



**HAL**  
open science

# Étude de l'impact d'une goutte sur film non minuscule

Pierre-Antoine Maës

► **To cite this version:**

Pierre-Antoine Maës. Étude de l'impact d'une goutte sur film non minuscule. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Institut Polytechnique de Paris, 2024. Français. NNT: 2024IPPAX018. tel-04931148

**HAL Id: tel-04931148**

**<https://theses.hal.science/tel-04931148v1>**

Submitted on 5 Feb 2025

**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.



INSTITUT  
POLYTECHNIQUE  
DE PARIS



NNT : 2024IPPAX018

Thèse de doctorat

# Étude de l'impact d'une goutte sur film non miscible

Thèse de doctorat de l'Institut Polytechnique de Paris  
préparée à l'École polytechnique

École doctorale n°626 École doctorale de l'Institut Polytechnique de Paris (EDIPP)  
Spécialité de doctorat : Mécanique des fluides et des solides, acoustique

Thèse présentée et soutenue à Palaiseau, le 08/01/2024, par

**PIERRE-ANTOINE MAËS**

Composition du Jury :

Stéphane Popinet Directeur de recherche, Sorbonne Université (Institut Jean le Rond d'Alembert)	Président
Radu Cimpanu Professeur associé, University of Warwick (WMI)	Rapporteur
Dominique Legendre Professeur, Institut de mécanique des fluides de Toulouse (IMFT)	Rapporteur
Lydie Staron Chargée de recherche, Sorbonne Université (Institut Jean le Rond d'Alembert)	Examineur
Laurent Duchemin Professeur, École supérieure de physique et de chimie industrielles (ESPCI)	Examineur
Vincent Le Chénadec Maître de conférence, Université Gustave Eiffel (MSME)	Examineur
Christophe Josserand Directeur de recherche, Ecole Polytechnique (LadHyX)	Directeur de thèse
Alidad Amirfazli Professeur, Université de York (SEiL)	Co-directeur de thèse



---

## Un Grand Merci !

J'écris ces remerciements à quelques jours de mon départ de ce magnifique labo dans lequel j'ai pu m'épanouir pleinement durant ces trois dernières années. Je m'excuse auprès de toutes les personnes que j'oublierais par inadvertance dans cette section.

J'aimerais commencer par remercier chacun des membres du jury d'avoir examiner mon travail. Notamment un grand merci à mes deux rapporteurs Radu Cimpeanu et Dominique Legendre qui au travers de leurs remarques et de leurs questions m'ont permis de poursuivre ma réflexion sur mon travail de thèse. Je remercie aussi Lydie Staron sans qui cette aventure aurait été impossible, merci de m'avoir accueilli en stage en pleine crise Covid, et pour l'aide apporter durant ma recherche d'une thèse dans ce contexte particulier. Je remercie aussi Stéphane Popinet pour ses conseils avisés tout au long de ma thèse et Laurent Duchemin pour les discussions constructives durant ces trois ans. Je terminerai par remercier Vincent Le Chénadec avec qui je vais désormais pouvoir travailler dans un domaine qui m'est pour l'instant étranger à savoir la combustion.

Je souhaite aussi remercier mes deux encadrants Christophe Josserand et Alidad Amirfazli, tous deux vous m'avez enseigné plus qu'un métier. Grâce à vous j'ai maintenant une idée plus claire de la manière dont j'aimerais faire de la recherche, et j'espère avoir l'occasion de pouvoir continuer à travailler avec vous à l'avenir. Mais aussi de discuter de choses et d'autres (plus ou moins subtiles) autour d'une bonne bière parce qu'il paraîtrait que ce n'est pas si inintéressant.

Une thèse ne se résume pas seulement à un doctorant et ses encadrants, c'est un maillon d'un laboratoire. Cette structure ne peut fonctionner sans l'aide de toutes les personnes qui y travaillent. Je remercie notamment Sandrine qui nous aide au jour le jour dans nos démarches administratives. Un grand merci à Daniel Guy sans qui linux aurait encore plus de mystères pour moi, et merci de m'avoir fait découvrir un univers que je ne soupçonnais pas mais à mon sens très enrichissant.

Le monde de la recherche est pour moi un peu à part, nous passons beaucoup de temps avec les mêmes personnes et certaines d'entres deviennent plus que des collègues. Un grand merci à tous ceux avec qui j'ai pu passer du temps au labo et qui contribuent à la bonne ambiance au quotidien, entres autres chez les permanents Camille, Sophie et Blaise. J'ai passé avec chacun de vous de très bons moments! Parmi les doctorants et post-doctorant la liste est très longue j'espère n'oublier personne : Alice, Thomas, Antoine, Rishabh, Agathe, Manon, Quentin, Prathmesh, Francesco, Julien, Olivier, Pierre, Enrico, Aude, Taha, Clara, Hassan. Je remercie plus particulièrement les personnes suivantes (il n'y a pas de relation d'ordre) : Kuan-ling avec qui j'ai découvert qu'on pouvait pratiquer le badminton en jean et qu'il était tout à fait possible de répondre "ok" à tout même lorsque ce n'est pas une question, il faut seulement changer l'intonation. Merci à Rodolphe pour ta bonne humeur nous avons commencé le même jour et nous sommes prêt à continuer notre aventure académique. Tom tu seras toujours le bienvenu à la maison j'ai bien hâte de repartir en voyage, il nous reste beaucoup à découvrir! Daniel je n'ai toujours pas pris de cours de danse, mais tu m'as convaincu je vais essayer. Wladimir merci pour toutes ces joyeuses discussions nous partageons beaucoup de points communs et c'était un plaisir de converser avec toi. Je remercie aussi Valentin et Sara deux autres autres amis que j'ai rencontré au labo (il faut reprendre le karaté!). Je finirai par remercier Mathilde sans qui je n'aurai pas pu assister à toutes les conférences auxquelles j'ai eu la chance de participer. Merci pour ces heures à la recherche de la sérénité! Je remercie maintenant tous mes amis externes au labo, une fois encore il n'y a pas d'organisation particulière. Je commencerai donc par tous les copains du Nord, Thomas qui restera le binome sûr, mais aussi Val, Clément & Marine, Pierre, Rémi, Jean-Marie et d'autres qui ne sont pas Chti mais c'est pas grave : Marc & Diane, Maylis, Ivan & Jade, Luca. Je remercie aussi Can qui montre la voie, puisque c'est le premier d'entre nous à avoir un poste permanent mais j'arrive bientôt, du moins je l'espère. Merci aussi à Kress, Axel, Miguel et Julie avec qui j'ai partagé de superbes moments j'ai hâte de vous revoir tous! Finalement un grand merci à Cloé et Guigz vous m'avez fait découvrir une sacrée équipe! Je finirai ces remerciements par ma famille proche, Papa, Maman, tata Bea & Bertrand, François & Nico, vous le savez plus que quiconque ces études ont été parsemées d'embuches et d'énormes phases de doutes et de prises de risques. Vous m'avez tous soutenu dans chacun des moments difficiles et je suis très heureux de vous avoir à mes cotés. Comme j'aime à le rappeler je n'ai pas une grande famille sur le papier, mais à la vue du grand nombre de noms cités ci-dessus j'estime avoir étendu la mienne pour en construire une vraiment formidable. Un grand merci à tous et à bientôt pour la suite de cette belle aventure!



