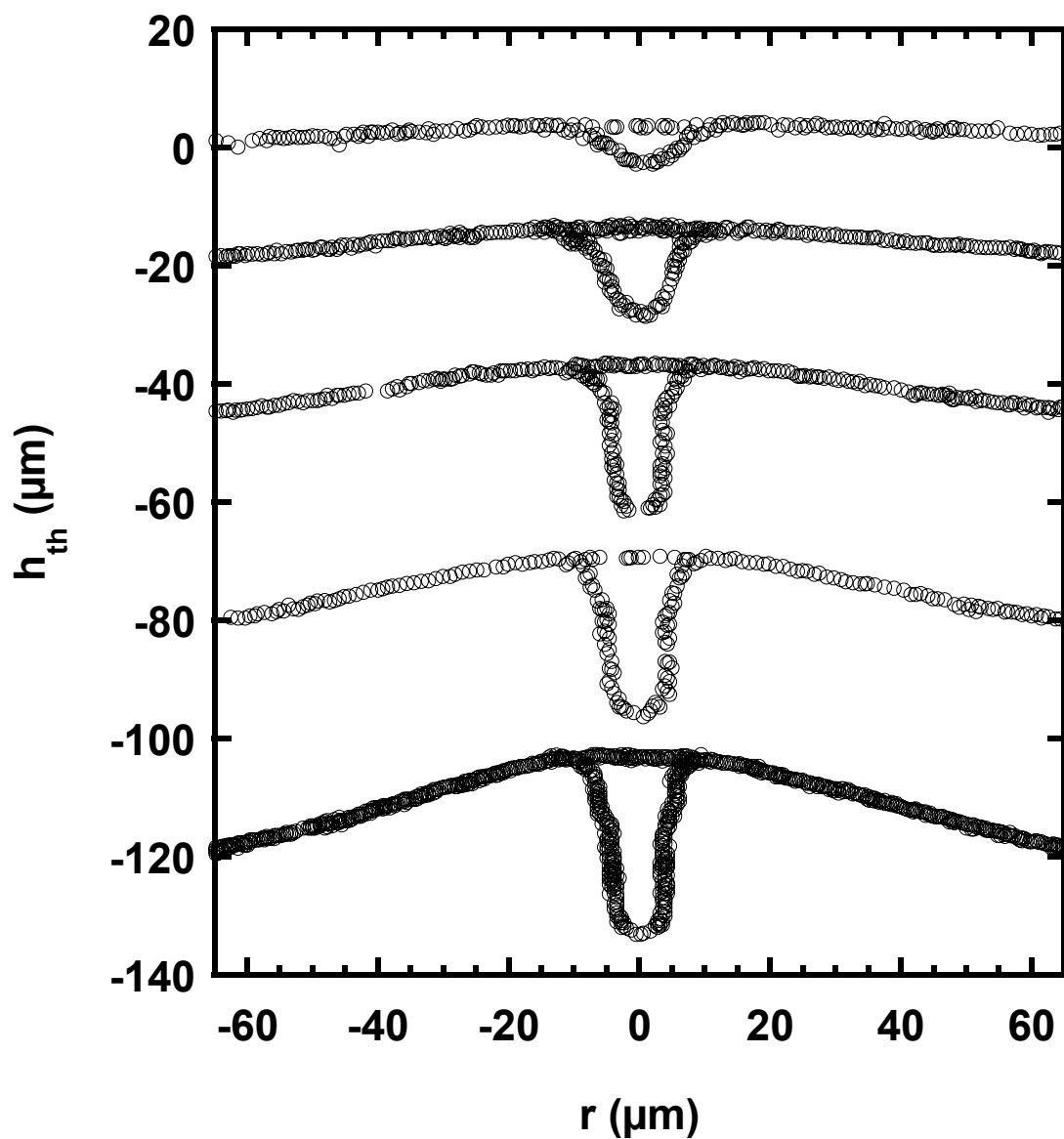


FIG. 8.4 – Profils des déformations extraits après traitement numérique des images de la figure (8.1), i.e pour un écart à la température critique $T - T_C = 1.5\text{K}$ et un faisceau laser de rayon au col $\omega_0 = 4.8\mu\text{m}$. Les profils ont été décalés pour plus de lisibilité. Les puissances laser croissantes (de haut an bas) valent repectivement $P = 90, 180, 300, 420$, et 590 mW .

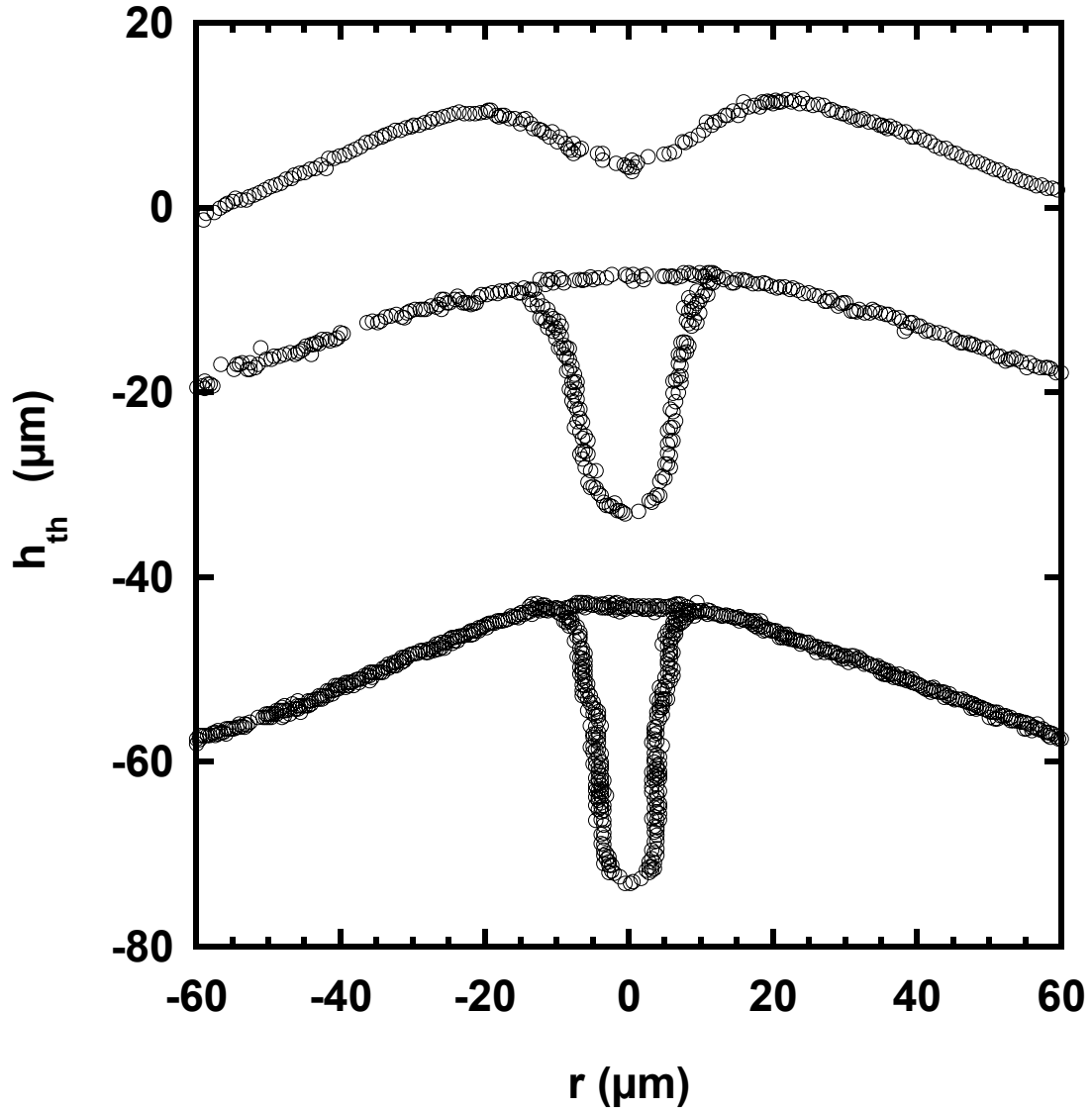


FIG. 8.5 – Profils des déformations d'interface engendrées par des faisceaux laser de puissance $P = 590 \text{ mW}$, et des rayons respectifs $\omega_0 = 4.8, 8.9$ et $15.3 \mu\text{m}$ pour un écart à la température critique $T - T_C = 1.5 \text{ K}$. Les déformations induites par la pression de radiation seule sont bien différentes (passage d'une forme gaussienne à une forme de doigt pour des faisceaux de plus en plus focalisés). Par contre, la forme générale de la déformation thermocapillaire, de même que sa hauteur sur l'axe, semblent être indépendantes du rayon du faisceau incident.

sont toujours plus grands que le temps d'établissement d'un gradient de température sur des dimensions de l'ordre de quelques cols du faisceau. Concernant le problème général de la distribution de température engendrée par un faisceau laser, on pourra consulter notamment les articles de Lax [2, 3]. Pour résoudre l'équation (8.1), il est nécessaire de poser comme condition limite $T_E(a_{CL}) = 0$ avec $a_{CL} = na_0$ ($n=10$ par exemple pour Gordon [1]), de sorte que la solution générale de (8.1) s'écrit:

$$T_E(r) = \frac{\alpha_{th}P}{4\pi\Lambda_{th}} \left[E_1\left(\frac{a_{CL}^2}{a_0^2}\right) - E_1\left(\frac{r^2}{a_0^2}\right) - \ln\left(\frac{r^2}{a_{CL}^2}\right) \right] \quad (8.2)$$

où $E_1(x)$ est l'exponentielle intégrale d'ordre 1 définie en (5.29). Un développement analogue à celui effectué au paragraphe (5.2) du chapitre 4 nous donne comme élévation de température sur l'axe:

$$T_E(0) = \frac{\alpha_{th}P}{4\pi\Lambda_{th}} \ln\left(\gamma \frac{a_{CL}^2}{a_0^2}\right) \quad (8.3)$$

L'élévation de température sur l'axe ne dépend donc que de la puissance de l'onde laser incidente et est complètement indépendante du rayon du faisceau laser. Le fait que la hauteur sur l'axe de la déformation inverse présente le même caractère non local que l'élévation de température nous incite, de même que sa taille transverse caractéristique, à qualifier celle-ci de déformation d'origine thermique. Nous avons également étudié l'évolution de la déformation thermique en fonction de l'écart à la température critique.

Variation en fonction de l'écart à la température critique

Nous avons mesuré pour les rayons de faisceaux $\omega_0 = 4.8\mu m$ et $\omega_0 = 15.3\mu m$ la hauteur des déformations thermiques quand on s'éloignait du point critique. Les résultats sont présentés sur la figure (8.7). Pour le rayon $\omega_0 = 4.8\mu m$, nous disposons de données pour trois écarts à la température critique différents $T - T_C = 0.5, 1.5$ et 3.5 K. On notera que les mesures effectuées à 0.5 K du point critique sont relativement bruitées et peu nombreuses. Ceci est aisément justifiable par le fait que la microémulsion est très "sensible" quand on travaille aussi près du point critique, rendant les mesures délicates. De plus, on hésite toujours à effectuer de nombreuses mesures dans ces conditions de peur de dégrader rapidement et définitivement l'échantillon. Les points correspondants aux écarts 1.5 et 3.5 K sont plus nombreux et la variation en fonction de la puissance P linéaire, comme indiqué par les régressions linéaires effectuées (Fig.(8.7(a))). On constate de plus que la hauteur de la déformation thermique décroît, à puissance égale, d'un facteur trois quand on passe de $T - T_C = 1.5K$ à $T - T_C = 3.5K$. Il en est de même pour les mesures effectuées pour l'autre rayon de faisceau $\omega_0 = 15.3\mu m$ (cf Fig.(8.7(b))).

On peut donc affirmer que les déformations thermiques de l'interface sont particulièrement marquées dans un voisinage proche du point critique et qu'elles décroissent très rapidement quand on s'éloigne de celui-ci de quelques degrés. On comprend dès lors que les mesures des déformations induites par la pression de radiation seule ont été difficiles pour de faibles écarts à la température critique, puisque dans ces conditions les déformations thermiques peuvent être du même ordre de grandeur, voire plus grandes que les déformations qui nous intéressent au premier abord. A l'inverse, loin du point critique, ces effets sont négligeables et ne perturbent pas les déformations d'interface pilotées par la pression de radiation. Un dernier point permet d'ailleurs de différencier ces deux types de déformations: leur temps caractéristique de croissance.

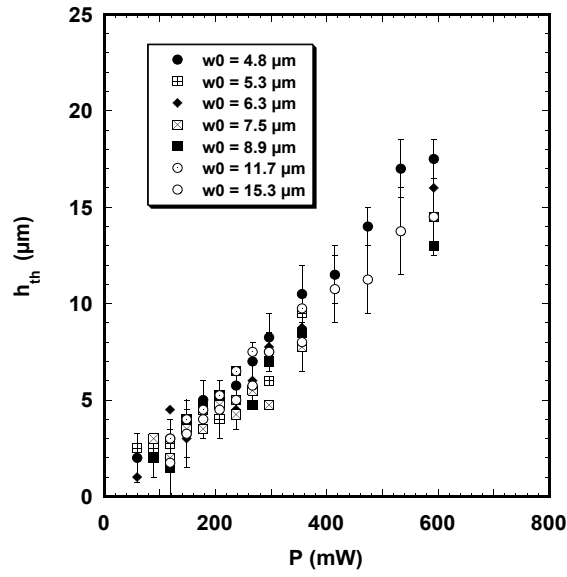
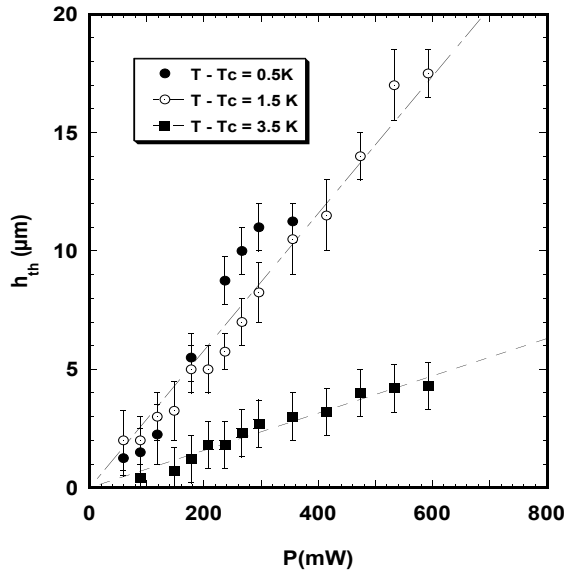
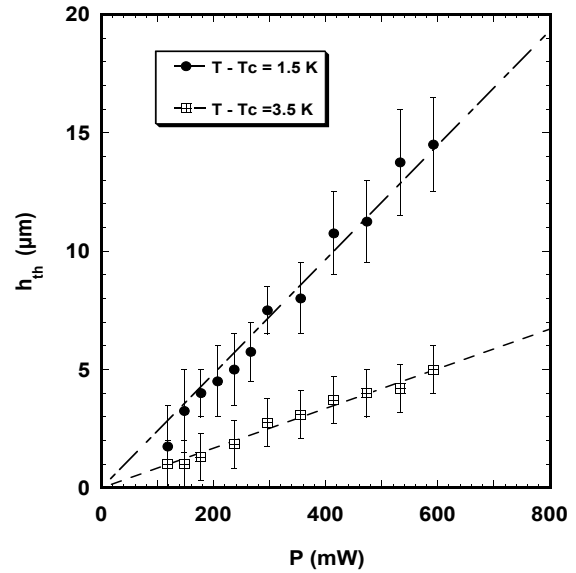


FIG. 8.6 – Variation de la hauteur de la déformation thermique en fonction de la puissance laser incidente P pour différents rayons de faisceau compris entre $\omega_0 = 4.8\mu\text{m}$ et $\omega_0 = 15.3\mu\text{m}$. L'écart à la température critique vaut $T - T_C = 1.5\text{K}$. La variation est bien linéaire et indépendante du rayon du faisceau, aux incertitudes expérimentales près.



(a)



(b)

FIG. 8.7 – (a) Hauteur de la déformation thermique en fonction de la puissance pour un rayon de faisceau $\omega_0 = 4.8\mu\text{m}$ et trois écarts à la température critique $T - T_C = 0.5, 1.5$ et 3.5K . (b) Idem pour un rayon $\omega_0 = 15.3\mu\text{m}$ et $T - T_C = 1.5$ et 3.5K . Les droites tracées en pointillés correspondent à des régressions linéaires effectuées sur l'ensemble des données.

8.1.3 Evolution temporelle et temps caractéristique de croissance

Nous avons pu étudier la dynamique temporelle des déformations thermiques au moyen d'une caméra CCD classique couplée à un programme d'acquisition d'images écrit sous Labview par Frédéric Adamietz. La fréquence maximale d'acquisition est dans ce cas de 20 Hz. Un compromis était nécessaire entre résolution spatiale sur la hauteur de la déformation et résolution temporelle, compte tenu de la largeur importante des déformations thermiques et de la taille du pavé numérique de la caméra CCD rapide. De plus, une résolution au dixième de seconde ne s'avérerait pas nécessaire au vu des résultats expérimentaux. Les figures (8.8) et (8.9) présentent des images de l'évolution temporelle typique du profil d'une interface illuminée par un faisceau laser de rayon $\omega_0 = 4.8\mu m$ et de puissance $P = 1180$ mW. On constate au vu de ces images que la déformation thermique de l'interface se développe bien moins rapidement que la déformation induite par la pression de radiation, qui elle est bien visible dès les premiers instants ($t = 0.1s$), conformément aux temps de croissance déterminés au chapitre 4.

Nous avons reporté sur la figure (8.10) l'élévation temporelle de la hauteur de la déformation thermique correspondant aux images précédentes. Nous voyons que la hauteur de la déformation sature au bout de quelques secondes et on peut en déduire un temps caractéristique de croissance en ajustant les points expérimentaux par une loi de saturation exponentielle classique du type:

$$\frac{h_{th}(t)}{h_{th}(t \rightarrow \infty)} = 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{th}}\right) \quad (8.4)$$

On obtient ainsi un temps caractéristique de croissance:

$$\tau_{th} = 1.3s \quad (8.5)$$

Ce temps de croissance de l'ordre de la seconde est grand comparativement aux temps de croissance des déformations induites par la pression de radiation, déterminés au chapitre 4. Ceux-ci étaient plutôt de l'ordre de 0.1 à 0.5s. A l'oeil lors des expériences, la différence de vitesse de croissance était bien visible, comme elle l'est quand on examine les images des figures (8.8) et (8.9). Ce temps de croissance de la déformation thermique peut être comparé au temps caractéristique d'établissement de la distribution de température dans la couche de fluide d'épaisseur h :

$$\tau_h = \frac{h^2}{D_{th}} \quad (8.6)$$

D_{th} désignant la diffusivité thermique du milieu. Pour une couche de fluide $h = 1$ mm et avec une diffusivité $D_{th} \simeq 10^{-7} m^2 s^{-1}$, on trouve:

$$\tau_h = 10s \quad (8.7)$$

Le temps caractéristique de croissance des déformations thermiques n'est donc pas aberrant au vu des propriétés thermiques de la microémulsion, mal connues au demeurant.