# Introduction

La préparation des crêpes nécessite de mélanger entre autres du lait, de la farine, des oeufs avec du sucre et de la levure. Bien que le nombre d'ingrédients soit faible, d'un point de vue physico-chimique c'est un problème très complexe. Plusieurs fluides en interaction sont mélangés dans le but de former une mixture liquide. En mécanique des fluides nous qualifions ce système de multiphasique, divers fluides interagissent ensemble, et bien qu'il soit difficile d'en comprendre entièrement toute la physique ce sont des problèmes ô combien communs. Le terme phase définit ici un type de fluide tel qu'un gaz ou un liquide mais ne fait pas allusion au changement de phase d'un même fluide (par exemple la vaporisation : passage de l'état liquide à l'état gazeux). Nous pouvons lister de façon exhaustive des situations dans lesquelles deux fluides sont ainsi mélangés, allant du cas simple des vagues venant s'échouer sur la côte, ou bien de la lave d'un volcan en éruption fig (1), mais aussi plus généralement dès lors qu'un fluide a une surface libre en contact avec un gaz par exemple .



FIGURE 1 – Lors de l'éruption d'un volcan la lave en fusion en contact avec l'air ambiant constitue un système diphasique (image libre de droits)

Cependant l'étude des écoulements multiphasiques ne se restreint pas à l'étude de l'interface entre deux fluides, remarquons que des interactions entre trois fluides ou plus sont très fréquentes. En effet les moteurs à combustion, des phénomènes météorologiques comme les orages, les changements d'états de la matière tel que le givrage ou bien encore la cuisine démontrent l'omniprésence de ces types d'écoulement dans notre entourage. Il s'agit donc d'un champ de recherche vaste et varié, où de nombreuses recherches sont menées en mécanique des fluides multiphasiques (de Gennes [27]). Dans ce domaine de travail nous sommes intéressés par un problème en particulier situé autour des bulles et des gouttes. Ces objets aux géométries simples s'avèrent être au coeur de l'ensemble des études multiphasiques. L'exemple typique de la combustion est souvent cité pour expliciter l'importance de l'étude des gouttes. En effet maximiser les contacts entre combustibles et comburants dans une chambre de combustion constitue un enjeu majeur pour l'efficacité des moteurs. Cependant d'autres problèmes nécessitent aussi une étude approfondie des impacts de goutte. Nous pouvons

notamment mentionner le domaine de l'impression par jet d'encre et l'impression 3D, les revêtements et les peintures représentent aussi un large domaine d'étude.



(a)



(b)

FIGURE 2 – (a) Couche de givre formée sur l'aile d'un avion. (b) Application d'un revêtement protecteur sur les ailes prévenant la formation de givre durant le vol. (Images libres de droits)

Dans cette thèse nous sommes motivés par des questions d'anti-givrage. En effet dans l'industrie aéronautique les questions de sécurité sont cruciales, le bon entretien et le contrôle des appareils est donc fondamental. Durant des vols à haute altitude du givrage peut se former sur les ailes (fig 2 (a)). Cette couche de givre a plusieurs effets néfastes, elle alourdit l'avion, mais surtout elle perturbe la couche limite d'air sur l'aile réduisant ainsi la force de portance nécessaire pour que l'avion puisse voler. Le givre peut aussi venir endommager les instruments de mesures situés à l'extérieur de l'appareil tel que les tubes Pitot donnant les accès à la vitesse de l'avion. Les compagnies aériennes luttent par tous les moyens contre la formation du givre [135]. L'une des solutions retenue pour prévenir la formation de glace est le dépôt d'un film protecteur d'huile sur les ailes (fig 2 (b)). Pour garantir une protection optimale le film d'huile doit rester intact durant le vol et résister aux intempéries. Nous posons alors la question suivante : que se passe-t-il lorsqu'il pleut sur le film ? Les gouttes de pluie vont entrer en contact avec le film, comment ce dernier va-t-il réagir ? Il s'agit ici d'un problème tri-phasique avec un film d'huile, de l'eau liquide et le gaz environnant. Nous remarquons que dans cette situation l'huile et l'eau ne forment pas deux liquides miscibles. La question des impacts de gouttes sur films minces non miscibles ne se restreint pas uniquement à cet exemple précis mais peut être étendue par exemple à la situation d'une marée noire. En effet comment la nappe de pétrole étendue sur l'eau est elle déstabilisée lors d'une pluie. Des micro-gouttelettes peuvent être éjectées sous forme de sprays et se retrouver dans l'atmosphère ou bien encore être envoyées vers les fonds marins. Les travaux présentés dans ce manuscrit se situent donc à l'intersection de ces domaines d'études. Nous apportons des éléments de réponse concernant les comportements des impacts de gouttes sur film mince non miscibles. Nous réalisons ces travaux à l'aide de plusieurs études numériques. Cependant avant de détailler davantage l'organisation de cette thèse, nous proposons une revue exhaustive des travaux menés sur les impacts de goutte dans leur généralité afin de comprendre les éléments d'études ciblés dans ce manuscrit.

---

Les premières études expérimentales ont été réalisées à la fin du XIX<sup>ème</sup> siècle par Worthington [132] dans lesquelles il étudie les impacts d'une goutte sur une surface liquide. Il y décrit le comportement de la goutte post impact, qui peut soit s'étaler (spreading) ou au contraire exploser et se diviser en gouttelettes (splashing). Worthington observe dans certains cas un jet suivant l'impact qui portera son nom (fig 3). Dans d'autres situations la goutte peut rebondir sur la surface c'est le bouncing ou coalescer (voir notamment Mason [72]; Rein [93]).

**Note** Les termes *splashing*, *spreading*, *bouncing* n'ayant pas de traduction littérale exacte en français, nous utiliserons les termes anglophones pour ces phénomènes dans la suite du manuscrit.