8.1.4 Conclusion

Nous avons donc exposé les raisons qui nous ont amenés à qualifier les déformations inverses observées de déformations thermiques: leur largeur est très grande comparée à la

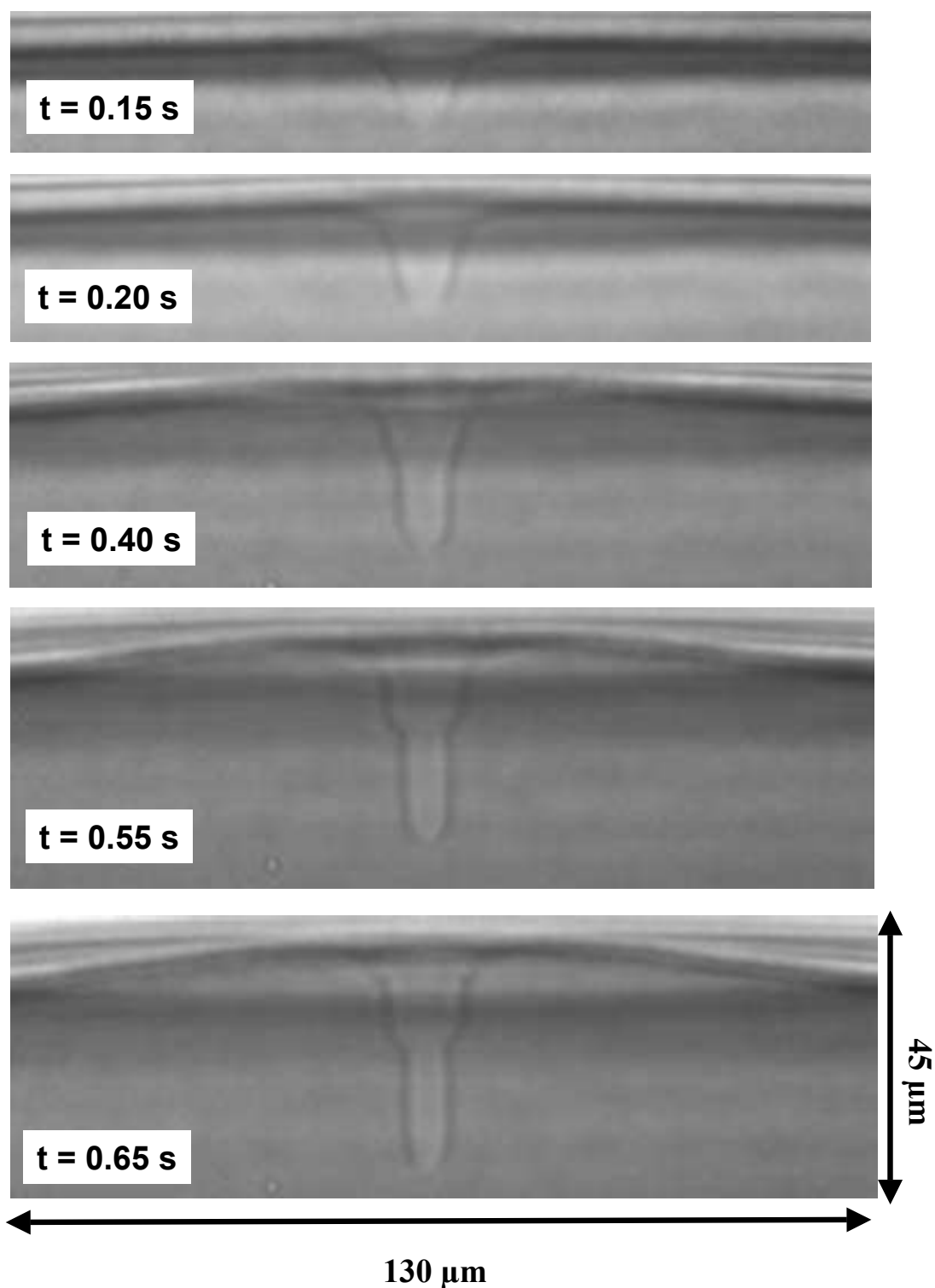


FIG. 8.8 – Evolution temporelle de la déformation globale de l'interface engendrée par un faisceau de rayon $\omega_0 = 4.8\mu\text{m}$ et de puissance $P = 1180 \text{ mW}$ pour un écart à la température critique $T - T_C = 3.5\text{K}$. Les temps correspondants sont indiqués sur les images. On constate que la déformation induite par la pression de radiation est visible bien avant la déformation thermique.

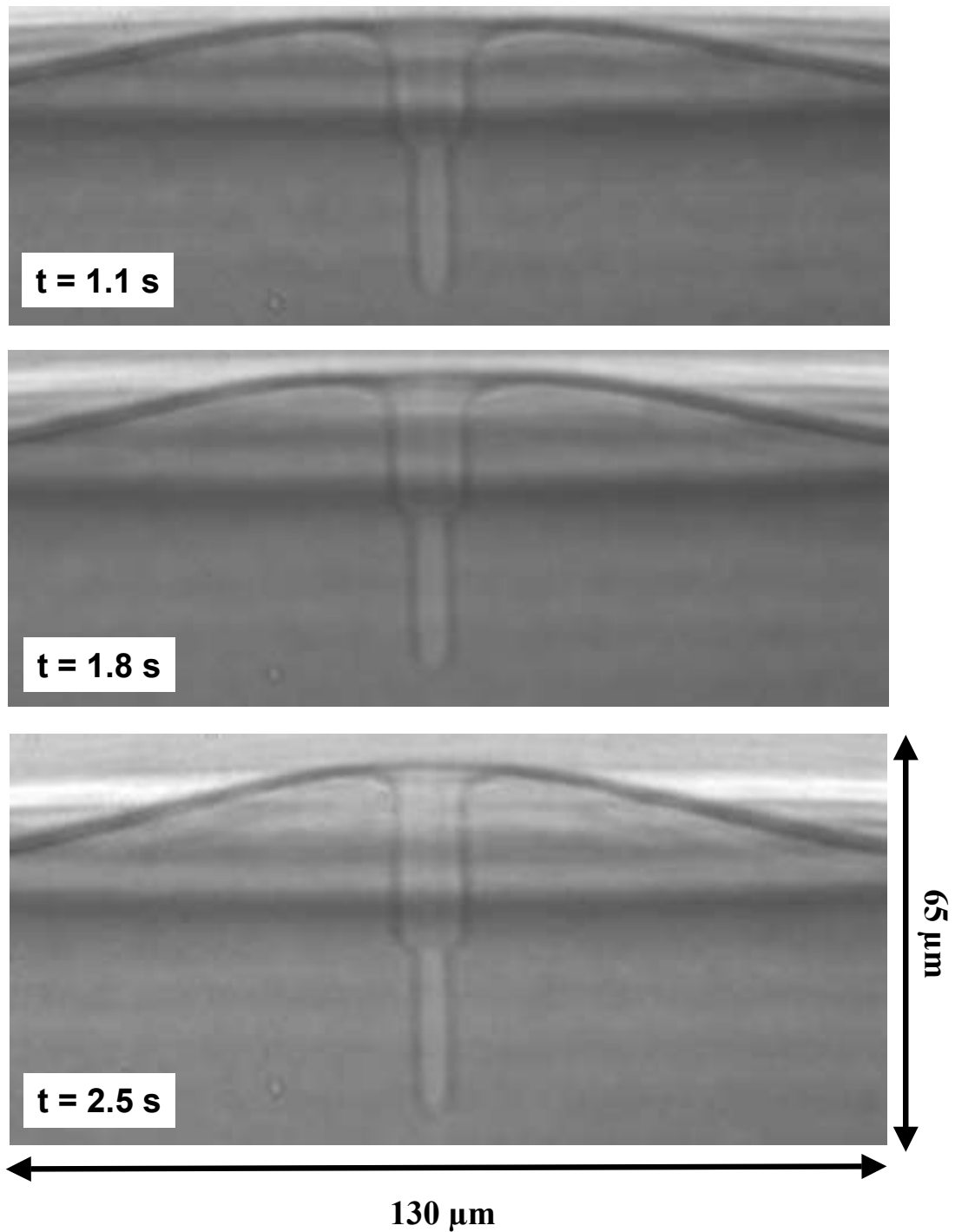


FIG. 8.9 – Suite de l' evolution temporelle de la figure précédente. La hauteur stationnaire de la déformation thermocapillaire n'est atteinte qu'au bout de 2.5 s (cf aussi figure (8.10)). Les temps caractéristiques de croissance des déformations induites par la pression de radiation et des déformation thermocapillaires sont bien distincts, d'au moins un ordre de grandeur.

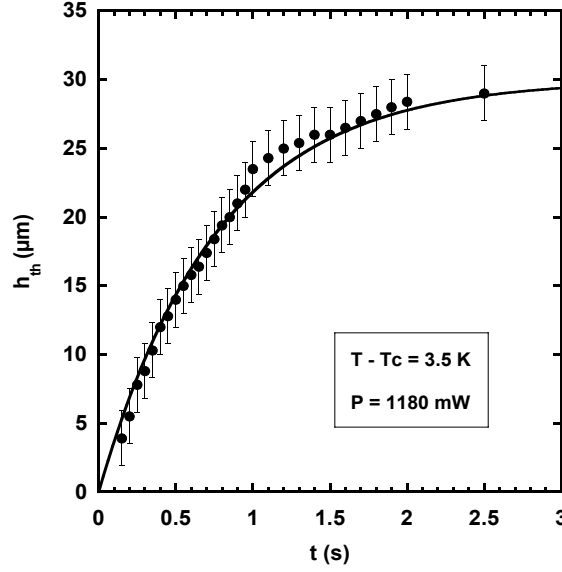


FIG. 8.10 – *Evolution temporelle de la hauteur de la déformation thermique induite par un faisceau laser de rayon $\omega_0 = 4.8\mu\text{m}$ et de puissance $P = 1180\text{ mW}$. L'écart à la température critique vaut $T - T_C = 3.5\text{ K}$. La courbe en traits pleins correspond à une loi de saturation exponentielle classique (Eq. (8.4)) avec un temps caractéristique de 1.3 s.*

largeur du faisceau laser, la hauteur de la déformation présente une variation linéaire en puissance caractéristique d'un phénomène non local, le temps de croissance est de l'ordre de grandeur d'un temps caractéristique thermique. Toutes ces propriétés, en plus de leur sens, permettent de différencier sans ambiguïté aucune les déformations thermiques des déformations induites par la pression de radiation seule. Nous avons en outre démontré que les déformations thermiques étaient plus prononcées au voisinage du point critique et s'atténuaient rapidement quand on s'en éloignait.

Il nous faut maintenant proposer un modèle permettant de rendre compte des propriétés précédentes. Comme la tension de surface dépend de la température suivant la loi de puissance $\sigma = \sigma_0 \left(\frac{T - T_C}{T_C} \right)^{1.26}$, la première idée qui vient à l'esprit est de considérer ces déformations comme des déformations d'interface induites par thermocapillarité. L'élévation de température induite par le faisceau laser peut engendrer un gradient Marangoni transverse de tension de surface $\frac{\partial \sigma}{\partial r} \vec{u}_r$. Ce terme de traction tangentielle à l'interface, contrebalancé par les composantes des contraintes visqueuses longitudinales dans chaque fluide, peut être la source d'une déformation de l'interface [4]. Nous allons montrer que l'hypothèse de déformations thermocapillaires permet de rendre compte, au moins qualitativement, des phénomènes observés.

8.2 Modélisation des déformations thermocapillaires

8.2.1 Inadéquation des modélisations existant dans la littérature avec notre géométrie expérimentale

Les déformations thermocapillaires d'interface engendrées par l'élévation de température induite par un faisceau laser ont fait l'objet de nombreuses études et donné naissance

à un certain nombre d'applications: excitation d'ondes de surface en modulant le faisceau laser incident et mesure de propriétés de films liquides [5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12] ou dispositifs d'imagerie optique par exemple [13, 14, 15, 16, 17, 18, 19]. Les effets thermiques deviennent en effet rapidement notables quand on utilise des lasers de forte puissance ou des milieux très absorbants. Les déformations qui en résultent sont plus facilement observables que les déformations induites par la pression de radiation seule. Dans la littérature existant sur le sujet, on peut notamment citer les travaux de Da Costa consacrés aux déformations d'interface induites par thermocapillarité [20, 21, 22, 23, 24, 25] et aux propriétés optiques de l'effet de lentille qui leur est associé [26, 27, 28]. Malgré le caractère exhaustif de ces travaux, une restriction s'impose d'entrée pour un hydrodynamicien quand à la validité de la formule utilisée pour modéliser les déformations de l'interface:

$$h_{th} = h_0 \left[\left(\frac{\rho_0}{\rho} \right)^{\frac{3}{4}} + \frac{3}{\rho g h_0^2} (\sigma - \sigma_0) \right] \quad (8.8)$$

où h_0 , ρ_0 et σ_0 sont les valeurs initiales de la hauteur de la couche de fluide, de la masse volumique et de la tension de surface. En effet, bien qu'issue du Landau et Lifschitz de Mécanique des Fluides, la formule (8.8) n'est en toute rigueur applicable que dans l'approximation de lubrification (épaisseur de fluide faible comparativement à la taille du faisceau laser, afin de pouvoir négliger les gradients dans le plan de la couche par rapport aux gradients selon l'épaisseur), et surtout pour un problème unidimensionnel. Elle ne peut donc pas être utilisée pour décrire des déformations induites dans une géométrie bidimensionnelle par un faisceau laser gaussien. En effet, en géométrie cylindrique les équations de Navier-Stokes et la condition d'incompressibilité n'ont pas la même forme qu'à une dimension. Cette utilisation abusive de l'équation (8.8) est cependant courante, puisqu'on la retrouve par exemple dans les références [29, 30], voire dans une monographie consacrée aux procédés d'usinage laser [31].

Cette incohérence a été soulignée par Viznyuk et Sukholdol'skii dans la référence [32], dans laquelle ils dérivent toujours sur la base de l'approximation de lubrification une équation différentielle non-linéaire d'ordre 3 pour la hauteur de la déformation thermocapillaire. Ce type d'équation différentielle non-linéaire est typique dans tous les problèmes où l'approximation de lubrification intervient [33]. Cette équation différentielle sur la hauteur est obtenue en résolvant complètement le problème couplé (champ de vitesse-champ de température), mais on peut toutefois constater qu'en pratique les auteurs se limitent à un développement quasi gaussien du champ de température. On peut aussi citer les références générales [34, 35] par les mêmes auteurs, ainsi que leurs travaux consacrés à la transformation de faisceaux laser après passage par une lentille liquide thermocapillaire [36, 37, 38] ou à la réalisation de réseaux induits par thermocapillarité dans des films minces [39, 40].

Les déformations thermocapillaires étant d'autant plus marquées que la hauteur de la couche de liquide est faible, l'approximation de lubrification est couramment employée pour les modéliser. En particulier, une équation identique à celle citée dans la référence [32] se retrouve dans l'article de Bezuglyi [41], ou celui de Cebers et al consacré à la déformation de la surface libre de ferrofluides sous illumination laser [42]. Nous sommes cependant bien loin de pouvoir effectuer une telle approximation pour nos expériences, puisque les déformations sont engendrées par des faisceaux laser relativement focalisés (de rayon au col ω_0 compris entre 5 et 15 μm) sur des couches fluides épaisses ($h \sim 1 mm$). L'approximation de lubrification ne peut donc pas s'appliquer dans notre cas. De plus,

la nature diphasique de notre système nécessite de tenir compte de la viscosité des deux fluides en présence de part et d'autre de l'interface, et le calcul de la déformation ne peut se réduire au simple calcul de la déformation d'une surface libre à l'air, les conditions aux limites étant différentes. L'ensemble de ces remarques nous a donc conduit à proposer un modèle adapté à notre géométrie expérimentale: faisceau laser incident gaussien et géométrie cylindrique, système à deux fluides et conditions limites de type conditions en eau profonde, vu l'épaisseur importante des couches liquides comparativement à la taille de l'excitation laser.

8.2.2 Modèle proposé

Principe du calcul

Le modèle que nous allons présenter s'inspire largement du calcul des déformations thermocapillaires induites par laser à l'interface d'un système diphasique, calcul détaillé dans la référence [16]. Dans cet article, les auteurs calculent la réponse de l'interface pour un mode propre de Fourier de l'élévation de température du type $\Delta T(x) = \Delta T(k) \sin(kx)$. Cette décomposition de Fourier est rendue possible par le système de coordonnées cartésiennes (x,z) adopté. Dans ces conditions, les modes propres des champs de vitesse sont calculables dans chacune des phases, ainsi que les modes de Fourier de déformation de l'interface. Notre géométrie expérimentale étant de symétrie cylindrique imposée par la structure gaussienne du faisceau laser, nous devons pour notre part effectuer un calcul en coordonnées cylindriques (r,z). L'idée est de décomposer la déformation thermique selon ces modes propres de Fourier-Bessel, comme nous l'avons déjà fait au chapitre 4 pour le calcul de la forme générale des déformations induites par la pression de radiation:

$$h_{th}(r) = \int_0^{+\infty} \tilde{h}_{th}(k) J_0(kr) k dk \quad (8.9)$$

Cependant un obstacle majeur s'oppose a priori à cette démarche. L'élévation de température induite par le faisceau laser (cf Eq. (8.2)) ne peut pas être décomposée sur les modes de Bessel $J_0(kr)$ à cause de l'exponentielle intégrale $E_1\left(\frac{r^2}{a_0^2}\right)$. C'est une conséquence directe de la résolution de la distribution de température en coordonnées cylindriques. Afin de pouvoir mener des calculs analytiques, nous allons donc assimiler le champ de température à une distribution gaussienne du type:

$$T_E(r) = T_E(0) \exp\left(\frac{-r^2}{a_{th}^2}\right) \quad (8.10)$$

où a_{th} désigne la largeur caractéristique de la distribution. Cette assimilation abusive du champ de température à une gaussienne est courante dans la littérature et permet de mener à bien des calculs analytiques puisque une gaussienne est développable sur les modes de Fourier-Bessel selon (cf (5.47)):

$$\exp\left(\frac{-r^2}{a_{th}^2}\right) = \frac{a_{th}^2}{2} \int_0^{+\infty} \exp\left(\frac{-a_{th}^2 k^2}{4}\right) J_0(kr) k dk \quad (8.11)$$

Nous allons donc chercher la composante de déformation de l'interface $\tilde{h}_{th}(k)$ sous l'effet d'un mode de Fourier-Bessel du champ de température du type:

$$T_E(r) = \tilde{T}_E(k) J_0(kr) \quad (8.12)$$

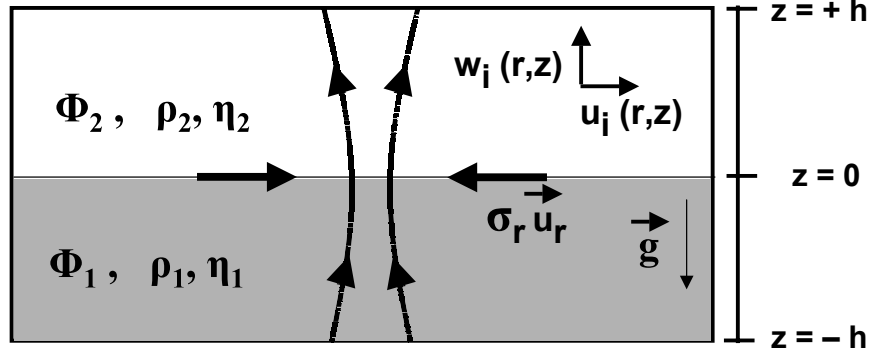


FIG. 8.11 – Rappel des notations utilisées pour le calcul de la déformation thermocapillaire.

avec

$$\tilde{T}_E(k) = T_E(0) \frac{a_{th}^2}{2} \exp\left(\frac{-a_{th}^2 k^2}{4}\right) \quad (8.13)$$

La déformation globale de l'interface induite par thermocapillarité sera ensuite donnée par intégration sur tous les modes de Fourier-Bessel selon l'équation (8.9).

Equations du mouvement

Les notations adoptées dans le calcul sont rappelées à titre indicatif sur la figure (8.11). En particulier, nous adopterons par la suite des conditions limites du type eau profonde du fait de l'épaisseur importante des couches de fluide inférieure et supérieure, comparées à la taille transverse caractéristique du champ de température. En effet, $h_1 = h_2 \simeq 1 \text{ mm}$ alors que a_{th} est de l'ordre de quelques dizaines de microns. Les champs de vitesse radiale $u_i(r,z)$ et axiale $w_i(r,z)$ dans chacune des phases obéissent aux équations de Navier-Stokes linéarisées, écrites à l'état stationnaire en coordonnées cylindriques, et à la condition d'incompressibilité:

$$\begin{cases} -\frac{\partial p_i}{\partial r} + \eta_i \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} - \frac{1}{r^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) u_i(r,z) = 0 \\ -\frac{\partial p_i}{\partial z} + \eta_i \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) w_i(r,z) - \rho_i g = 0 \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r u_i(r,z)) + \frac{\partial w_i(r,z)}{\partial z} = 0 \end{cases} \quad (8.14)$$

où η_i désigne la viscosité dynamique de la phase i . Le niveau de référence de l'interface initialement plane étant pris en $z=0$, le système d'équations précédent est à résoudre avec les conditions aux limites suivantes:

$$\begin{cases} w_1(r, z=0) = w_2(r, z=0) = 0 \\ u_1(r, z=0) = u_2(r, z=0) \\ \eta_2 \left(\frac{\partial u_2}{\partial z} \right)_{z=0} - \eta_1 \left(\frac{\partial u_1}{\partial z} \right)_{z=0} = \frac{\partial \sigma}{\partial r} = \frac{\partial \sigma}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial r} \end{cases} \quad (8.15)$$

Ces conditions traduisent respectivement l'absence de transfert de matière entre les phases et la continuité des vitesses tangentielles et des contraintes tangentielles à l'interface. Cette

dernière condition est imposée par l'existence du terme de traction de type effet Marangoni $\frac{\partial \sigma}{\partial r}$, qui comme nous allons le voir est le terme moteur des déformations thermocapillaires.

En particulier, la dernière condition limite détermine la forme du champ de vitesse radiale si l'on impose une élévation de température du type $T_E(r) = \tilde{T}_E(k)J_0(kr)$. Comme:

$$\frac{dJ_0(kr)}{dr} = -kJ_1(kr) \quad (8.16)$$

on voit que les vitesses radiales $u_i(r, z)$ s'écrivent nécessairement sous la forme:

$$u_i(r, z) = \bar{u}_i(z)J_1(kr) \quad (8.17)$$

De même, une fois la dépendance spatiale des vitesses radiales déterminée, la condition d'incompressibilité impose la forme des champs de vitesses axiales. On a:

$$w_i(r, z) = \bar{w}_i(z)J_0(kr) \quad (8.18)$$

avec la relation supplémentaire:

$$\frac{d\bar{w}_i(z)}{dz} = -k\bar{u}_i(z) \quad (8.19)$$

Nous sommes maintenant à même de résoudre le système (8.14) et de déterminer les modes propres de Fourier-Bessel des champs de vitesse.

Détermination des champs de vitesse

Si l'on réinjecte les expressions des champs de vitesse $u_i(r, z)$ (Eq.(8.17)) et $w_i(r, z)$ (Eq.(8.18)) dans les équations de Navier-Stokes (8.14), celles-ci prennent une forme simplifiée du fait des équations différentielles dont les fonctions de Bessel $J_0(kr)$ et $J_1(kr)$ sont solutions. En effet:

$$\frac{d^2 J_0(kr)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dJ_0(kr)}{dr} = -k^2 J_0(kr) \quad (8.20)$$

$$\frac{d^2 J_1(kr)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dJ_1(kr)}{dr} - \frac{1}{r^2} J_1(kr) = -k^2 J_1(kr) \quad (8.21)$$

On obtient comme équations pour les composantes des vitesses:

$$\begin{cases} -\frac{\partial p_i}{\partial r} + \eta_i \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - k^2 \right) \bar{u}_i(z) J_1(kr) = 0 \\ -\frac{\partial p_i}{\partial z} + \eta_i \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - k^2 \right) \bar{w}_i(z) J_0(kr) - \rho_i g = 0 \end{cases} \quad (8.22)$$

En éliminant la pression entre les deux équations précédentes et en utilisant les équations (8.16) et (8.19), on aboutit à une équation différentielle unique pour la vitesse $\bar{w}_i(z)$:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - k^2 \right)^2 \bar{w}_i(z) = 0 \quad (8.23)$$

Cette équation différentielle linéaire d'ordre 4 définit les modes propres de la vitesse axiale. La solution générale de (8.23) s'écrit sous la forme:

$$\bar{w}_i(z) = A_i \exp(kz) + B_i z \exp(kz) + C_i \exp(-kz) + D_i z \exp(-kz) \quad (8.24)$$

Les conditions limites de type eau profonde adoptées permettent d'exclure les solutions divergentes en $z = \pm h$ ($kh \gg 1$). La nullité de la vitesse axiale en $z=0$ fixe deux des quatre constantes inconnues restantes à zéro. Les vitesses axiales dans chaque phase sont donc de la forme:

$$\bar{w}_1(z) = B_1 z \exp(kz) \quad (8.25)$$

$$\bar{w}_2(z) = D_2 z \exp(-kz) \quad (8.26)$$

Les vitesses radiales $\bar{u}_i(z)$ s'en déduisent aisément en vertu de la relation (8.19):

$$\bar{u}_1(z) = -B_1 z \exp(kz) - \frac{B_1}{k} \exp(kz) \quad (8.27)$$

$$\bar{u}_2(z) = D_2 z \exp(-kz) - \frac{D_2}{k} \exp(-kz) \quad (8.28)$$

De plus, la continuité de la vitesse tangentielle en $z=0$ entraîne l'égalité des constantes B_1 et D_2 :

$$B_1 = D_2 = B \quad (8.29)$$

Pour déterminer cette unique constante restante, il suffit d'exploiter la condition limite sur les contraintes tangentielles à l'interface:

$$\eta_2 \left(\frac{\partial u_2}{\partial z} \right)_{z=0} - \eta_1 \left(\frac{\partial u_1}{\partial z} \right)_{z=0} = \frac{\partial \sigma}{\partial r} = \frac{\partial \sigma}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial r} \quad (8.30)$$

Soit pour une élévation de température donnée $T_E(r) = \tilde{T}_E(k) J_0(kr)$ et avec les expressions des vitesses radiales données en (8.27) et (8.28), on trouve comme valeur de la constante B:

$$B = \frac{1}{2} \frac{1}{\eta_1 + \eta_2} \left(-k \frac{\partial \sigma}{\partial T} \right) \tilde{T}_E(k) \quad (8.31)$$

Nous avons donc bien totalement déterminé les modes propres de Fourier-Bessel des champs de vitesse pour un mode propre de l'élévation de température du type $T_E(r) = \tilde{T}_E(k) J_0(kr)$. Nous pouvons maintenant calculer les champs de pression correspondants dans chacune des phases.

Détermination des champs de pression

Le calcul de la pression dans chaque phase est trivial puisque le gradient de pression selon z est donné par l'équation de Navier-Stokes sur la vitesse axiale:

$$\frac{\partial p_i}{\partial z} = \eta_i \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - k^2 \right) \bar{w}_i(z) J_0(kr) - \rho_i g \quad (8.32)$$

En fixant comme constante d'intégration $p_2(r, z = h) = p_0(r)$, on trouve:

$$p_2(r, z) = p_0(r) - \rho_2 g z + 2B\mu_2 \exp(-kz) J_0(kr) \quad (8.33)$$

$$p_1(r, z) = p_0(r) - \rho_1 g z + 2B\mu_1 \exp(kz) J_0(kr) + 2B(\eta_2 - \eta_1) J_0(kr) \quad (8.34)$$

L'ensemble des paramètres du problème (vitesses, pression) dans chacune des phases étant maintenant connu, la hauteur de la déformation thermocapillaire h_{th} va être déterminée par la condition limite sur les contraintes normales à l'interface en $z = h_{th}$, seule condition que nous n'avons pas encore explicitée.

Expression générale de la déformation thermocapillaire

La condition limite sur les contraintes normales à l'interface s'écrit, compte tenu de la nature visqueuse de chacune des phases:

$$\left[p_1 - 2\eta_1 \frac{dw_1}{dz} \right]_{z=h_{th}} = \left[p_2 - 2\eta_2 \frac{dw_2}{dz} \right]_{z=h_{th}} + \sigma \Delta_r h_{th} \quad (8.35)$$

En utilisant les relations des champs de vitesse et des champs de pression déterminées précédemment et en décomposant h_{th} selon ces modes propres de Fourier-Bessel $\tilde{h}_{th}(k)$, on montre que l'équation (8.35) conduit à:

$$[(\rho_1 - \rho_2)g + \sigma k^2] \tilde{h}_{th}(k) = 2B(\eta_2 - \eta_1) \quad (8.36)$$

Soit étant donné la valeur de B (Eq. 8.31):

$$[(\rho_1 - \rho_2)g + \sigma k^2] \tilde{h}_{th}(k) = \left(\frac{\eta_1 - \eta_2}{\eta_1 + \eta_2} \right) \frac{\partial \sigma}{\partial T} k \tilde{T}_E(k) \quad (8.37)$$

On peut faire apparaître la longueur capillaire de l'interface $l_C^2 = \frac{\sigma}{(\rho_1 - \rho_2)g}$ que l'on retrouve naturellement comme longueur caractéristique, de sorte que les composantes $\tilde{h}_{th}(k)$ s'écrivent sous la forme:

$$\tilde{h}_{th}(k) = \left(\frac{\eta_1 - \eta_2}{\eta_1 + \eta_2} \right) \frac{1}{\sigma} \frac{\partial \sigma}{\partial T} \frac{k \tilde{T}_E(k)}{k^2 + \frac{1}{l_C^2}} \quad (8.38)$$

On peut remplacer les composantes de Fourier-Bessel du champ de température $\tilde{T}_E(k)$ par leur valeur (Eq. 8.13) pour aboutir à l'expression finale de la déformation thermocapillaire engendrée par l'élévation de température induite par le faisceau laser :

$$h_{th}(r) = \left(\frac{\eta_1 - \eta_2}{\eta_1 + \eta_2} \right) \frac{1}{\sigma} \frac{\partial \sigma}{\partial T} T_E(0) \frac{a_{th}^2}{2} \int_0^{+\infty} \frac{k^2}{k^2 + \frac{1}{l_C^2}} \exp\left(\frac{-a_{th}^2 k^2}{4}\right) J_0(kr) dk \quad (8.39)$$

où $T_E(0)$ désigne l'élévation de température au centre du faisceau et a_{th} la largeur de la distribution gaussienne de température (Eq. 8.10).

Cette expression montre bien que la dépendance de la tension de surface vis à vis de la température est le moteur de la déformation de l'interface. En effet, c'est bien cette dépendance qui engendre le terme de traction tangentielle $\frac{\partial \sigma}{\partial r} \vec{u}_r$ à l'interface, de type effet Marangoni. On voit aussi que la déformation dépend également de la différence de viscosité entre les deux phases. Il n'y a pas de déformation thermocapillaire si les deux fluides ont la même viscosité. En effet, les vitesses tangentielles étant déjà continues à l'interface, si de plus la viscosité était identique de part et d'autre de celle-ci, le membre gauche de:

$$\eta_2 \left(\frac{\partial u_2}{\partial z} \right)_{z=0} - \eta_1 \left(\frac{\partial u_1}{\partial z} \right)_{z=0} = \frac{\partial \sigma}{\partial r} = \frac{\partial \sigma}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial r} \quad (8.40)$$

serait dans ce cas identiquement nul. Une différence de viscosité entre les deux fluides, même infime, est donc nécessaire à l'existence d'une déformation thermocapillaire dans le cas d'un système diphasique. On peut vérifier que dans le cas où le fluide supérieur serait un gaz de viscosité négligeable, la hauteur de la déformation thermocapillaire est indépendante de la viscosité du liquide, conformément aux résultats classiques [32, 42]. Notre modèle apparaît donc bien cohérent. Nous allons maintenant le confronter aux résultats expérimentaux.

8.2.3 Comparaison avec les expériences

Sens de la déformation

Le premier point que l'on peut examiner est le sens prédit pour la déformation thermocapillaire. Dans le cas des fluides classiques, la tension de surface diminue avec la température et par conséquent $\frac{\partial \sigma}{\partial T} < 0$. Les déformations thermocapillaires ont alors tendance à engendrer une dépression là où la température est maximale. Dans notre cas, la tension de surface dépend de la température selon la loi de puissance:

$$\sigma = \sigma_0 \left(\frac{T - T_C}{T_C} \right)^{1.26} \quad (8.41)$$

La tension de surface augmente donc avec la température et à l'inverse des fluides classiques $\frac{\partial \sigma}{\partial T} > 0$ (effet thermocapillaire anormal) [43]. On voudrait donc bien conclure que l'élévation de l'interface est normale du fait du signe inverse de $\frac{\partial \sigma}{\partial T}$, si ce n'est que la déformation dépend aussi de la différence de viscosité entre les deux phases (Eq. 8.39). A priori, nous ne savons pas le signe de la différence de viscosité ($\eta_1 - \eta_2$). Toutefois, chaque phase étant une suspension de micelles de taille nanométrique, on pourrait adopter une relation d'Einstein pour la viscosité du type:

$$\eta_i = \eta_0 (1 + \varsigma \Phi_i) \quad (8.42)$$

où Φ_i est la fraction volumique de micelles dans la phase i, et ς un coefficient numérique positif ($\varsigma = \frac{5}{2}$ pour une suspension de sphères dures) [44]. Dans ce cas:

$$\eta_1 - \eta_2 = \varsigma \eta_0 \Delta \Phi > 0 \quad (8.43)$$

La phase 1 étant la phase la plus riche en micelles (cf chapitre 4), elle est donc plus visqueuse que la phase 2. Ceci constitue une justification qualitative du sens des déformations thermocapillaires observées. Inversement, on pourrait déduire expérimentalement du sens effectif de l'élévation de l'interface, le contraste de viscosité entre les deux phases en présence.

Dépendance vis à vis de l'écart à la température critique

Dans la première partie de ce chapitre, nous avons montré que les déformations thermocapillaires s'atténuaient très rapidement en amplitude quand on s'éloignait du point critique. La formule (8.39) rend compte de cette propriété. En effet, si l'on considère que l'intégrale contenant la longueur capillaire fournit un simple facteur numérique, la dépendance en $T - T_C$ de h_{th} provient essentiellement du terme $\frac{1}{\sigma} \frac{\partial \sigma}{\partial T}$. Or d'après l'équation (8.41):

$$\frac{1}{\sigma} \frac{\partial \sigma}{\partial T} = \frac{1.26}{T - T_C} \quad (8.44)$$

On voit donc que, conformément au comportement observé, la hauteur de la déformation décroît très rapidement quand on s'éloigne du point critique, étant divisée d'un facteur 10 quand on passe de 0.5 à 5 K du point critique. Cela explique que les déformations thermocapillaires n'ont jamais été observées au delà de $T - T_C > 4K$.

Ordre de grandeur

L'estimation d'in ordre de grandeur de la déformation à l'aide de la formule (8.39) est plus délicate. Si l'on s'intéresse à la hauteur thermocapillaire sur l'axe $h_{th}(0)$ que nous avons mesurée dans nos expériences:

$$h_{th}(0) = \left(\frac{\eta_1 - \eta_2}{\eta_1 + \eta_2} \right) \frac{1}{\sigma} \frac{\partial \sigma}{\partial T} T_E(0) \frac{a_{th}^2}{2} \int_0^{+\infty} \frac{k^2}{k^2 + \frac{1}{l_C^2}} \exp\left(-\frac{a_{th}^2 k^2}{4}\right) dk \quad (8.45)$$

Il se trouve que l'intégrale apparaissant dans (8.45) est certes calculable numériquement, mais qu'elle ne présente pas d'expression analytique simple. En effet, les tables d'intégrales donnent [45]:

$$\int_0^{+\infty} \frac{x^2 e^{-a^2 x^2}}{x^2 + b^2} dx = \frac{\sqrt{\pi}}{2a} - \frac{\pi b}{2} e^{a^2 b^2} \left[1 - \Psi(ba) \right] \quad (8.46)$$

avec

$$\Psi(xy) = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-x^2 y^2} \int_0^{+\infty} \frac{t y e^{-x^2 y^2}}{\sqrt{t^2 + x^2}} dt \quad (8.47)$$

On peut donc tout au plus majorer la hauteur h_{th} par:

$$h_{th} < \left(\frac{\eta_1 - \eta_2}{\eta_1 + \eta_2} \right) \frac{1}{\sigma} \frac{\partial \sigma}{\partial T} T_E(0) \frac{\sqrt{\pi}}{2} a_{th} \quad (8.48)$$

Evaluons donc le majorant de l'équation précédente, par exemple pour $T - T_C = 0.5K$, et un faisceau laser de rayon $\omega_0 = 4.8\mu m$. On prendra dans ce cas une taille caractéristique de la distribution de température $a_{th} \simeq 50\mu m$. On trouve alors:

$$h_{th} < \left(\frac{\eta_1 - \eta_2}{\eta_1 + \eta_2} \right) T_E(0) 10^{-4} \quad (8.49)$$

Compte tenu de la valeur de l'absorption de la microémulsion $\alpha_{th} = 3 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ (cf chapitre 3), et de l'élévation de température au centre donnée par la formule (8.3), on peut estimer que:

$$T_E(0) \simeq 0.1 * P(K) \quad (8.50)$$

où la puissance P du faisceau laser est exprimée en W. Pour un faisceau laser incident de puissance $P = 1 \text{ W}$, on aurait donc:

$$h_{th} < \left(\frac{\eta_1 - \eta_2}{\eta_1 + \eta_2} \right) 10^{-5} \quad (8.51)$$

On voit donc que notre modèle sous-estime la hauteur des déformations thermocapillaires d'un facteur 10, puisque si les viscosités des phases diffèrent d'une dizaine de pour cent:

$$h_{th} < 10^{-6} \text{ m} \quad (8.52)$$

Or expérimentalement la hauteur des déformations thermocapillaires est plutôt de l'ordre de la dizaine de microns (cf figures (8.6) et (8.7)). D'un point de vue quantitatif, notre modèle ne permet donc pas de prédire la hauteur des déformations. On notera toutefois le nombre important de paramètres inconnus dans les estimations précédentes. Si par exemple, l'élévation de température est de 1 K pour $P = 1 \text{ W}$ et non de 0.1 K, l'ordre de grandeur estimé de la déformation thermocapillaire est tout à fait raisonnable.

Profils des déformations

Nous avons toutefois regardé si le profil des déformations thermocapillaires était bien décrit par la formule (8.39). Nous avons donc normalisé le préfacteur devant l'intégrale de façon adhoc par rapport à la hauteur réelle sur l'axe et comparé les profils obtenus par intégration numérique de l'équation (8.39) aux profils expérimentaux. Les résultats des comparaisons, pour les profils expérimentaux montrés préalablement sur la figure (8.4), sont présentés sur la figure (8.13). Dans les simulations numériques, nous avons pris comme largeur caractéristique de la distribution gaussienne de température $a_{th} = 50\mu m$. On peut constater le bon accord entre les profils expérimentaux et le modèle, pour cette taille de la distribution de température qui rend compte le mieux des déformations observées. Comme dit précédemment, les profils des déformations thermocapillaires semblent dépendre peu du rayon du faisceau incident. Nous avons donc repris les profils présentés sur la figure (8.5). L'intégration numérique de (8.39), en prenant toujours $a_{th} = 50\mu m$, donne des profils théoriques de déformation en accord avec les observations. On est cependant étonné de constater que la largeur de la distribution de température nécessaire pour simuler les déformations soit indépendante du rayon du faisceau incident. En effet, dans les phénomènes thermiques induits par laser, on pose plutôt en général $a_{th} = ka_0$, où a_0 est la largeur du faisceau gaussien [1, 46], et k une constante supérieure à 1.

8.3 Bilan critique

Nous avons dans ce chapitre caractérisé expérimentalement les déformations d'origine thermique, de sens opposé aux déformations induites par la pression de radiation, observées au voisinage du point critique. En particulier, nous avons montré qu'il s'agissait bien de déformations à caractère non-local, bien plus larges que la taille de l'excitation laser et qui s'estompent rapidement quand on s'éloigne du point critique. Leur temps caractéristique de croissance est lui aussi bien plus grand que le temps de croissance des déformations induites par la pression de radiation seule. Notre étude nous permet donc de différencier ces deux types de déformations de l'interface. Dans l'optique de l'application des déformations induites par la pression de radiation à la mesure de tensions de surface, il est en effet nécessaire de pouvoir les distinguer sans ambiguïté d'éventuelles déformations d'origine thermiques, ou de minimiser ces dernières par un choix adapté des paramètres (notamment la puissance) de l'excitation laser.