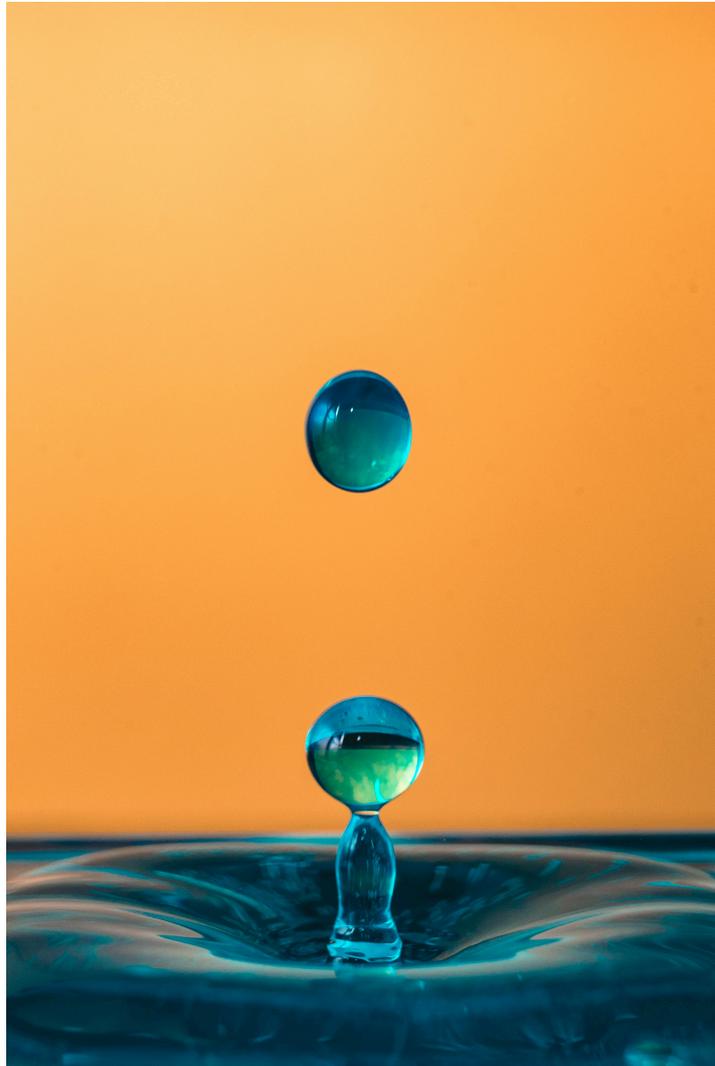


FIGURE 3 – Illustration d'un jet de Worthington, un jet se forme après l'impact d'une goutte sur un bassin (image libre de droit)

Les recherches autour des impacts se sont ensuite avérées très riches et de nombreuses études continuent encore de les caractériser. L'impact peut être réalisé sur un solide ou bien un liquide, que nous appellerons substrat, ce dernier peut avoir des dimensions variables, sa géométrie représente une donnée importante pour la caractérisation de l'impact. De plus chaque paramètre physique décrivant le substrat joue un rôle important dans la dynamique de l'impact (Rioboo et al. [97]). Commençons par un substrat solide, ce dernier possède des propriétés physico-chimiques variées, notamment sa rugosité et, en fonction du type de goutte impactante, des propriétés de mouillage relative. Le mouillage caractérise la facilité avec laquelle la goutte va s'étaler sur le solide. Plus la goutte mouille le solide, plus cette dernière s'étalera. A cela nous pouvons ajouter des propriétés thermiques, le solide peut être chaud ou froid ce qui va aussi influencer la dynamique de l'impact (Liang and Mudawar [66]). Un effet très connu découvert en 1756 est celui de Leidenfrost [62], dans lequel il observe une goutte semblant léviter sur une plaque chaude. L'eau de la goutte est vaporisée par la chaleur de la plaque et le coussin de vapeur suffit à faire tenir la goutte en équilibre. C'est une expérience très reproductible chez soi avec des plaques de cuisson. L'humidité proche du solide joue aussi un rôle important, des travaux menés par T. Bobinski [115] en décrivent les mécanismes. Dans cet exemple les auteurs étudient la solidification d'une goutte impactant un substrat froid. Ils observent que lorsque que la goutte tombe sur un solide de température

---

négative la solidification commence lorsque le rayon d'étalement maximum est atteint. En revanche dans une atmosphère sèche la solidification n'a lieu que lorsque les étapes de déformations de la goutte sont terminées. Cet exemple illustre l'importance des caractéristiques du gaz ambiant lors des impacts de goutte. Par ailleurs, le solide peut aussi être déformable (Antkowiak et al. [8]) ou l'impact peut même se faire sur des fibres (Pirroid et al. [83]). Comme énoncé précédemment le substrat peut aussi être liquide, dans ce cas l'étude est plus complexe. En comparaison au cas d'impact sur solide nous devons différencier plusieurs cas. Les impacts sur liquide peuvent être typiquement réalisés lorsque les deux liquides sont miscibles ou non. Dans ce manuscrit nous étudions des situations non miscibles, nous sommes donc confrontés à des questions complexes de mouillage entre le fluide de la goutte et celui du substrat. A ce sujet la température au niveau de l'interface peut jouer un rôle très important notamment au travers des effets Marangoni, tenant leur nom d'un physicien italien du *XIX<sup>ème</sup>* qui relie la valeur des tensions de surface à la température (Scriven and Sternling [107]). A cela nous ajoutons un paramètre géométrique représentant la taille du film sur lequel la goutte impacte. L'épaisseur du substrat va aussi influencer la dynamique de l'impact, sur une piscine très profonde (Pumphrey and Elmore [89]), la goutte aura tendance à creuser une cavité. A défaut d'être très profond le substrat liquide peut aussi être très fin, il s'agit alors d'un film liquide (Wang and Chen [128]). Jusqu'à présent nous n'avons cité que des exemples où une goutte impacte un substrat, cependant nous pouvons aussi considérer des impacts faisant intervenir des jets ou des sprays décrits notamment par Mundo et al. [77]. L'étude autour des impacts de goutte est donc très variée et permet d'observer de nombreux phénomènes applicables dans une large gamme de domaines. Dans ce manuscrit nous proposons trois études autour des impacts de goutte. Nous attachons une importance particulière au caractère non miscible des trois fluides, que nous développerons dans le premier chapitre. Nous poursuivrons par une revue des méthodes numériques existantes dans le chapitre 2, puis par l'introduction d'un nouvel outil numérique permettant la résolution des problèmes multiphasiques. Les trois études physiques proposées dans la suite ont toutes un lien avec la projection de gouttes, nous détaillerons chacune d'entre elles dans la suite de l'introduction. La première étude traitera du piégeage de bulle entre une goutte et un film mince et sera abordée dans le chapitre 4. Dans le chapitre 5 nous discuterons des questions de dynamique post-impact notamment l'influence des propriétés de mouillage. Finalement le chapitre 6 portera sur l'évolution des jets de Worthington lors d'un impact sur un film non miscible déposé sur une piscine profonde. Cette étude s'inspire des marées noires dans lesquelles une mince couche d'huile recouvre l'océan.