Nous avons également essayé de modéliser ces déformations d'origine thermique, en faisant l'hypothèse de déformations induites par thermocapillarité. Nous sommes ainsi capables de retrouver la dépendance des déformations vis-à-vis de l'écart à la température critique, ainsi que leur sens. On peut d'ailleurs préciser que ces déformations thermocapillaires ne doivent pas être vues seulement comme des artefacts expérimentaux gênant l'étude des effets de la pression de radiation. En effet, si l'on pouvait connaître précisément la distribution de température induite par le faisceau laser (au moyen d'une caméra infrarouge par exemple), la hauteur des déformations thermocapillaires nous permettrait d'évaluer la différence de viscosité dynamique $\eta_1 - \eta_2$ entre les deux phases. On disposerait ainsi d'une mesure, une nouvelle fois sans contact, du saut de viscosité entre deux phases liquides.

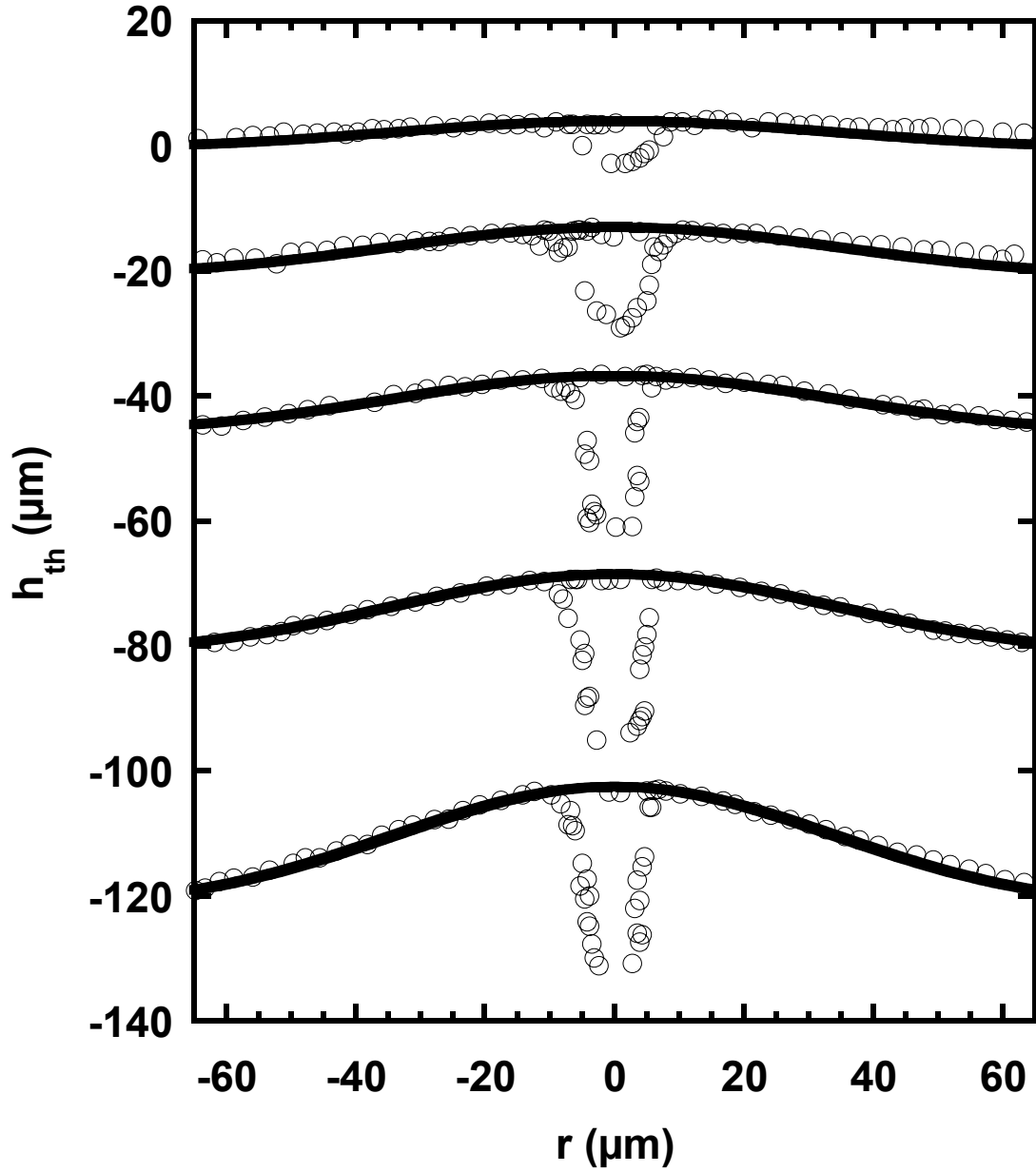


FIG. 8.12 – Profils expérimentaux ($\circ$) des déformations extraits après traitement numérique des images de la figure (8.1), i.e pour un écart à la température critique $T - T_C = 1.5K$ et un faisceau laser de rayon au col $\omega_0 = 4.8\mu m$. Les profils théoriques calculés à partir de l'équation (8.39) sont superposés en traits pleins. La taille caractéristique de la distribution de température vaut $a_{th} = 50\mu m$. Les puissances laser croissantes (de haut en bas) valent respectivement $P = 90, 180, 300, 420$, et 590 mW.

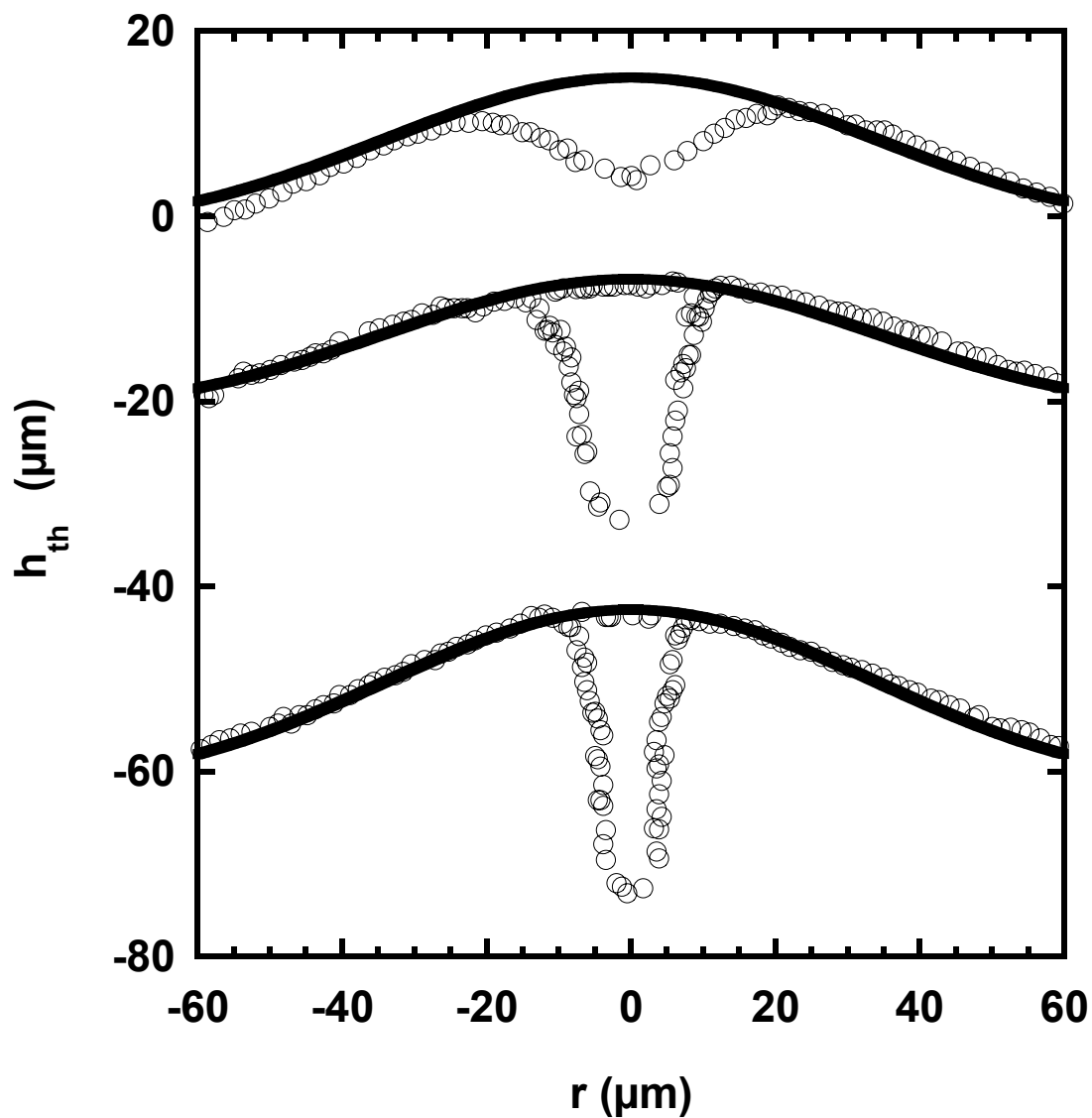


FIG. 8.13 – Profils expérimentaux ($\circ$) des déformations induites pour un écart à la température critique $T - T_C = 1.5K$ et une puissance laser $P = 590 \text{ mW}$, pour trois rayons de faisceau $\omega_0 = 4.8, 8.9$ et $15.3 \text{ } \mu\text{m}$ (cf (Fig (8.5))). Les profils théoriques calculés à partir de l'équation (8.39) sont superposés en traits pleins. La taille caractéristique de la distribution de température vaut $a_{th} = 50 \mu\text{m}$ pour les trois rayons de faisceau.

Références

- [1] R. S. Moore S. P. S. Porto J. P. Gordon, K. C. C. Leite and J. R. Whinnery. Long-transient effects in lasers with inserted liquid samples. *J. Appl. Phys.*, 36(1):3–8, 1965.
- [2] M. Lax. Temperature rise induced by a laser beam. *J. Appl. Phys.*, 48(9):3919–3924, 1977.
- [3] M. Lax. Temperature rise induced by a laser beam ii. the nonlinear case. *J. Appl. Phys.*, 33(8):786–788, 1978.
- [4] F. Brochard-Wyart. Déformations de films liquides ultraminces induites par thermocapillarité. *C. R. Acad. Sci. Paris*, t. 307, Série II:1613–1616, 1988.
- [5] J. Jaarinen J. Hartikainen and M. Luukkala. Deformation of a liquid surface by laser heating: laser-beam self-focusing and generation of capillary waves. *Can. J. Phys.*, 64:1341–1344, 1986.
- [6] Al. A. Kolomenskii. Perturbations of the surface of a liquid interacting with modulated optical radiation. *Sov. J. Quantum Electron.*, 19(3):365–368, 1989.
- [7] Al. A. Kolomenskii and H. A. Schuessler. Nonlinear excitation of capillary waves by the marangoni motion induced with a modulated laser beam. *Phys. Rev. B*, 52(1):16–19, 1995.
- [8] Al. A. Kolomenskii and H. A. Schuessler. Excitation of capillary waves in strongly absorbing liquids by a modulated laser beam. *Appl. Opt.*, 38(30):6357–6364, 1999.
- [9] A. Hajiloo. Analysis of laser-induced capillary waves. *J. Colloid Interface Sci.*, 116(1):59–69, 1987.
- [10] K. Sakai and K. Takagi. Observation of coexistence of gas and condensed phases in langmuir films by scanning ripplon light scattering technique. *Langmuir*, 10:802–806, 1994.
- [11] N. Hirota K. Yasumoto and M. Terazima. Laser-induced capillary wave at air/liquid interfaces in time domain. *Appl. Phys. Lett.*, 74(10):1495–1497, 1999.
- [12] B. A. Bezuglyi and A. A. Fedorets. Measuring the thickness of thin liquid films on solid surfaces using the laser-induced thermocapillary response. *Technical Physics Letters*, 27(5):359–361, 2001.
- [13] T. Tschudi B. Schneeberger, F. Laeri and F. Mast. Realtime spatial light modulator. *Opt. Commun.*, 31(1):13–15, 1979.
- [14] B. Schneeberger F. Laeri and T. Tschudi. Spatial light modulator based on a deformable oil layer. *Opt. Commun.*, 34(1):23–28, 1980.
- [15] D. P. Krindach B. A. Bezuglyi and V. S. Maiorov. Image formation in liquid films by thermocapillary convection. *Sov. Phys. Tech. Phys.*, 27(12):1489–1490, 1982.

- [16] P. Manneville J. C. Louergue and Y. Pomeau. Interface deflections induced by the marangoni effect: an application to infrared-visible image conversion. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 14:1967–1977, 1981.
- [17] J. C. Louergue. Deformation of surfaces of a thin liquid film by thermal perturbations. *Thin Solid Films*, 82:61–71, 1981.
- [18] Y. Lévy J. C. Louergue and C. Imbert. Thermal imaging system with a two-phase ternary mixture of liquids. *Opt. Commun.*, 45(3):149–154, 1983.
- [19] J. C. Louergue and S-L Xu. Infrared photography in liquid films by thermocapillary convection. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 7(1):171–182, 1986.
- [20] G. da Costa and J. Calatroni. Transient deformation of liquid surfaces by laser-induced thermocapillarity. *Appl. Opt.*, 18(2):233–235, 1979.
- [21] G. da Costa. Competition between capillary and gravity forces in a viscous liquid film heated by a gaussian laser beam. *J. Physique*, 43:1503–1508, 1982.
- [22] E. Ruiz G. da Costa, F. Bentolila and H. Galan. Interactions entre faisceaux lumineux dans un milieu liquide thermocapillaire. *J. Optics*, 14(4):179–188, 1983.
- [23] F. Bentolila G. da Costa and E. Ruiz. Laser-induced thermohydrodynamic effects in thin liquid membranes. *Phys. Lett.*, 95A(6):313–315, 1983.
- [24] G. da Costa and M. C. Coll. Thermocapillary surface wave induced in a liquid film by oblique incidence of a laser beam. *Phys. Lett. A*, 165:153–158, 1992.
- [25] G. da Costa. Optical visualization of the velocity distribution in a laser-induced thermocapillary liquid flow. *Appl. Opt.*, 32(12):2143–2151, 1993.
- [26] G. da Costa and R. Escalona. Time evolution of the caustics of a laser heated liquid film. *Appl. Opt.*, 29(7):1023–1033, 1990.
- [27] A. Marcano O. and G. da Costa. Microstructure of the laser-induced thermal lens. *SPIE Vol. 1626*, Nonlinear Optics III:348–353, 1992.
- [28] G. Da Costa A. M. Olaizola and J. A. Castillo. Geometrical interpretation of a laser-induced thermal lens. *Optical Engineering*, 32(5):1125–1130, 1993.
- [29] H. Helmers and W. Witte. Holographic study of laser-induced liquid surface deformations. *Opt. Commun.*, 49(1):21–23, 1984.
- [30] K. Rozniakowski. Transient deformation of the surface of a thermocapillary liquid by laser heating. *Quantum Electronics*, 25(2):140–142, 1995.
- [31] D. Bäuerle. *Laser processing and chemistry*. Springer, Berlin, troisième édition, 2000.
- [32] S. A. Viznyuk and A. T. Sukhodol'skii. Thermocapillary self-interaction of laser radiation in thin layers of an absorbing liquid. *Sov. J. Quantum Electron.*, 18(4):489–491, 1988.
- [33] S. H. Davis A. Oron and S. G. Bankoff. Long-scale evolution of thin liquid films. *Rev. Mod. Phys.*, 69(3):931–980, 1997.
- [34] A. T. Sukhodol'skii. Light-capillary phenomena. *Bulletin of the academy of sciences of the USSR, Physical Series*, 50(9):51–57, 1986.
- [35] S. A. Viznyuk and A. T. Sukhodol'skii. A stationary light-hydraulic effect in a continuously heated liquid stream. *Sov. Phys. Lebedev Institute Rep.*, 1:39–41, 1988.
- [36] S. F. Rastopov S. A. Viznyuk and A. T. Sukhodol'skii. On thermocapillary aberrational transformation of laser beams. *Opt. Commun.*, 71(5):239–243, 1989.

- [37] S. F. Rastopov S. A. Viznyuk and A. T. Sukhodol'skii. Aberrations with thermocapillary self-effect of laser radiation. *Sov. Phys. Lebedev Institute Rep.*, 5:34, 1989.
- [38] S. A. Viznyuk and A. T. Sukhodol'skii. Rectification of the intensity distribution of gaussian beams using aspheric lenses. *Sov. J. Quantum Electron.*, 20(2):167–170, 1990.
- [39] S. A. Viznyuk and A. T. Sukhodol'skii. Thermocapillary optical nonlinearity in stratified solutions. *Sov. J. Quantum Electron.*, 21(1):89–93, 1991.
- [40] P. P. Pashinin S. A. Viznyuk and A. T. Sukhodol'skii. Recording dynamic diffraction gratings and optical phase conjugation by light-capillary profiling of thin liquid films. *Opt. Commun.*, 85:254–260, 1991.
- [41] N. A. Ivanova B. A. Bezuglyi and A. Yu. Zueva. Laser-induced thermocapillary deformation of a thin liquid layer. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, 42(3):493–496, 2001.
- [42] J. Shakars V. Zauls, G. Liberts and A. Cebers. Thermo optical mirror on the free ferrofluid surface. *Proceedings of the Spie*, 2967:260–265, 1997.
- [43] A. A. Nepomnyashchy I. B. Simanovskii L. M. Braverman, K. Eckert and A. Thess. Convection in two-layer systems with an anomalous thermocapillary effect. *Phys. Rev. E*, 62(3):3619–3631, 2000.
- [44] T. C. Choy. The viscosity of suspensions - an effective medium approach that incorporates brownian motion. *Physica A*, 221:263–276, 1995.
- [45] M. Abramowitz and I. A. Stegun. *Handbook of mathematical functions*. Dover, New-York, 1972.
- [46] T. Du and W. Luo. Intensity dependent transmission dynamics in magnetic fluids. *J. Appl. Phys.*, 85(8):5953–5955, 1999.

Chapitre 9

Conclusion et perspectives

Au cours de cette thèse, nous avons étudié de façon extrêmement commode des déformations d'interface induites par la pression de radiation d'une onde laser continue, grâce aux propriétés de phases micellaires de microémulsion quasicritiques au voisinage de leur point critique de démixion. La très faible tension de surface du ménisque entre les deux phases et leur bon contraste d'indice, nous ont permis de visualiser directement pour la première fois des déformations d'interface stationnaires de taille micrométrique. De plus, l'appartenance de nos phases micellaires à la classe d'universalité ($d=3, n=1$) du modèle d'Ising assure la généralité de nos résultats expérimentaux pour l'ensemble des interfaces liquides entre fluides isotropes. L'autre avantage conféré par le caractère critique du système est de pouvoir faire varier continûment sur une grande plage les paramètres physiques, en modifiant simplement l'écart à la température critique.

Fort de ces constatations générales, nous avons ensuite constamment articulé notre propos entre aspects optiques et aspects hydrodynamiques des déformations d'interface induites par la pression de radiation. Ainsi, d'un point de vue optique, nous avons démontré quantitativement que les déformations linéaires étaient indépendantes du sens de propagation du faisceau par rapport à l'interface, et toujours dirigées vers le milieu le moins réfringent. Nous avons pu comparer avec succès leur profil au profil prévu par la théorie. De plus, alors que l'effet de lentille associé doit être en général utilisé pour détecter les déformations pour des interfaces classiques, nous avons dans notre cas suggéré la possibilité de réaliser des lentilles adaptatives commandées par la pression de radiation par ce biais.

D'un point de vue hydrodynamique, nous avons établi et validé expérimentalement une loi d'échelle universelle exprimant la hauteur adimensionnée des déformations en terme d'une fonction $F(Bo)$ du seul nombre de Bond optique Bo , carré du rapport de la largeur ω_0 du faisceau au col divisée par la longueur capillaire l_C caractéristique de l'interface. Cette loi d'échelle s'avère être particulièrement utile pour mesurer la tension de surface d'interfaces entre fluides complexes grâce aux déformations induites par laser. Dans ce but, il était également important de pouvoir distinguer sans ambiguïté les effets de la pression de radiation seule d'éventuels effets thermiques perturbateurs, comme nous l'avons fait au chapitre 7.