## Bulle encapsulée

La formation de bulles lors d'impacts de gouttes est un sujet très vaste regroupant de nombreuses études variées Yarin [136]; Josserand and Thoroddsen [52]), le sujet peut concerner leurs origines (Hicks and Purvis [45]), leurs tailles (Deng et al. [33]), ou même leurs comportements par exemple leurs oscillations (Prosperetti et al. [88]). Les références citées précédemment traitent d'impact sur piscine profonde (miscible ou non). Dans ce cas lorsque la goutte impacte la piscine une cavité se crée. La (fig 4) présente différents instants suivant l'impact d'une goutte dans une piscine dans le cas d'un impact miscible. Les photographies sont prises sous le niveau du bassin afin d'observer le piégeage des bulles. De manière générale la cavité va se creuser jusqu'à une certaine limite à partir de laquelle une étape de rétractation va débiter. Lors de cette rétractation différents types de bulles vont pouvoir être piégées. Une fois la cavité complètement rétractée un jet vertical se forme : c'est le jet de Worthington. Nous approfondirons ce point plus tard dans cette introduction. Revenons sur l'étape de rétractation de la cavité. Plusieurs types de bulles peuvent être observées notamment lors d'impacts sur une surface liquide à savoir les captures régulières [19;32] qui sont provoquées par l'effondrement de la cavité après l'impact. Les irrégulières [63;102] causées par des irrégularités sur les parois de la cavité. Ou bien encore de Mesler (Sigler and Mesler [108]) lorsque des petites oscillations capillaires apparaissent à la surface de la goutte venant ainsi piéger un essaim de micro-bulles.

Un autre type de bulles est aussi observé à la fois lors des impacts sur substrats solides ou liquides (Korobkin et al. [57]). Ces bulles apparaissent au moment du contact entre la goutte et le substrat, une fine couche de gaz se retrouve piégée entre le fluide et le solide. L'étude de ces bulles lors des impacts a d'abord commencé par l'expérience en 1991. Chandra and Avedisian [17] ont supposé qu'en augmentant la pression sous une goutte impactant un solide, une déformation de l'interface eau/air serait alors créée permettant de piéger d'abord un disque de gaz lors du contact, qui sous l'effet de la tension de surface se rétracterait pour former une bulle. Ces bulles peuvent ensuite remonter et exploser libérant des aérosols. Puisque ces bulles apparaissent dans les premiers instants après le contact, leur compréhension doit permettre de mieux évaluer les échelles de temps plus longues de l'impact. Les premières caractérisations sont menées par Peck and Sigurdson [81] qui explicitent la présence d'une force conduisant à la déformation des interfaces. La première observation de cette bulle et de sa rétractation est due à Thoroddsen et al. [121] en 2003, ils en déduisent une loi pour la rétractation du rayon du disque de gaz jusqu'à sa forme finale de bulle. La démocratisation des matériels de captures et des caméras rapides à hautes résolutions a permis une constante amélioration de la qualité des observations [122;120;126]. Cependant il faut attendre 2010 pour que les premières études autour du piégeage

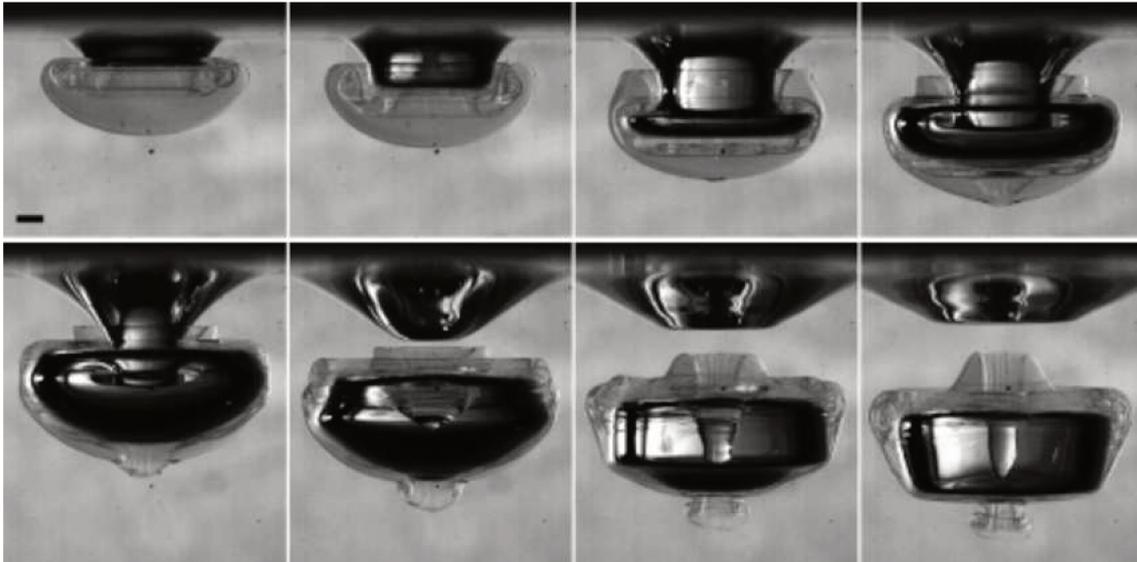


FIGURE 4 – Formation de bulle suivant un impact [119]

des bulles démarrent notamment avec les travaux de Driscoll et al. [34]. Ces travaux seront suivis d'études d'autres recherches [67] menées entre autre par Mandre et al. [68] pour que l'origine de cette bulle soit mieux comprise, des caractérisations plus théoriques sont proposées notamment par Hicks and Purvis [44]. Dans le même temps Duchemin and Josserand [35] et Bouwhuis et al. [15] démontrent une dépendance en fonction de la viscosité du gaz ambiant. Avec l'amélioration des performances numériques il est désormais plus facile d'accéder à des informations difficiles d'accès seulement par l'expérience, les travaux de Thoraval sur les vortex de Von Kármán lors des impacts sur films liquides en sont un exemple (Thoraval et al. [117, 118]). Les études se poursuivent décrivant par exemple de plus en plus de comportements notamment l'influence des substrats qu'ils soient solides Jian et al. [48] ou liquides Jian et al. [49]; Lakshman et al. [59]. Les questions commencent à s'orienter davantage vers les impacts non miscibles, c'est à dire incluant trois fluides (goutte, gaz et film liquide) : les travaux de Yeganehdoust et al. [137] décrivent les effets de l'épaisseur du film de gaz sur la taille de la bulle piégée dans ce cas. Les travaux présentés dans cette thèse s'inscrivent dans la suite de ces recherches. Nous proposons une étude sur l'influence du substrat sur la dynamique de piégeage de la bulle dans le cas de films minces visqueux et non miscibles.