Pour les plus fortes excitations laser, l'optique et l'hydrodynamique deviennent totalement imbriquées et donnent naissance à des effets non-linéaires spectaculaires. Nous avons mis en évidence dans ces conditions une brisure de symétrie du comportement des déformations par rapport au sens de propagation du faisceau. On observe des doigts non-

linéaires stables quand le faisceau laser se propage du milieu le moins réfringent vers le milieu le plus réfringent. Par contre pour le sens inverse de propagation, l'interface se déstabilise au-delà d'une certaine puissance seuil P_S et un jet liquide, émettant un chapelet de gouttes à son extrémité, se forme. Nous avons déterminé expérimentalement une loi d'échelle pour la puissance seuil de cette instabilité optohydrodynamique, loi d'échelle a priori valable pour toutes les interfaces entre fluides isotropes. Nous avons de plus montré qu'un mécanisme possible à l'origine de l'instabilité était le phénomène de réflexion totale, susceptible de se produire au sein de la déformation induite lors du passage de l'onde d'un milieu plus réfringent à un milieu moins réfringent. L'écriture de la condition de réflexion totale à l'interface permet en effet de retrouver la loi d'échelle déterminée expérimentalement pour le seuil en puissance P_S .

Le jet liquide formé après la déstabilisation de l'interface présente des similarités étonnantes avec les jets liquides qui se développent à partir du cône de Taylor lors des instabilités électrohydrodynamiques d'interfaces liquides diélectriques. Avec des sources laser adaptées, on pourrait ainsi envisager d'atomiser des liquides par voie optique. Les gouttelettes formées, dont la distribution de taille reste à déterminer, seraient de plus guidées et confinées selon l'axe du faisceau laser.

Le couplage entre la propagation du faisceau et les déformations et instabilités induites joue un rôle primordial dans le processus de formation de ponts liquides sous champ laser. Nous sommes en effet capables de créer, dans certaines conditions expérimentales, des ponts liquides dont la rapport d'aspect est directement contrôlé par le rayon du faisceau laser incident. De plus, ces colonnes liquides sont stabilisées bien au-delà du rapport d'aspect limite de l'instabilité de Rayleigh-Plateau. Nous avons ainsi atteints de façon contrôlée des rapports d'aspect $\Lambda \simeq 16$ dans des capillaires de $100 \mu m$ de hauteur. Le raccordement au film de mouillage recouvrant le fond de la cellule d'un jet liquide formé à partir de la surface libre entre les deux phases nous a même permis d'obtenir un cylindre liquide stable de 1 mm de long et de rapport d'aspect $\Lambda \simeq 70$! Nous proposons donc une nouvelle méthode de stabilisation de ponts liquides sous champ laser, concurrente des méthodes de stabilisation par pression acoustique, par champs électrique ou magnétique récemment développées. Le mécanisme physique à l'origine de la stabilisation reste toutefois à élucider. Une image commode consiste en fait à considérer les ponts liquides engendrés par l'onde laser comme des fibres optiques molles auto-adaptées au champ qui s'y propage. L'autofocalisation de l'onde à travers ces structures est actuellement en cours d'étude. Au vu de la très grande régularité des cylindres engendrés, il serait de même intéressant de pouvoir les figer après leur formation. Il faudrait toutefois pour cela trouver des matériaux aisément déformables, puis polymérisables.

En termes de manipulation d'interfaces, les déformations induites par la pression de radiation ouvrent de nombreuses perspectives. Nous sommes en effet capables de créer des structures liquides stables qui n'existeraient pas en l'absence de champ. Nous sommes donc dans des conditions idéales pour étudier leur relaxation une fois l'illumination laser interrompue. La figure (9.1) présente un exemple de la brisure en goutte d'un doigt, consécutive à l'interruption de l'illumination par un faisceau laser de rayon $\omega_0 = 5.3 \mu m$ et de puissance $P = 1 \text{ W}$. Les singularités hydrodynamiques apparaissant lors de la brisure de jets liquides ont fait l'objet de nombreuses études au cours de la dernière décennie. Par rapport aux configurations expérimentales classiques, les déformations induites par la pression de radiation offrent l'avantage d'être des états de base stationnaires aisément reproductibles. De plus, suivant l'écart à la température critique $T - T_C$, on observe des

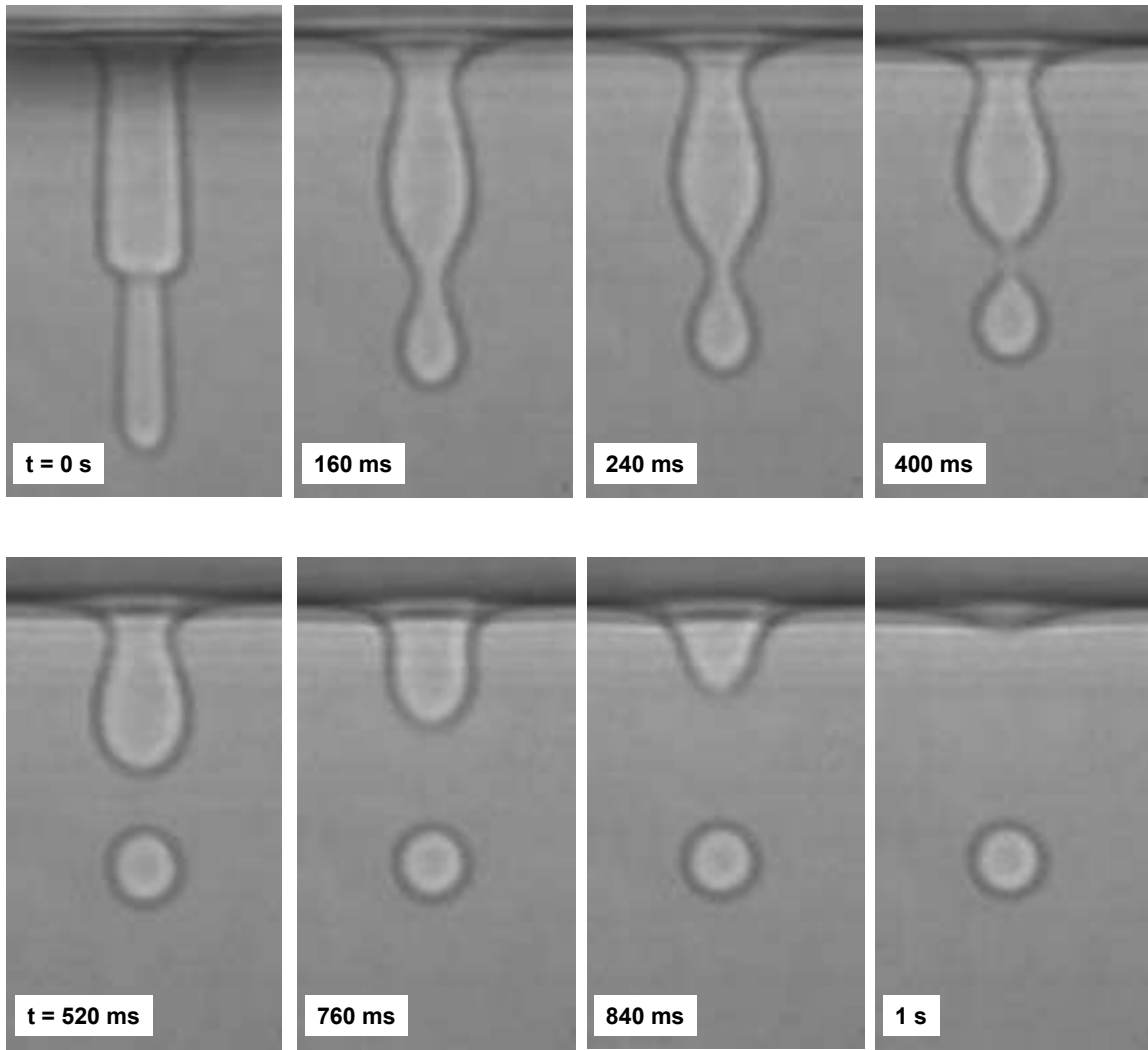


FIG. 9.1 – Rupture d’une déformation non-linéaire après l’arrêt de l’illumination laser. Le doigt initial, d’une hauteur de $60 \mu\text{m}$ a été induit pour un écart à la température critique $T - T_C = 2.5\text{K}$ par un faisceau laser de rayon au col $\omega_0 = 5.3\mu\text{m}$ et de puissance $P = 1\text{ W}$.

modes de brisure ou de relaxation différents. On peut également étudier ces modes à partir des ponts liquides de très grand rapport d’aspect stabilisés sous champ laser. Les figures (9.2) et (9.3) montrent la brisure d’un pont liquide de rapport d’aspect $\Lambda \simeq 17$, formé dans un capillaire de $200 \mu\text{m}$. De même, les images des figures (9.4) à (9.6) correspondent à la rupture d’un filament liquide de rapport d’aspect $\Lambda \simeq 70$, formé à partir du jet émis après la déstabilisation de la surface libre. On observe sur ces deux séries d’images que la relaxation du filament se fait essentiellement par le développement d’instabilités capillaires à la surface du pont, tandis que parallèlement à ce mode de relaxation, les extrémités du filament subissent un mécanisme de pincement. On pourrait ainsi s’intéresser à la distribution en taille et spatiale des gouttes, ou à l’existence de gouttes satellites. Il n’existe pas à notre connaissance de dispositif expérimental offrant des conditions aussi favorables pour ce type d’études.

Il est également possible d'induire optiquement des motifs, en modulant spatialement l'intensité de l'onde laser, ou en utilisant plusieurs faisceaux. Des ponts liquides adjacents ont été créés et stabilisés dans des capillaires de $200\ \mu\text{m}$ (Fig.(9.7)). Le faisceau laser initial a été séparé sur deux voies au moyen d'un cristal biréfringent de KDP. Une lame demi-onde permet ensuite de moduler l'intensité laser des faisceaux ordinaires et extraordinaires. On stabilise ainsi alternativement ou simultanément les ponts induits par chaque faisceau. Un exemple de motif d'arche réalisé de cette manière dans un capillaire de $100\ \mu\text{m}$ est présenté sur la figure (9.8).

Nous avons aussi précisé dans le manuscrit que la pression de radiation agissait toujours selon la normale à l'interface entre les deux diélectriques. Si on incline le faisceau laser, la déformation induite croît dans la direction imposée par le faisceau. On peut de cette façon créer des ponts liquides inclinés stables (Fig. (9.9)). De même, les jets liquides se développent selon l'axe du faisceau. En raccordant le jet au film de mouillage, nous avons stabilisé un filament liquide incliné sur une hauteur de 1 mm (Fig. (9.10)). Si on travaille avec deux faisceaux laser, l'un incident par le haut vertical, l'autre incident par le bas légèrement incliné, on peut former dans des capillaires de $200\ \mu\text{m}$ des coudes liquides stables, en raccordant entre elles les déformations induites par chaque faisceau (Fig. (9.11) et Fig. (9.12)). A partir du coude, en déplaçant lentement l'un des deux faisceaux (celui du haut en l'occurrence), on peut ensuite étirer la zone de liquide jusqu'à former une nappe liquide maintenue par le champ (Fig. (9.13) et Fig. (9.14)).

Nous avons démontré au cours de cette thèse qu'une onde laser permettait d'induire, de contrôler et de diriger le mouvement de fluides à l'échelle micrométrique. Jusqu'à maintenant, les champs électriques ou de température ont été privilégiés pour engendrer des écoulements microfluidiques. L'extrême localité des forces applicables avec des faisceaux lumineux mériterait que l'on examine de plus près leurs potentialités en terme de contrôle d'écoulements dans des fluides complexes afin, qui sait, de donner naissance à une véritable "Optohydrodynamique".

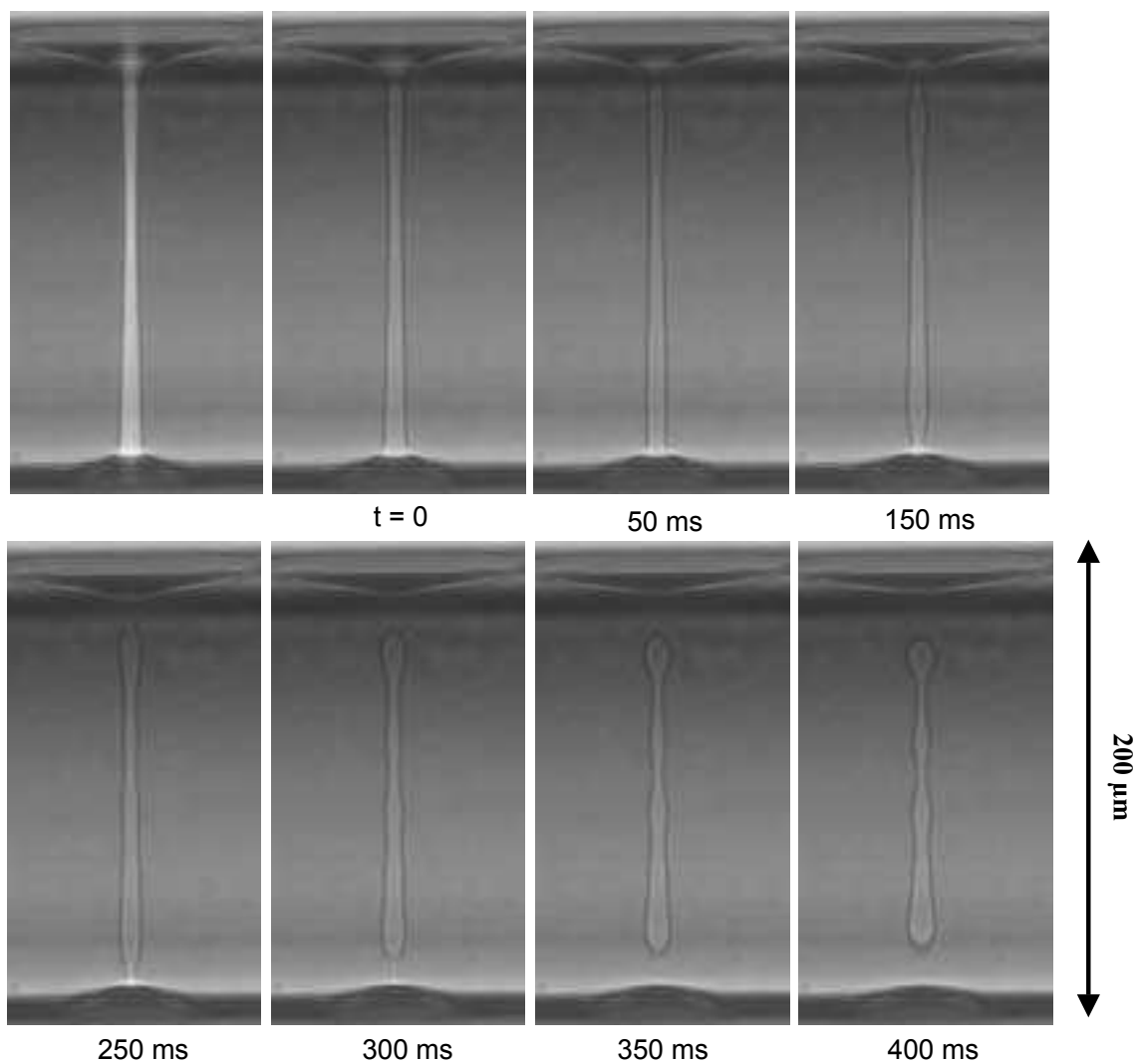


FIG. 9.2 – Rupture d'un pont liquide (rapport d'aspect $\Lambda \simeq 17$) formé dans un capillaire de $200 \mu\text{m}$ par un faisceau laser de rayon $\omega_0 = 3.2 \mu\text{m}$ et de puissance $P = 1.4 \text{ W}$. L'écart à la température critique vaut $T - T_C = 6 \text{ K}$. L'arrêt de l'illumination laser est visible si l'on compare les deux premières images. On remarquera le mécanisme de pincement des extrémités du filament.

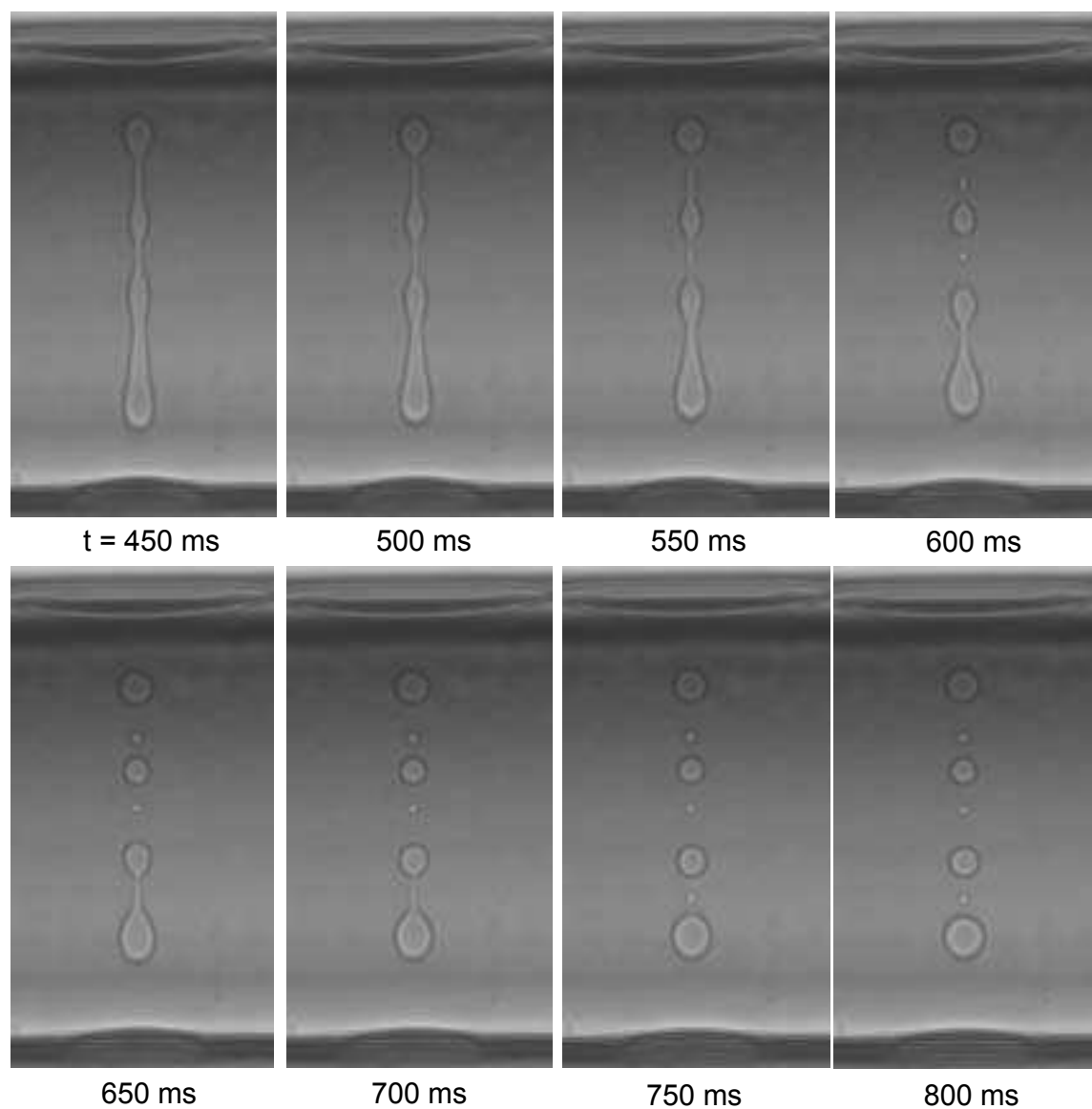


FIG. 9.3 – Suite de la série temporelle de la figure (9.2). Développement des instabilités capillaires et brisure en gouttes finales. Des gouttes satellites sont visibles.