## Splash/spreading

Dans la même optique de compréhension des phénomènes liés à la projection de gouttelettes nous proposons ensuite une étude menée à des temps plus longs durant l'impact. Les bulles piégées décrites dans le chapitre 4 surviennent au moment du contact entre la goutte et le substrat. Cependant après le contact nous observons plusieurs comportements d'étalement. De nombreux auteurs ont décrit ces phénomènes, en particulier (Rein [92]; Weiss and Yarin [131]; Yarin [136]). Nous pouvons observer des étalements (spreading) ou des dispersions impliquant une division en plusieurs gouttelettes (splash). Les dynamiques d'étalement sont contrôlées par les paramètres de fluide impactant, mais aussi par ceux du substrat. Ces derniers peuvent être liquides ou solides, chauds ou froids étudiés entre autres par Ehrhard and Davis [37]; Clay and Miksis [22], mouillants ou non mouillants (Starov et al. [112]). Au cours des années 2000-2010 l'origine des splashes a été très discutée, des travaux réalisés en 2009 par Mandre et al. [68] traitent de la présence d'un film précurseur pouvant jouer un rôle important dans la création du splash. Plusieurs types de splash peuvent être observés, parfois la goutte impacte le substrat et un jet est formé orthogonalement à la direction d'impact (théorie de Wagner [127]). Sous d'autres conditions une corolle va se former créant un cratère autour de la zone d'impact (corona splash). Cette dernière peut se déstabiliser et se fragmenter en plusieurs gouttelettes ou retomber sur elle même. Dans une situation intermédiaire des jets se forment aussi puis se déstabilisent à leur tour, des gouttelettes sont projetées à hautes vitesses ce sont les prompts splash. Pour des impacts sur surface sèche le prompt splash (Yokoi [138]) est contrôlé par la rugosité du substrat, a contrario ce sont les propriétés du gaz ambiant qui dominent pour le corona splash (Deegan et al. [31]).

Plusieurs auteurs ont proposé des modèles visant à relier les paramètres physiques de l'impact à la catégorie d'étalement obtenue. Ainsi des critères empiriques par décrits Mundo et al. [77], mais aussi plus récemment à l'aide d'analyse en loi d'échelle [29]. D'autres analyses visent à définir le splash : en 2014 Riboux and Gordillo [95] proposent un modèle basé sur une instabilité venant déstabiliser le jet obtenu suite à l'impact. Nos travaux seront orientés sur l'influence des propriétés de mouillage entre les fluides sur la transition vers le splash pour

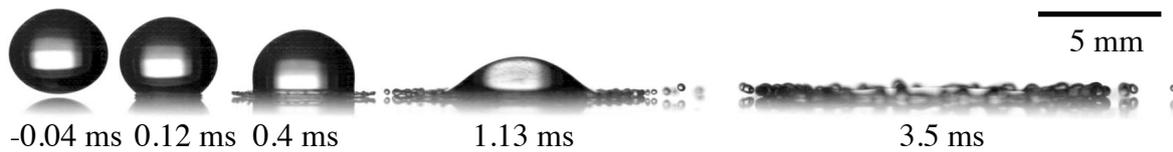


FIGURE 5 – Photographie d’un impact de goutte d’eau sur Glaco, le temps  $t = 0$  est pris à l’instant du contact. Illustration d’un splash © Rodolphe Grivet

des impacts sur des films liquides minces non miscibles. Nous utiliserons pour référence les travaux réalisés par Almohammadi and Amirfazli [5] caractérisant la transition dans le cas d’impact d’une goutte d’eau sur surface solide en fonction des propriétés de mouillage.

## Étude d’un jet

Les chapitres 4 et 5 traitent d’impacts sur films minces non miscibles, cependant d’autres configurations sont aussi susceptibles de produire des micro-gouttelettes et des aérosols. Dans le chapitre 6 nous explorons une autre géométrie d’impact dans laquelle des jets sont formés. Worthington montrait des jets lors d’impacts de goutte sur piscine profonde, cette configuration a depuis été reprise et étudiée à maintes reprises [136]. Tout comme pour les impacts sur films minces la dynamique est gouvernée par de nombreux paramètres. Des travaux ont détaillé l’influence du caractère miscible des deux liquides [133;101], ou encore les effets de la température du bassin [70]. Au cours de ce type d’expérience nous pouvons observer plusieurs types de bulles, notamment celles décrites dans le chapitre 4. D’autres bulles peuvent se former suite à l’effondrement de la cavité sur elle même Chen and Guo [19]; Tran et al. [125]. Dans la littérature de nombreux auteurs ont travaillé autour de cette configuration, notamment pour décrire les splashes [69] et les jets [76;74;134;71] qui y sont produits. En parallèle des travaux menés par Duchemin et al. [36] ont expliqué l’origine de jets intenses, conséquences d’une singularité présente lors de l’effondrement de la cavité. Notons que les jets ne sont pas nécessairement éjectés vers le haut du bassin, en effet des jets sont aussi envoyés dans la piscine liquide [61]. Bien que les bulles, et les splashes soient à l’origine de projections nous nous concentrons sur une autre source de micro-gouttelettes dans le chapitre 6 à savoir celles se formant par la déstabilisation du jet qui se crée lorsque la cavité se rétracte. Dans la lignée de l’étude proposée dans le chapitre 4 nous nous posons la question de l’influence d’un film mince non miscible sur les propriétés de l’impact, en particulier du jet. L’ajout d’un liquide introduit de nouveaux paramètres d’étude. Des travaux expérimentaux ont été menés récemment sur l’étude des gouttes impactant sur des films non miscibles. Les études de (Fudge et al. [39, 40]) discutent du caractère non miscible ainsi que de l’influence de la viscosité des substrats. Nous proposons dans le chapitre 6 une étude liant ces deux problématiques, à savoir comment la formation du jet est modifiée par la présence d’un film mince non miscible à la surface d’une piscine de profondeur infinie.

## Etude numérique

Pour réaliser les études présentées dans les chapitres 4, 5 et 6 nous utilisons l’outil numérique. De nombreux logiciels aux méthodes et schémas numériques variés sont disponibles. Un panel de méthodes permettent de résoudre des problèmes diphasiques, notamment les level-set (Sussman et al. [114]), les phases field (Kim [53]) ou les Volume of fluids (VOF) (Scardovelli and Zaleski [105]). Chacune de ces méthodes présente des avantages et inconvénients en fonction de la situation étudiée. Dans cette thèse nous utilisons le logiciel gratuit *Basilisk* développé en C, utilisant les méthodes Volume of fluids (Vof) pour résoudre les équations de Navier-Stokes dans chacun des fluides (Popinet [85]). Nous rappellerons dans le chapitre 2 les principaux éléments d’informations liés aux schémas et aux méthodes de résolution des équations de la mécanique des fluides. Ces données sont des pré-requis nécessaires à la compréhension des enjeux liés à la simulation des écoulements à trois fluides. En effet nous proposons ici une méthode originale permettant de simuler trois fluides et plus dans une configuration non miscible. Le chapitre 3 fera l’objet d’une description complète des difficultés liées à l’utilisation de ce nouvel algorithme de résolution. Nous y caractériserons notre outil et validerons son utilisation pour les études physiques décrites précédemment.

## Orientation de la thèse

Cette thèse s’inscrit donc dans la continuité des travaux traitant des écoulements multiphasiques. Nous adressons dans nos recherches une attention particulière aux écoulements tri-phases, ces derniers étant à ce jour à notre connaissance peu étudiés. Nous proposons une méthode numérique originale permettant la résolution de ces situations physiques. Nous utiliserons ensuite cet outil pour trois cas d’applications. Nous

---

avons évoqué l'importance de l'étude autour des impacts de goutte, les trois études suivent l'ordre chronologique de l'impact, en premier une présentation de résultats liés au piégeage d'une bulle au moment du contact. Nous discuterons ensuite l'influence des propriétés de mouillage sur la transition vers le splash. Finalement une étude sur les jets de Worthington clôturera ce manuscrit.

### **Remarques générales**

1. Chaque chapitre commencera par une série de questions visant à en introduire le contenu.
2. Un code couleur est utilisé tout au long de cet ouvrage. Une figure présentant du rose est un schéma explicatif, en revanche si elle contient du rouge c'est une image issue d'une simulation numérique.
3. Nous utiliserons dans la suite de ce manuscrit plusieurs termes anglophones étant eux aussi utilisés en français pour leur pertinence dans les discussions proposées.
4. La plupart des figures seront annotées en anglais.



# Table des matières

<b>I</b>	<b>Observation, Modélisation et Méthodes Numériques</b>	<b>13</b>
<b>1</b>	<b>Introduction aux problèmes multiphasiques</b>	<b>15</b>
1.1	Introduction	16
1.2	Physique d'un impact	16
1.3	Mécanique des fluides à 3 fluides	19
1.3.1	Rappel des équations de Navier-Stokes bi-fluide	19
1.3.2	Formulation 1-fluide des équations de Navier-Stokes diphasiques	20
1.3.3	Équation Navier-Stokes trifuide en formulation 1-fluide	20
1.4	Étude des points triples	23
1.5	Conclusions	25
<b>2</b>	<b>De la physique au numérique, il n'y a qu'un pas</b>	<b>27</b>
2.1	Introduction	28
2.2	Description des modèles numériques	28
2.2.1	Méthode phase field	28
2.2.2	Méthode level set	28
2.2.3	Méthode VOF	29
2.3	Implémentation dans <i>Basilisk</i>	29
2.3.1	Vue d'ensemble d'une itération temporelle	30
2.3.2	Schéma de discrétisation temporelle	31
2.3.3	Davantage de détails adaptés aux situations triphasiques	32
2.3.4	Schéma de discrétisation spatiale	33
2.3.5	Condition de stabilité	34
2.3.6	Implémentation de VOF	34
2.3.7	Calcul des tensions de surface	36
2.3.8	Définition des conditions limites	38
2.4	Conclusions	39
<b>3</b>	<b>Vers la résolution de nouveaux problèmes multiphasiques</b>	<b>41</b>
3.1	Introduction	42
3.2	Extension à Vof 3-fluides	42
3.2.1	Discrétisations des équations de Navier-Stokes	42
3.3	Première simulation tri-fluide	44
3.3.1	Etude qualitative des simulations 3-fluides	44
3.3.2	Investigation détaillée autour des points triples	47
3.4	Naissance et évolution d'un point triple	48
3.4.1	Au commencement création d'un monde imparfait : Reconstruction réelle du point triple	49
3.4.2	Etude qualitative des erreurs	51
3.4.3	Quantification des erreurs liées à la résolution du point triple	54
3.5	Voies d'amélioration de la précédente méthode	59
3.5.1	Concept de la correction	59
3.5.2	Comparaison qualitative de la correction	59
3.5.3	Etude quantitative	60
3.5.4	Autres corrections envisagées	66
3.5.5	Qu'en est-il pour 4 fluides?	67
3.5.6	Conclusions et limite des corrections	69

3.6	Conclusions	70
<b>II Physique d'un impact</b>		<b>71</b>
<b>4</b>	<b>Impact d'une goutte aux temps courts...Piégeage d'une bulle</b>	<b>77</b>
4.1	Introduction	78
4.2	Impact sur substrat solide	78
4.2.1	Définition de la simulation	78
4.2.2	Impact sur solide : Observation du piégeage d'une bulle	78
4.2.3	Justification de l'hypothèse de lubrification	79
4.2.4	Solution de l'équation de lubrification	81
4.2.5	Que représente le nombre de Stokes?	83
4.2.6	Modèle de piégeage de la bulle	84
4.2.7	Définition du contact	85
4.2.8	Etude de sensibilité	85
4.2.9	Discussion des hypothèses du modèle	87
4.2.10	Impact sur solide et lubrification	93
4.3	Impact sur film liquide mince	94
4.3.1	Impact sur le même fluide	94
4.3.2	Impact sur de l'huile	97
4.3.3	Premiers impacts	99
4.3.4	Influence de la viscosité du film	100
4.3.5	Contrôles des hypothèses du modèle	104
4.3.6	Étude détaillée de la dépendance en viscosité	109
4.4	Conclusions	115
<b>5</b>	<b>... Au temps longs</b>	<b>117</b>
5.1	Introduction	118
5.2	Splashing ou Spreading : définition d'un phénomène.	118
5.2.1	Explication physique du splash	118
5.2.2	Définition numérique du splash	119
5.3	Splashing ou Spreading : définition d'un phénomène.	119
5.4	Impact sur un film mince non miscible	121
5.5	Études de cas : Comment le mouillage de l'eau sur l'huile affecte la géométrie des splashes?	123
5.6	Conclusions et perspectives	125
<b>6</b>	<b>Impact sur piscine profonde : Etude d'un jet</b>	<b>127</b>
6.1	Introduction	128
6.2	Etude d'un jet de Worthington	128
6.2.1	Géométrie, paramètres et observables	130
6.2.2	Impact à trois fluides	130
6.2.3	Influence du film d'huile	131
6.2.4	Trois fluides mais quatre phases	132
6.2.5	Solution auto-similaire?	133
6.3	Conclusions	137
<b>7</b>	<b>Conclusion</b>	<b>139</b>

**Première partie**

**Observation, Modélisation et Méthodes  
Numériques**



# Introduction aux problèmes multiphasiques

*Dans ce chapitre nous introduisons plus généralement les questions liées aux problèmes multiphasiques tels que la modélisation des équations et notamment du terme de tension de surface. Nous présentons aussi des réflexions sur la stabilité des points triples lorsque trois fluides coexistent.*

## Questions

1. Combien d'articles portant la mention "drop impact" sont référencés sur google scholar?
2. A quoi sert la formulation 1-fluide?
3. Que représente la tension de surface?
4. Qu'est ce que le triangle de Neumann?