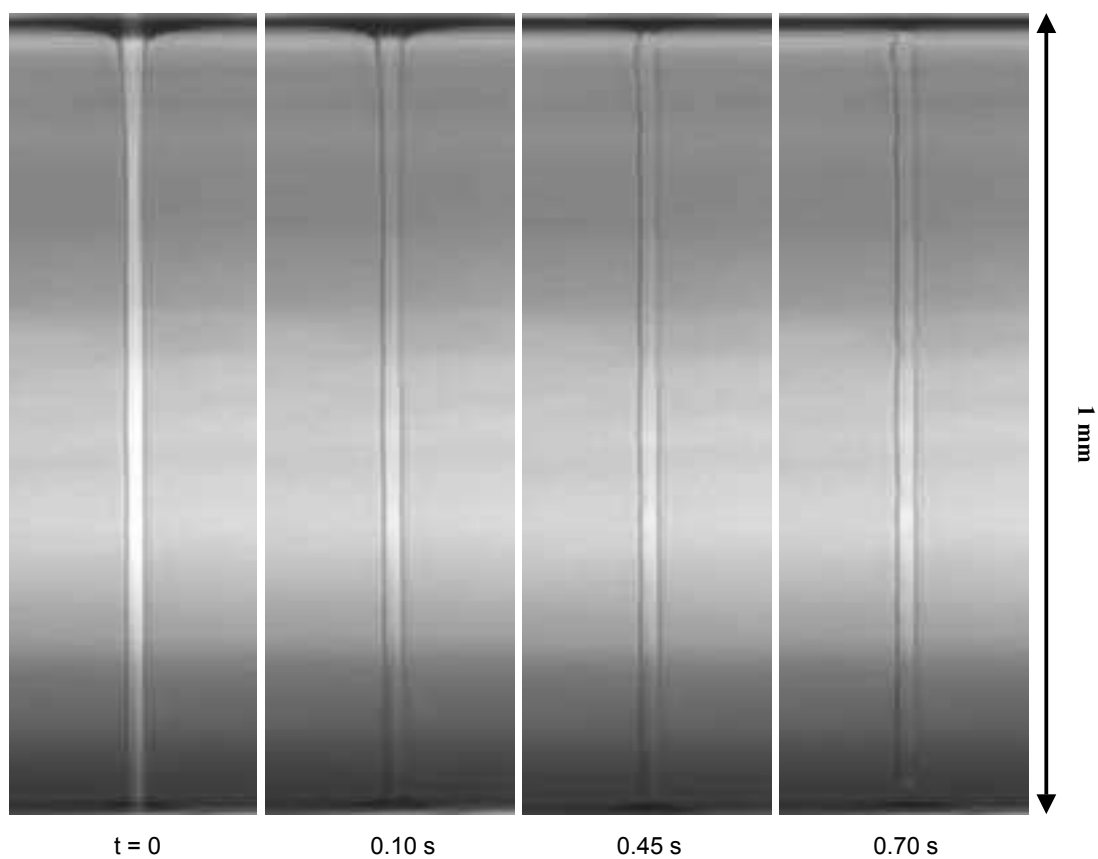


FIG. 9.4 – *Rupture d'un filament liquide (rapport d'aspect $\Lambda \simeq 70$) formé à partir du jet émis après la déstabilisation de la surface libre, sous l'action d'un faisceau laser de rayon $\omega_0 = 3.5\mu\text{m}$ et de puissance $P = 1.75\text{ W}$. L'écart à la température critique $T - T_C = 6\text{ K}$.*

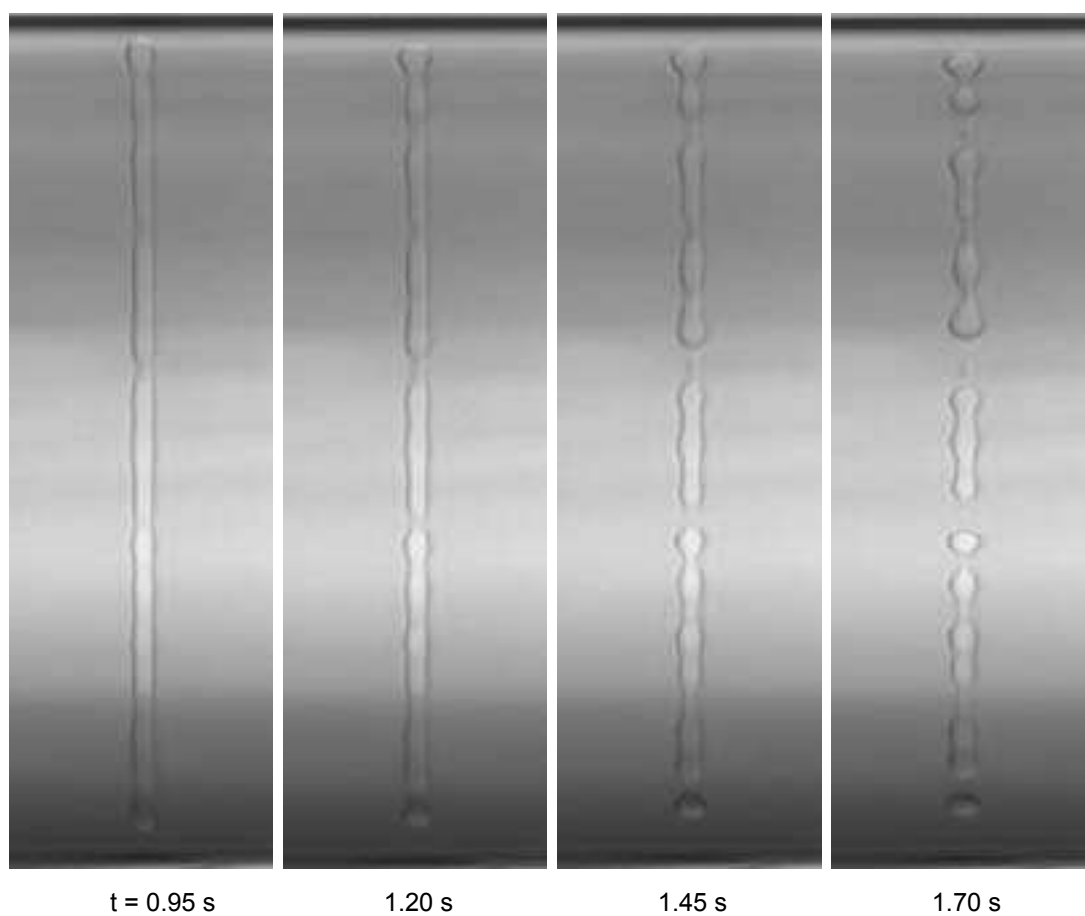


FIG. 9.5 – *Suite de la relaxation du filament de 1 mm de long de la figure (9.4).*

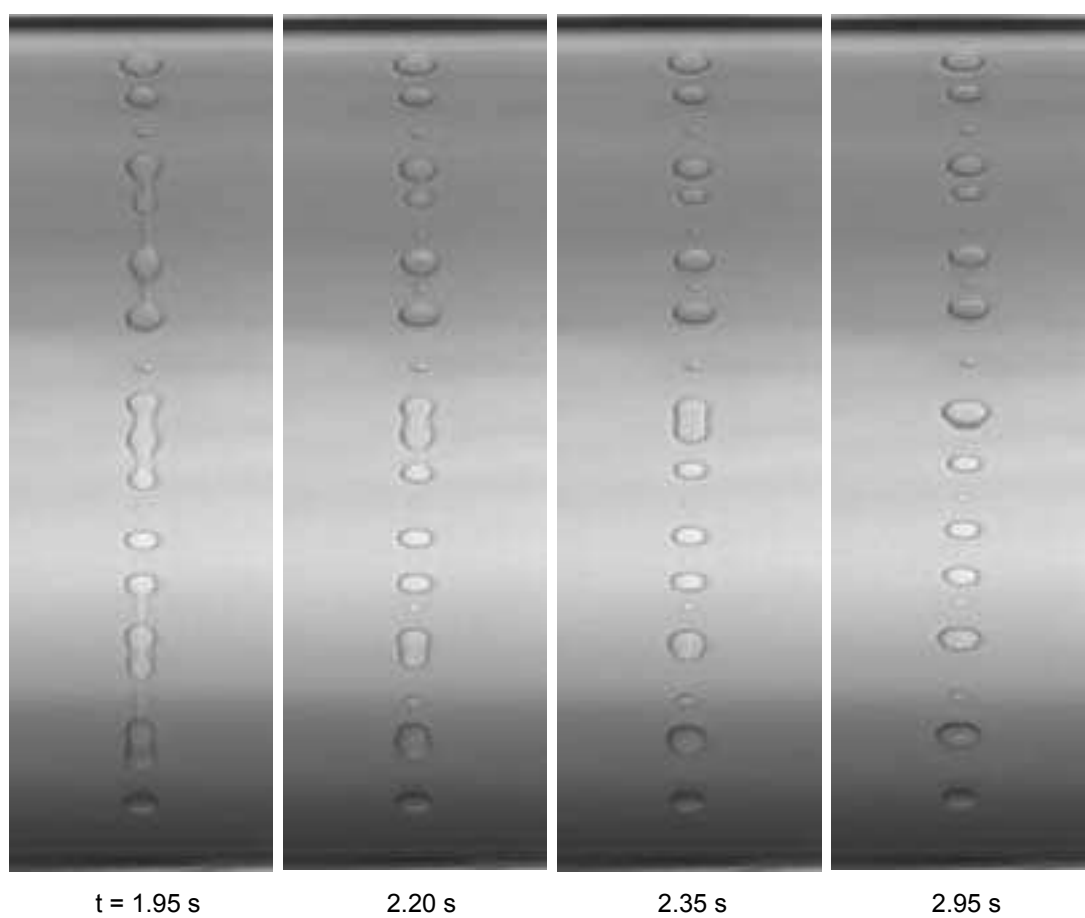


FIG. 9.6 – *Fin de la relaxation et rupture finale en gouttes.*

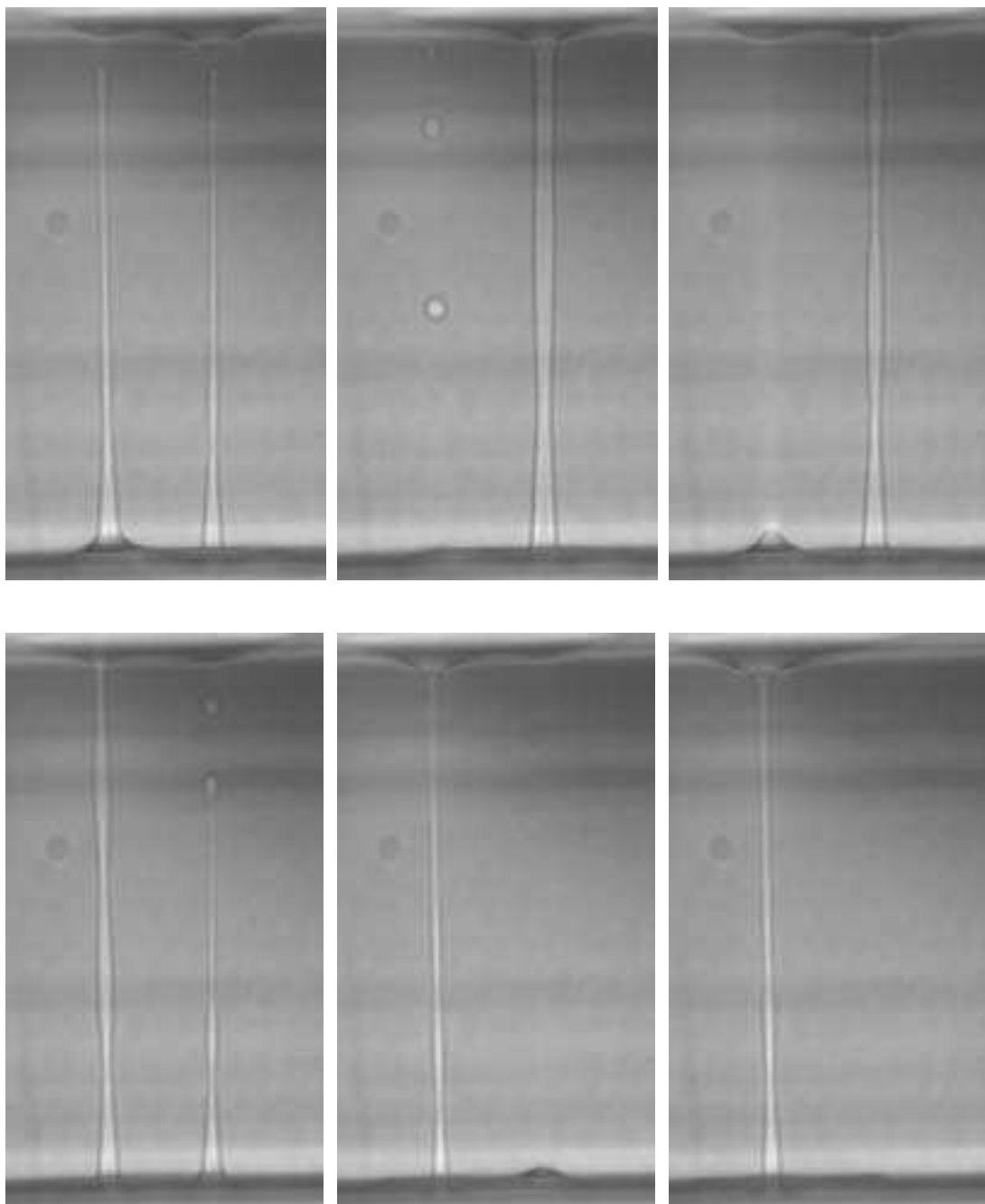


FIG. 9.7 – *Ponts liquides adjacents créés dans un capillaire de 200 μm en séparant le faisceau initial sur deux voies après passage dans un cristal biréfringent de KDP. Les paramètres nominaux de l'excitation laser sont $\omega_0 = 3.9\mu\text{m}$ et $P = 1575 \text{ mW}$. L'écart à la température critique vaut $T - T_C = 6\text{K}$ En jouant sur la polarisation du faisceau, on stabilise alternativement les ponts formés sur chacune des voies.*

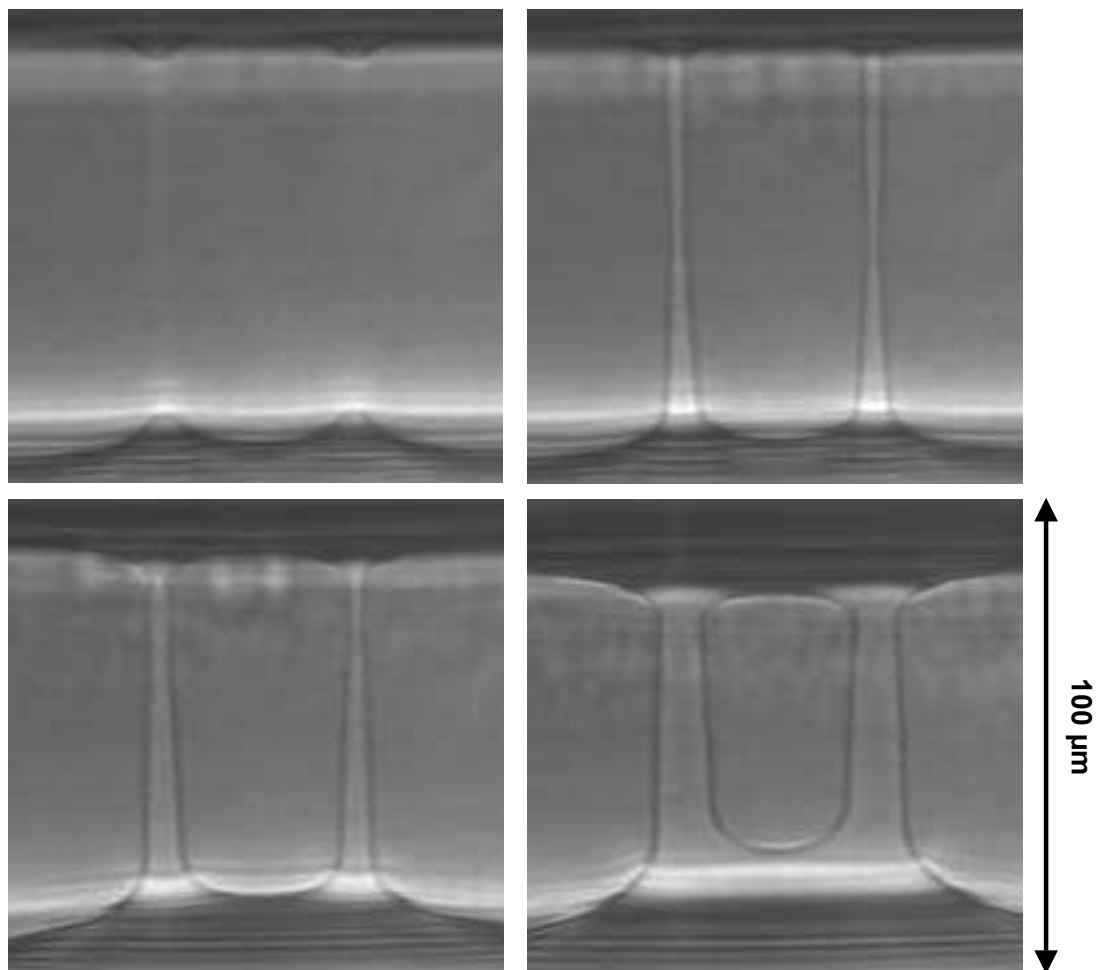


FIG. 9.8 – Ponts doubles formés dans un capillaire de $100\ \mu\text{m}$ selon le même procédé que pour la figure (9.7). Le rayon de chaque faisceaux est de l'ordre de $\omega_0 = 3.9\ \mu\text{m}$. Les puissances laser sont identiques sur chaque voie et croissantes de gauche à droite, et de haut en bas. Elles valent successivement: $P = 280, 350, 490$ et $700\ \text{mW}$. L'écart à la température critique $T - T_C = 7\text{K}$.

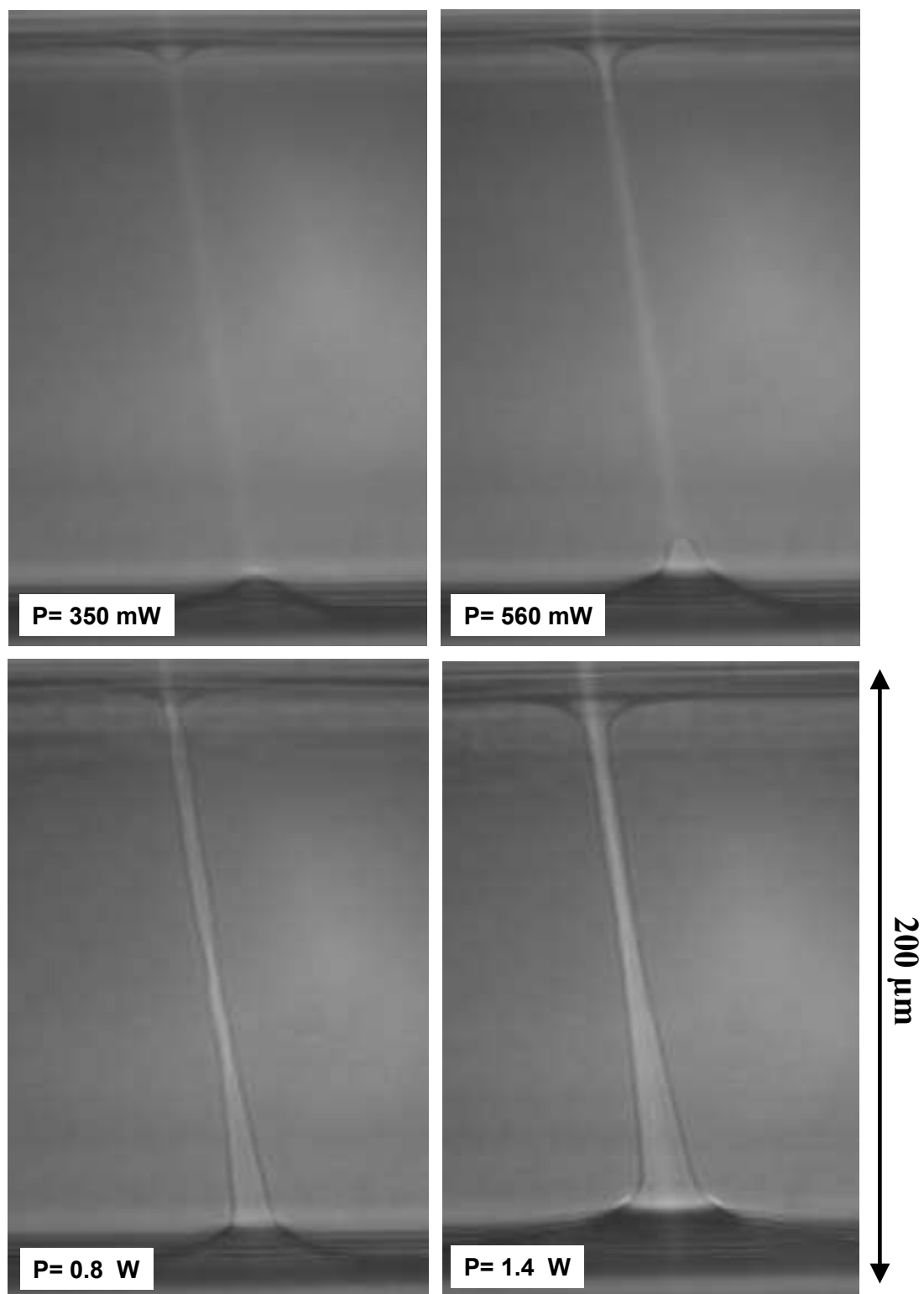


FIG. 9.9 – *Etapes conduisant à la formation d'un pont liquide incliné dans un capillaire de $200 \mu\text{m}$. L'écart à la température critique vaut $T - T_C = 6\text{K}$, et le rayon du faisceau au col $\omega_0 = 3.2\mu\text{m}$. On remarquera que les déformations initiales sont bien dirigées selon l'axe du faisceau.*

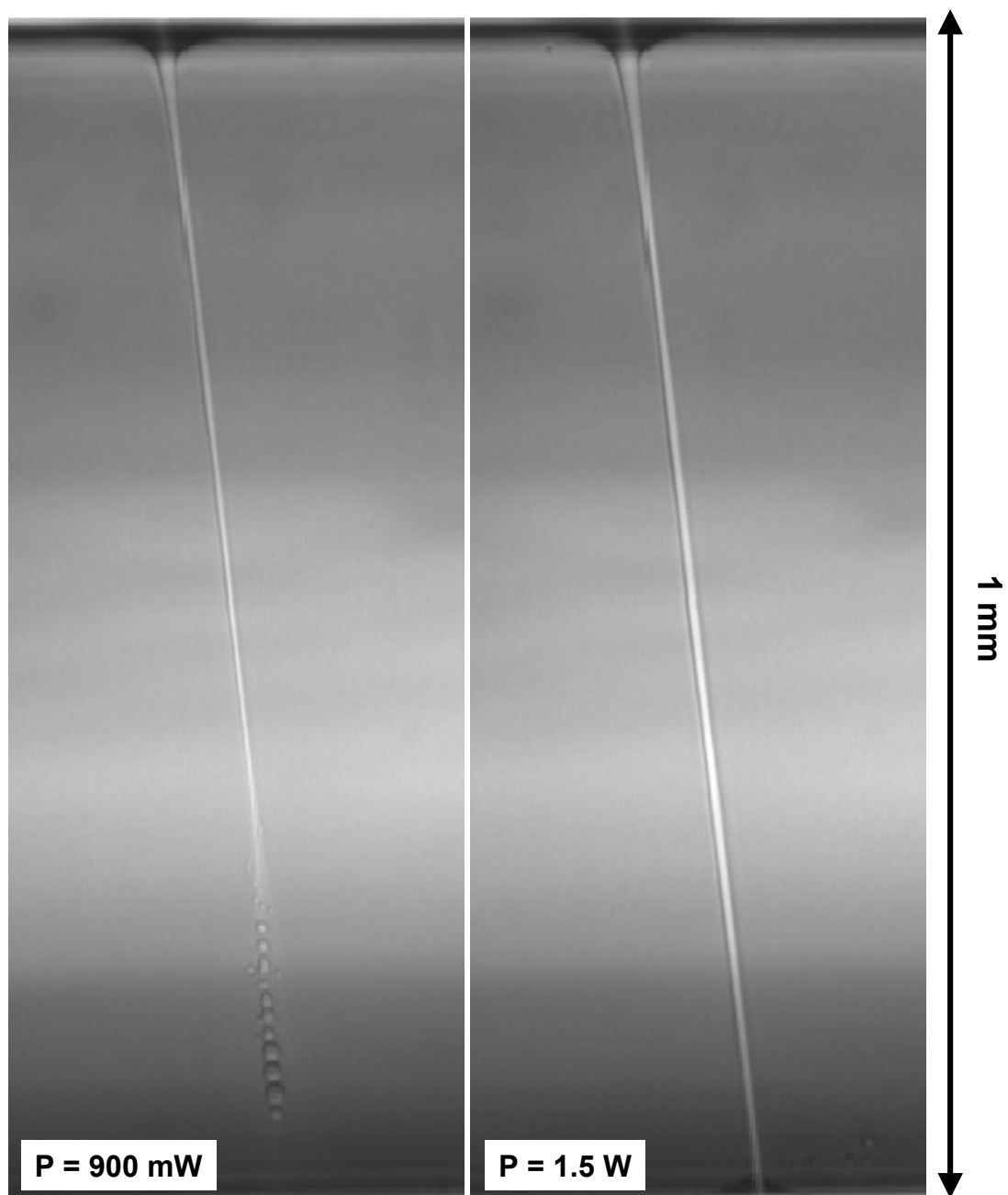


FIG. 9.10 – (a) Jet liquide résultant de la déstabilisation de l'interface libre induite par un faisceau laser se propageant de haut en bas et arrivant sur l'interface en incidence oblique. Le rayon du faisceau au col vaut $\omega_0 = 3.5\mu\text{m}$. (b) Pont liquide incliné obtenu en connectant le filament précédent au film de mouillage de la phase Φ_2 recouvrant le fond de la cellule.

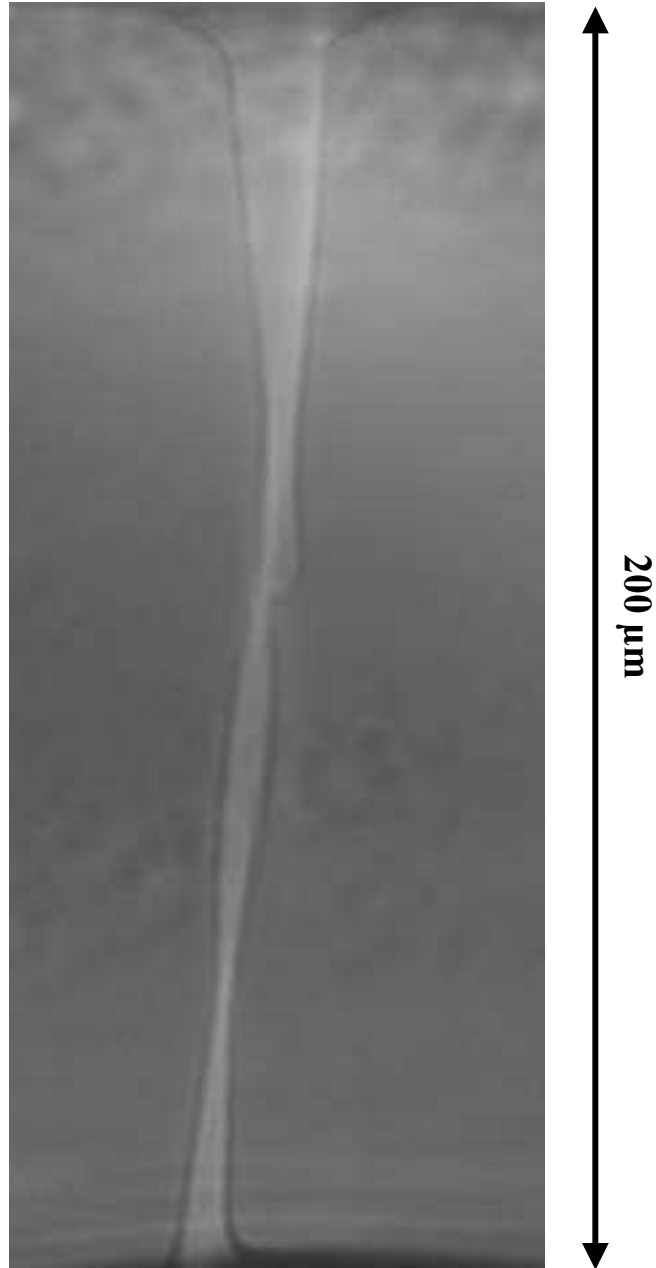


FIG. 9.11 – Exemple de coude liquide formé dans un capillaire de $200\ \mu\text{m}$ au moyen de deux faisceaux laser incidents par le haut et par le bas, ce dernier étant incliné. Le rayon de chaque faisceau est de l'ordre de $\omega_0 = 4\ \mu\text{m}$, et la puissance laser, identique sur chaque voie, vaut $P = 600\ \text{mW}$.

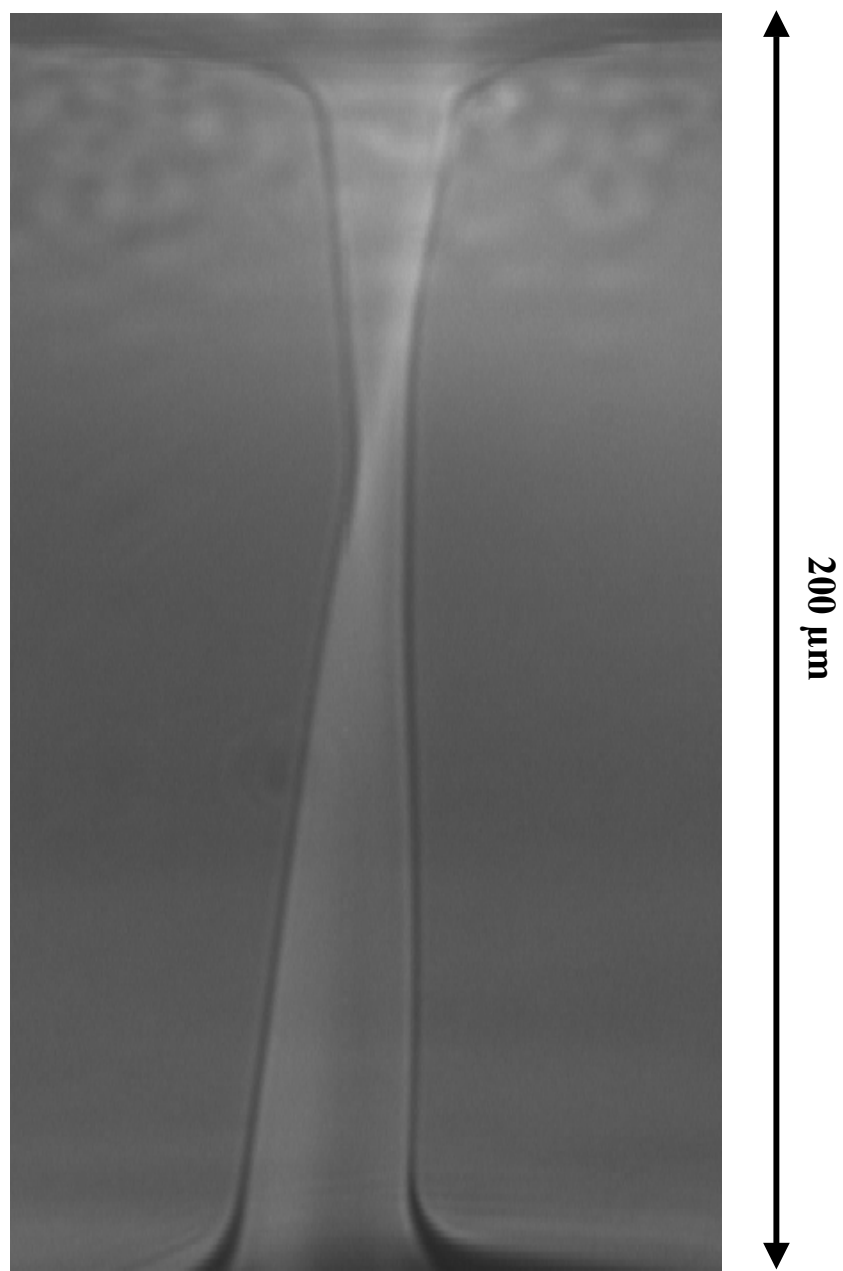


FIG. 9.12 – *Coude liquide obtenu pour des puissances laser légèrement supérieures à celles de la figure (9.11): $P = 800 \text{ mW}$ pour chaque faisceau.*

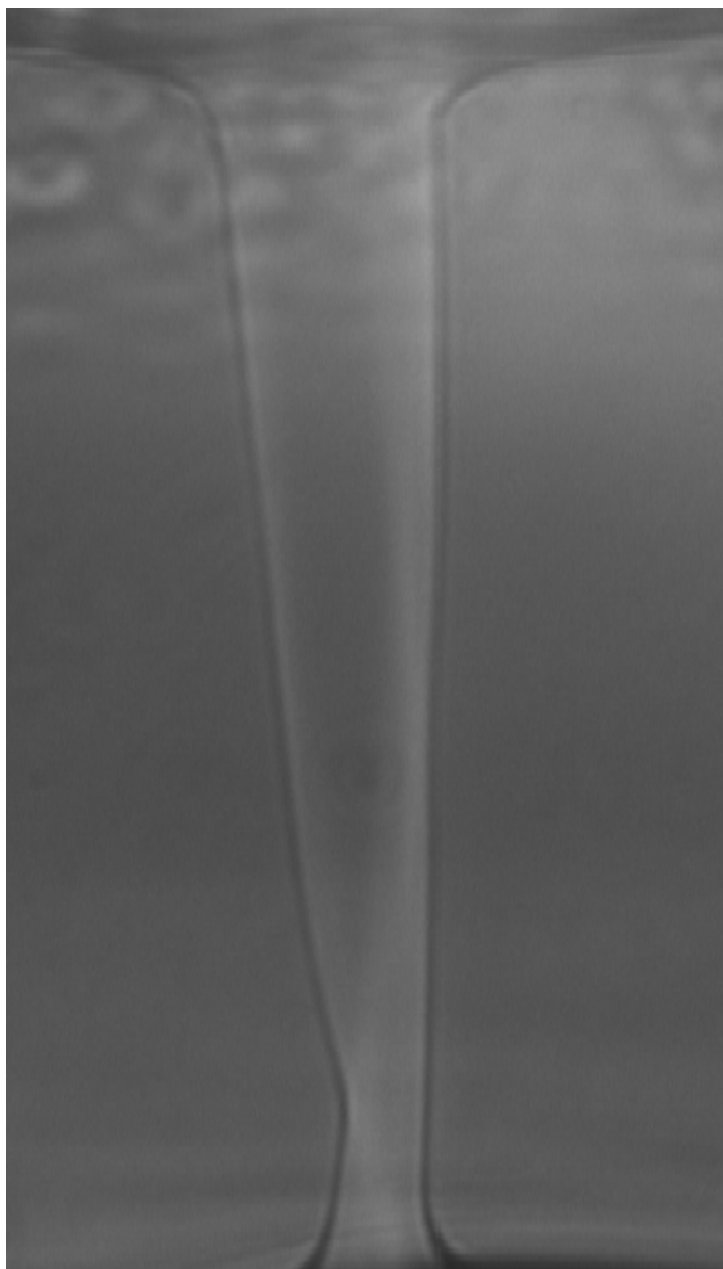


FIG. 9.13 – *Nappe formée à partir du coude liquide de la figure (9.12) en déplaçant légèrement le faisceau du haut.*

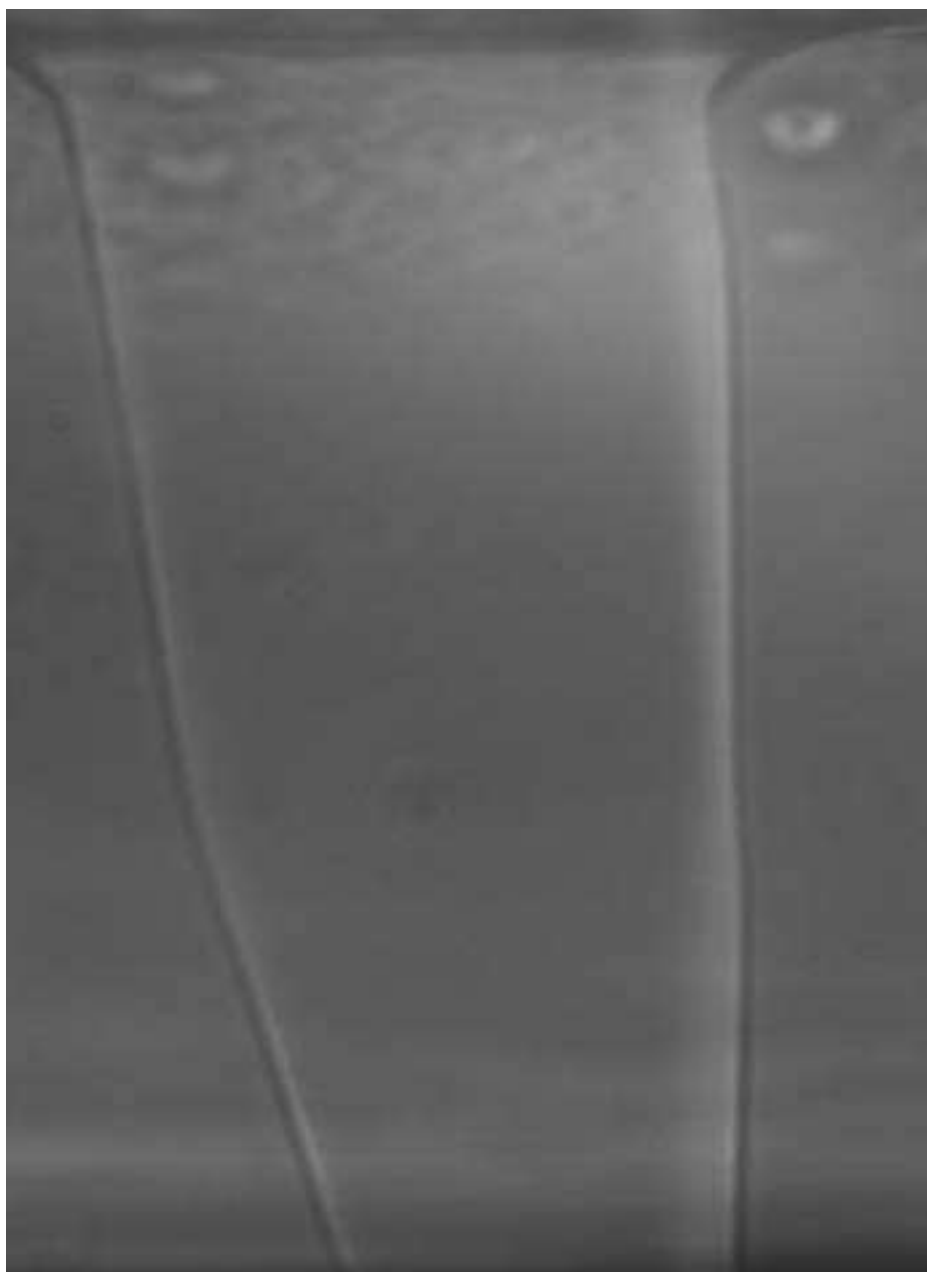


FIG. 9.14 – *Nappe liquide obtenue pour un écartement des faisceaux plus important.*

Chapitre 10

Annexe: bilan de pression de radiation en incidence oblique

La grande amplitude des déformations induites par la pression de radiation observées dans nos expériences, ainsi que les formes de doigts surprenantes engendrées pour les plus fortes intensités laser, nous ont amené à considérer la dépendance de la pression de radiation en fonction de l'angle d'incidence du faisceau laser par rapport à la normale à l'interface. Cette dépendance de la pression de radiation n'a que rarement été prise en compte dans les expériences antérieures, du fait bien entendu de la très petite taille des déformations sur des interfaces classiques. Elle a simplement été exploitée pour maximiser les effets de la pression de radiation, en éclairant une interface eau/air en réflexion totale [1, 2] (cf également la figure 2.14). Nous verrons en effet que dans ces conditions la pression de radiation est maximale à l'interface. Nous n'avons donc pas trouvé dans la littérature de courbes générales détaillant la variation de la pression de radiation en fonction de l'angle d'incidence. De plus, un raisonnement intuitif (comme celui effectué au chapitre 1 en incidence normale pour expliquer le sens de la déformation) basé sur un bilan de quantité de mouvement des photons conduit en général à des formules fausses, si l'on ne prend garde à certaines subtilités liées aux angles de réflexion et transmission, et à la section effective du faisceau à l'interface. Il nous est donc apparu préférable de rechercher une solution plus formelle pour le bilan des forces de pression de radiation à l'interface de deux diélectriques.