FIGURE 1.1 – Bulle de savon, le record du monde actuel de taille en extérieur est de  $96 \text{ m}^2$  détenu par l'artiste américain Gary Pearlman [80]. Par ailleurs le record du monde de durée est de 465 jours obtenu à Lille en 2022 par Roux et al. [99]

Réponses

1. A ce jour il existe près de 30 000 références portant cet intitulé.
2. La formulation 1-fluid est un modèle permettant de réécrire de façon équivalente les équations de Navier-Stokes dans deux fluides sous la forme d'une seule équation.
3. La tension de surface représente l'énergie surfacique de l'interface entre deux fluides elle s'exprime en  $(J/m^2)$
4. Le triangle de Neumann est une condition permettant de décrire la stabilité d'une interface où trois phases se rencontrent

## 1.1 Introduction

Nous aborderons la notion de physique multiphasique et notamment les questions autour de la physique des interfaces. Nous expliquerons l'enjeu des études que nous réalisons dans ce manuscrit et détaillerons la bibliographie liée aux questions trifluides. Nous présenterons les différences entre des problèmes biphasiques et triphasiques au travers des modèles permettant la résolution des équations de la physique dans chacune des phases. Nous traiterons aussi la notion de mouillage d'un fluide sur l'autre en introduisant au préalable la notion de l'angle de contact d'un fluide sur un solide.

## 1.2 Physique d'un impact

Dans l'introduction générale nous avons évoqué divers comportements liés aux impacts de goutte. L'étude des impacts de goutte est un sujet vaste et complexe, les études présentées dans les chapitres 4,5 et 6 ont toutes en commun la présence d'un substrat liquide non miscible. L'ajout d'un troisième fluide non miscible introduit de nouvelles variables (fig 1.2), à savoir une nouvelle densité, viscosité, deux tensions de surface (une pour chacune des nouvelles interfaces possibles) et un paramètre géométrique ici la hauteur du film liquide. La première partie de ce chapitre se concentre sur les diverses études permettant de contextualiser nos travaux. Nous commencerons par une étude bibliographique des impacts multiphasiques à 2 fluides suivie d'un travail analogue pour 3 fluides.

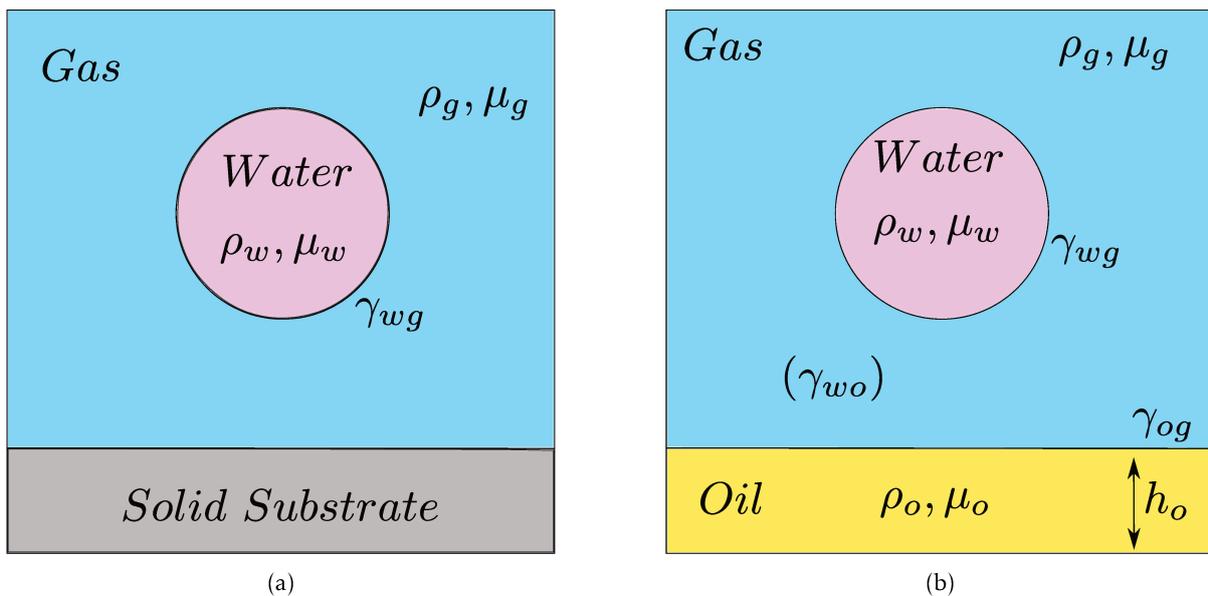


FIGURE 1.2 – Comparaison entre deux impacts, (a) sur un solide, (b) sur un film liquide. Dans les deux situations les paramètres physiques et géométriques du problème sont identiques (viscosité/densité de l'eau et du gaz, géométrie de l'impact et de la goutte). En revanche l'ajout d'un film liquide introduit 5 nouvelles variables, une géométrie : l'épaisseur du film, et 4 physiques. Les tensions de surface entre l'huile et le gaz, celle entre l'huile et la goutte après le contact ainsi qu'une densité et une viscosité.