Il y a bien deux références relatives à ce sujet [3, 4] mais les formules dérivées dans ces articles sont difficilement généralisables, notamment du fait des cas particuliers envisagés [3]. De même, les phénomènes de réflexion et de transmission d'ondes électromagnétiques à l'interface de diélectriques en mouvement ont fait l'objet d'études théoriques, mais le cas de la pression de radiation n'est en général pas considéré [5, 6, 7]. Nous n'avons finalement trouvé qu'une unique référence dans laquelle le bilan de pression de radiation était effectué de façon rigoureuse [8]. Dans cet article de physique mathématique, le formalisme tensoriel est utilisé pour résoudre les problèmes électromagnétiques de conditions aux limites dans les milieux en mouvement. Ce formalisme est particulièrement adapté au cas de la pression de radiation, puisque celle-ci se définit comme le saut du tenseur des contraintes électromagnétiques à l'interface de deux milieux (cf chapitre 3). Les formules dérivées par Borzdov sont valables dans le cas de la relativité restreinte, et donc a fortiori dans le cas d'une interface fixe. Le but de cet annexe est simplement de réécrire et d'exploiter la formule (8.46) de la référence [8] avec des notations physiques standards et

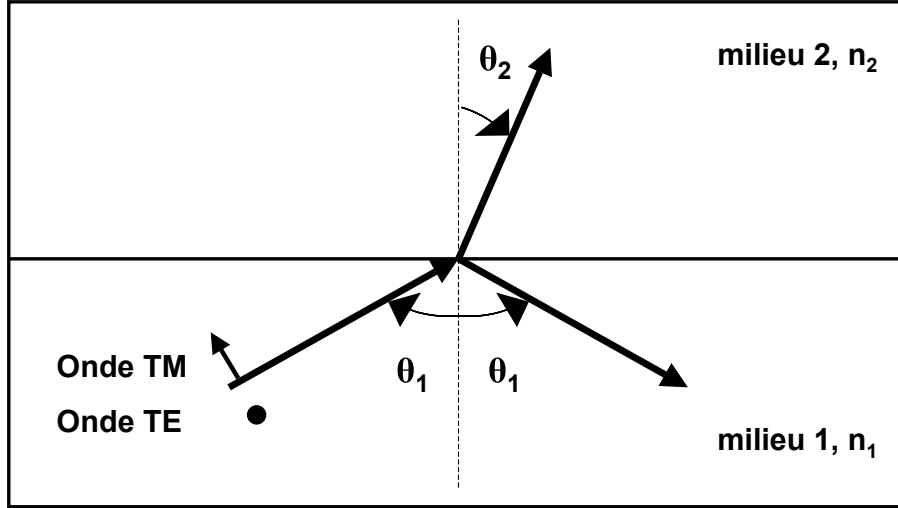


FIG. 10.1 – Définition des notations utilisées pour effectuer le bilan des forces de pression de radiation à l'interface entre deux diélectriques. Le faisceau est incident par le bas du milieu d'indice n_1 vers le milieu d'indice n_2 . Les deux états de polarisation possibles (onde transverse électrique TE ou onde transverse magnétique TM) ont été représentés. θ_1 et θ_2 sont les angles d'incidence et de réfraction par rapport à la normale à l'interface, dont vont dépendre les coefficients de Fresnel de réflexion et de transmission en énergie $R_{TE,TM}$ et $T_{TE,TM}$.

explicites. Un lecteur intéressé notera qu'en abandonnant les unités CGS pour les unités du système international, et en considérant d'emblée la valeur quadratique moyenne sur une période du champ électrique, nos formules diffèrent d'un facteur $\frac{1}{8\pi}$ par rapport à celles de Borzdov.

Les notations utilisées sont précisées sur la figure (10.1). On considère une onde électromagnétique plane incidente sur l'interface séparant deux diélectriques d'indices optiques respectifs n_1 et n_2 . Le milieu indicé par 1 désigne le milieu incident, le milieu 2 étant le milieu dans lequel l'onde est réfractée. Les angles d'incidence et de réfraction sont notés respectivement θ_1 et θ_2 . Les coefficients de Fresnel de réflexion et de transmission en énergie R et T dépendant de la polarisation de l'onde incidente, celle-ci est indiquée: onde transverse électrique TE ou onde transverse magnétique TM. En fonction de la polarisation de l'onde et en l'absence de phénomène de réflexion totale, les coefficients de Fresnel admettent comme expressions classiques [9], pour la polarisation TE:

$$R_{TE} = \left(\frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} \right)^2 \quad (10.1)$$

$$T_{TE} = \frac{4n_1 n_2 \cos \theta_1 \cos \theta_2}{(n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2)^2} \quad (10.2)$$

Pour la polarisation TM:

$$R_{TM} = \left(\frac{n_1 \cos \theta_2 - n_2 \cos \theta_1}{n_1 \cos \theta_2 + n_2 \cos \theta_1} \right)^2 \quad (10.3)$$

$$T_{TM} = \frac{4n_1 n_2 \cos \theta_1 \cos \theta_2}{(n_1 \cos \theta_2 + n_2 \cos \theta_1)^2} \quad (10.4)$$

Avec bien entendu dans chaque cas, les relations supplémentaires imposées par la conservation de l'énergie et la relation de Descartes:

$$R + T = 1 \quad (10.5)$$

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (10.6)$$

Ces notations classiques précisées, nous pouvons maintenant donner l'expression générale de la pression de radiation p_{rad} en fonction des différents paramètres du problème. Un premier point important doit être notifié d'emblée: la pression de radiation s'exerce toujours selon la normale à l'interface. Il n'y a pas de composante tangentielle de force à l'interface. En l'occurrence, $p_{rad} = p_{rad}(\theta_1, \theta_2)$ s'écrit:

$$p_{rad}(\theta_1, \theta_2) = n_1 \cos \theta_1 |E_1|^2 \left[2n_1 \cos \theta_1 - T_{TE, TM}(n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2) \right] \quad (10.7)$$

Soit comme la valeur quadratique moyenne du champ électrique dans le milieu incident s'exprime en fonction de l'intensité laser I comme:

$$|E_1|^2 = \frac{I}{cn_1} \quad (10.8)$$

l'équation (10.7) peut aussi se réécrire sous la forme:

$$p_{rad}(\theta_1, \theta_2) = \frac{\cos \theta_1}{c} \left[2n_1 \cos \theta_1 - T_{TE, TM}(n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2) \right] I \quad (10.9)$$

En particulier, si l'on remplace le coefficient de transmission $T_{TE, TM}$ par son expression en incidence normale, on retrouve la valeur de la pression de radiation utilisée pour décrire les déformations de l'interface au stade linéaire:

$$p_{rad}(0,0) = \frac{2n_1}{c} \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right) I \quad (10.10)$$

Nous renormaliserons par la suite la pression de radiation par sa valeur en incidence normale. Les courbes présentées correspondent donc au rapport $\frac{p_{rad}(\theta_1, \theta_2)}{p_{rad}(0,0)}$. Deux cas physiques différents sont à envisager, suivant que la réflexion totale de l'onde lumineuse est possible ou non. Pour des raisons de simplicité, nous prenons l'exemple de la pression de radiation pour une interface entre de l'eau et de l'air.

Passage d'un milieu moins réfringent à un milieu plus réfringent: interface air/eau

Les courbes de la figure (10.2) présentent l'évolution de la pression de radiation en fonction de l'angle d'incidence θ_1 , lorsque la lumière est réfractée à l'interface air/eau, pour un passage de l'air à l'eau. Les deux polarisations possibles ont été envisagées, et le coefficient de réflexion en énergie $R_{TE, TM}$ a été représenté à titre indicatif. Pour la polarisation TE, la pression de radiation est maximale en incidence normale et décroît quand on augmente l'angle d'incidence. Pour la polarisation TM, on note un maximum de pression de radiation au voisinage de l'incidence brewsterienne ($\tan \theta_1^B = \frac{n_2}{n_1}$). Cependant l'augmentation de pression de radiation correspondante n'est guère notable. Il n'en va pas de même dans le cas où il peut y avoir réflexion totale de la lumière à l'interface.

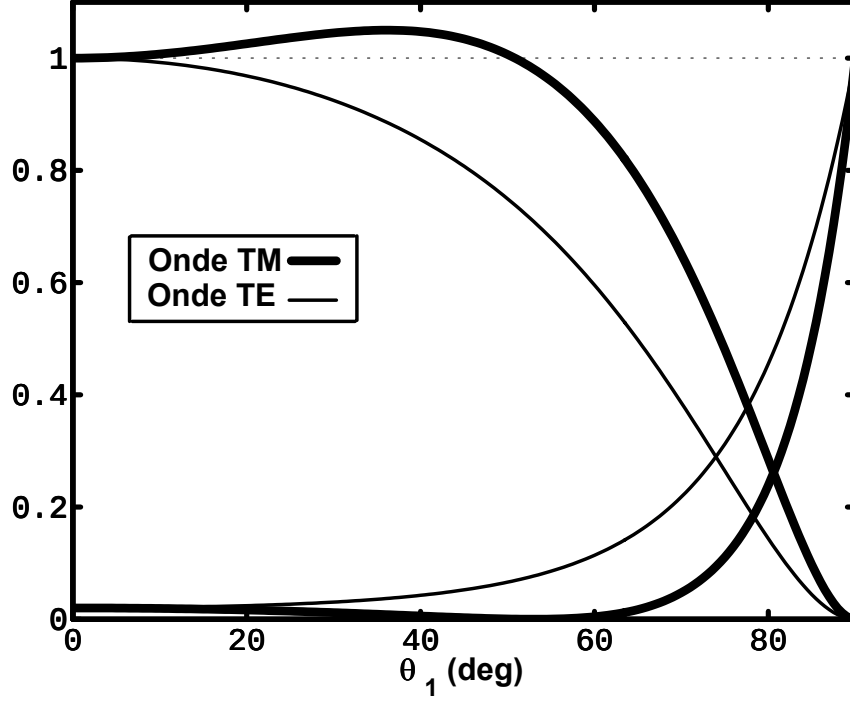


FIG. 10.2 – Bilan de pression de radiation en fonction de l'angle d'incidence θ_1 pour le passage d'une onde d'un milieu moins réfringent $n_1 = 1$ (air) à un milieu plus réfringent $n_2 = 1.33$ (eau). Les deux états de polarisation possibles sont envisagés: onde TE en trait fort et onde TM en trait fin. On a tracé à titre indicatif l'évolution du coefficient de réflexion en énergie $R_{TE,TM}$. La pression de radiation $p_{rad}(\theta_1, \theta_2)$ est normalisée par rapport à la pression de radiation en incidence normale $p_{rad}(0,0)$. Les courbes représentant la pression de radiation partent donc de la valeur 1 en $\theta_1 = 0$.

Passage d'un milieu plus réfringent à un milieu moins réfringent: influence de la réflexion totale

La formule (10.9) montre bien que la pression de radiation sera maximale dans le cas où la transmission $T_{TE,TM}$ peut s'annuler. Or c'est précisément ce qui arrive à la réflexion totale lors du passage de la lumière d'un milieu plus réfringent à un milieu moins réfringent. La réflexion totale est atteinte quand:

$$\sin \theta_1^{tot} = \frac{n_2}{n_1} \quad (10.11)$$

Soit pour la valeur correspondante de la pression de radiation:

$$p_{rad}(\theta_1^{tot}, \theta_2^{tot}) = \frac{2I}{cn_1} (n_1 - n_2)(n_1 + n_2) \quad (10.12)$$

On peut comparer avec la valeur de la pression de radiation en incidence normale donnée par l'équation (10.10):

$$\frac{p_{rad}(\theta_1^{tot}, \theta_2^{tot})}{p_{rad}(0,0)} = \left(1 + \frac{n_2}{n_1}\right)^2 \quad (10.13)$$

Dans le cas de l'interface eau/air choisie comme exemple illustratif $n_1 = 1.33$ et $n_2 = 1$:

$$\frac{p_{rad}(\theta_1^{tot}, \theta_2^{tot})}{p_{rad}(0,0)} \simeq 3 \quad (10.14)$$

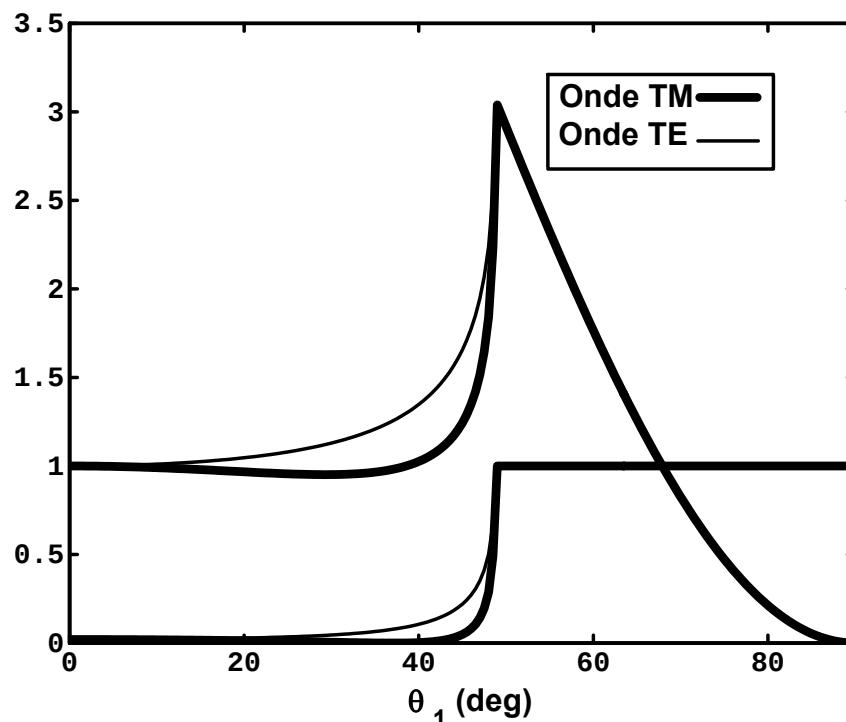


FIG. 10.3 – Bilan de pression de radiation en fonction de l'angle d'incidence θ_1 pour le passage d'une onde d'un milieu plus réfringent $n_1 = 1.33$ (eau) à un milieu moins réfringent $n_2 = 1$ (air). Les deux états de polarisation possibles sont envisagés: onde TE en trait fort et onde TM en trait fin. On a tracé à titre indicatif l'évolution du coefficient de réflexion en énergie $R_{TE,TM}$. La pression de radiation $p_{rad}(\theta_1, \theta_2)$ est normalisée par rapport à la pression de radiation en incidence normale $p_{rad}(0, 0)$. Les courbes représentant la pression de radiation partent donc de la valeur 1 en $\theta_1 = 0$. On notera le maximum atteint par la pression de radiation quand on arrive à la réflexion totale. La pression de radiation est alors magnifiée d'un facteur $(1 + \frac{n_2}{n_1})^2 \simeq 3$ (cf Eq.(10.14)) par rapport à sa valeur en incidence normale.

On voit donc que la pression de radiation est grosso-modo trois fois plus importante en réflexion totale qu'en incidence normale. On comprend maintenant mieux pourquoi les expériences effectuées à l'interface eau/air l'ont été sous cette condition [1, 2], afin d'amplifier les déformations nanométriques difficilement détectables pour les interfaces liquides classiques peu déformables. La figure (10.3) présente l'évolution, en fonction de l'angle d'incidence, de la pression de radiation normalisée à sa valeur en incidence normale. L'évolution du coefficient de réflexion en énergie $R_{TE,TM}$ est également représentée à titre indicatif. L'influence de l'incidence du faisceau sur l'interface est donc particulièrement forte dans le cas de la transmission d'un milieu plus réfringent à un milieu moins réfringent. Pour les angles d'incidence supérieurs à l'angle de réflexion totale θ_1^{tot} , il conviendrait peut être de raffiner le modèle, en prenant en compte la contribution au bilan des forces de l'onde évanescente se propageant tangentiellement à l'interface. Cependant un tel calcul relève de l'optique ondulatoire, et dépasse donc le cadre de l'optique géométrique suffisant ici pour dégager la physique essentielle du problème .

Application des expressions précédentes à nos expériences

En ce qui concerne nos expériences, il n'était pas utile d'exploiter l'amplification de la pression de radiation en réflexion totale pour détecter et visualiser les déformations. Par contre, c'est bien la taille inhabituelle des déformations observées, présentant des inclinaisons importantes par rapport à la direction de propagation du faisceau laser, qui nous a amenés à considérer l'influence de l'angle d'incidence sur le bilan des forces à l'interface. Les résultats correspondants, pour les deux sens de propagation du laser relativement à l'interface, sont présentés en détail au chapitre 6. En particulier, comme au premier ordre pour nos phases micellaires de microémulsion $n_1 \simeq n_2$, on peut évaluer que dans le cas de la réflexion totale:

$$\frac{p_{rad}(\text{réflexion totale})}{p_{rad}(0,0)} \simeq 4 \quad (10.15)$$

La pression de radiation à l'interface est quatre fois plus importante qu'en incidence normale si l'on atteint la réflexion totale (i. dans le cas où le faisceau laser est incident par le haut sur le ménisque entre les deux phases). On comprend bien dès lors, que la simple existence du phénomène de réflexion totale pour un sens de propagation du laser et non pour l'autre, peut être la cause de la brisure de symétrie constatée pour les déformations sous forte intensité laser.

Références

- [1] S. P. Chernov O. N. Ivanova and V. A. Shepelev. Experimental investigation of the interaction of high-power laser radiation with the free surface of a liquid under total internal reflection conditions. *Sov. J. Quant. Electron.*, 4(9):1161–1162, 1975.
- [2] G. V. Ostrovskaya I. I. Komissarova and E. N. Shedova. Light pressure-induced deformations of a free liquid surface. *Optics Commun.*, 66(1):15–20, 1987.
- [3] Y. T. Vassilev. Angular dependence of the light pressure under oblique incidence of short light pulses. *Opt. Commun.*, 58(1):59–62, 1986.
- [4] N. C. Kallas. Bilan énergétique pour une onde électromagnétique incidente sur l'interface séparant deux milieux mobiles. *Opt. Commun.*, 58(4):231–234, 1986.
- [5] C. Yeh. Reflection and transmission of electromagnetic waves by a moving dielectric medium. *J. Appl. Phys.*, 36(11):3513–3517, 1965.
- [6] C. Yeh. Brewster angle for a dielectric medium moving at relativistic speed. *J. Appl. Phys.*, 38(13):5194–5200, 1967.
- [7] P. Daly and H. Gruenberg. Energy relations for plane waves reflected from moving media. *J. Appl. Phys.*, 38(11):4486–4489, 1967.
- [8] G. N. Borzdov. An intrinsic tensor technique in minkowski space with applications to boundary value problems. *J. Math. Phys.*, 34(7):3162–3196, 1993.
- [9] R. Carles et R. Fleckinger J. P. Pérez. *Electromagnétisme*. Masson, Paris, seconde édition, 1996.