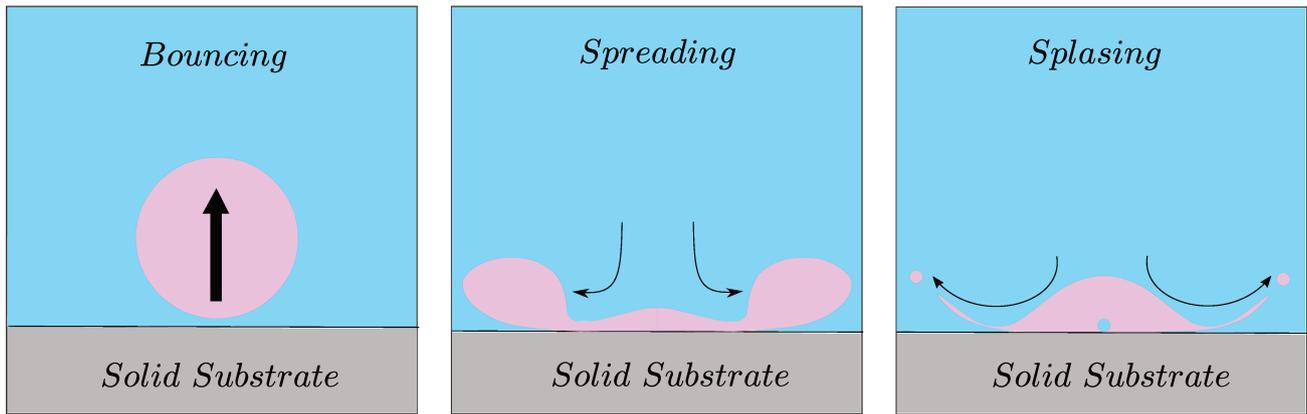


FIGURE 1.3 – Différents comportements lors d'un impact. Nous pouvons observer un rebond (bouncing) durant lequel la goutte rebondit sur la surface avant de rentrer en contact sur le solide. Mais aussi des étalements (spreading) ou des éclaboussures (splashing). Les flèches noires indiquent la direction du déplacement.

### Comportement général d'un impact

Les expériences multiphasiques avec deux fluides sont communes, dès lors qu'une surface libre est présente il s'agit déjà d'une étude multiphasique. Nous avons mentionné dans l'introduction l'aspect capital de l'étude des interfaces, que ce soit dans l'industrie ou pour la compréhension de phénomènes naturels. Dans cette section nous abordons les études multiphasiques bifluides dans le cas des impacts de goutte. Bien que nous réduisons le domaine d'étude, le sujet reste extrêmement vaste, une simple recherche des mots clés "drop impact" propose plus de 30 000 articles, dont 1800 en 2023. Nous distinguons deux grandes familles d'impact, ceux sur substrats solides a contrario des substrats liquides. Les impacts sur liquide peuvent aussi se diviser en deux parties en séparant les impacts sur des films minces des impacts sur piscine profonde. Le travail présenté dans ce manuscrit traite des impacts sur film fin, nous proposons donc une revue succincte des travaux permettant de situer le travail effectué au regard des connaissances actuelles. Tout d'abord quelque soit le type de substrat nous pouvons observer différents mécanismes post impact. Le schéma 1.3 présente plusieurs issues possibles pour des impacts sur solide (de Gennes [27]). Lors de l'impact la goutte peut soit entrer en contact avec le solide (Yarin [136]) soit rebondir (bouncing) (Pan et al. [79]). Une fois le contact effectué une petite bulle peut se retrouver piégée entre la goutte et le substrat (Pumphrey and Elmore [89]). Ensuite la goutte va s'étalement parfois nous observons des détachements de petites gouttelettes c'est un splash (Josserand and Thoroddsen [52]). Dans le cas d'un étalement sans splash (spreading) la goutte atteint un rayon d'étalement maximal avant de se rétracter (Wang et al. [130]). La position finale d'équilibre sera quant à elle gouvernée par le mouillage du solide (Bonn et al. [14]).

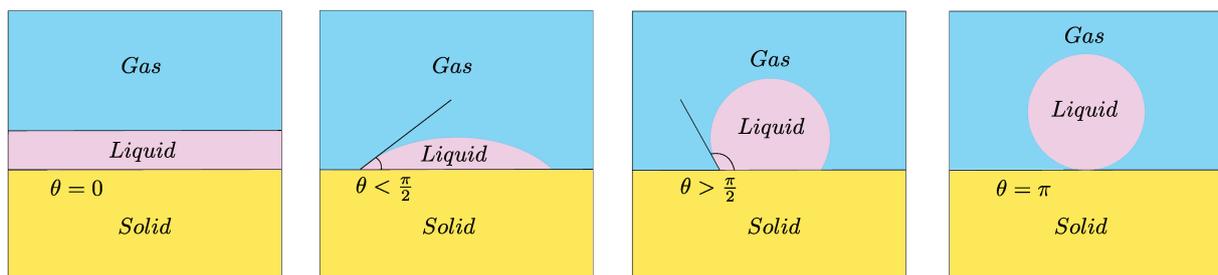


FIGURE 1.4 – Le mouillage d'un fluide est caractérisé par son angle de contact avec le solide. Lorsque le fluide mouille parfaitement le substrat l'angle est nul. Pour des fluides mouillants l'angle sera inférieur à  $90^\circ$ , au contraire pour des angles supérieurs à  $90^\circ$  le fluide sera non mouillant

Les propriétés de mouillage se caractérisent à l'aide des angles de contact que réalise le fluide avec le solide. Par convention l'angle est mesuré dans le liquide. Une illustration de ces conditions de mouillage est donnée en fig 1.4 où deux situations distinctes possibles : dans le premier cas la goutte s'étale et l'angle mesuré est inférieur à  $90^\circ$  en revanche dans le cas non mouillant (b) l'angle de contact est supérieur à  $90^\circ$ . Les photographies (fig 1.5) montrent la différence de forme que prend la goutte au repos en fonction des propriétés de mouillage du solide. Le mouillage s'illustre bien avec dans le cas d'un substrat solide mais cet effet existe de façon similaire lorsque l'on traite différents liquides (voir 1.4). Pour obtenir l'angle de contact et quantifier le mouillage partiel nous utilisons la loi de Young-Dupré [9] énoncée ci-dessous :

$$\cos \theta = \frac{\gamma_{sg} - \gamma_{sl}}{\gamma_{lg}} \quad (1.1)$$

Où les indices  $s, l$  et  $g$  décrivent respectivement le solide, le liquide et le gaz;  $\gamma$  représente la tension superficielle de l'interface considérée. Nous reviendrons sur la signification physique des tensions de surface dans la section 1.4



(a) Goutte d'eau mouillant un wafer de silicium (nanolisse) [source ©Rodolphe Grivet] (b) Goutte d'eau sur substrat hydrophobe [source ©Rodolphe Grivet]

FIGURE 1.5 – Dans ces deux exemples la goutte présente un comportement différent, dans le cas hydrophile (a) elle s'étale jusqu'à atteindre sa position d'équilibre. En revanche lorsqu'elle repose sur une surface hydrophobe la goutte reste dans une forme sphérique.

Pour des impacts sur substrat liquide nous observons des comportements plus variés, nous remarquons des comportements similaires à ceux observé pour des impacts sur solide notamment des boucing, des *spreadings/splashing* (Weiss and Yarin [131]), ou encore le piégeage de bulles (Thoraval et al. [117]). Cependant la présence d'un film liquide complexifie les dynamiques observées. De nombreuses études décrivent les comportements post-impact sur des films minces (Wang and Chen [128]; Josserand and Zaleski [51]) Pour le cas des piscines profondes nous observons des cavités qui se forment suite à l'impact, puis en se rétractant vont créer un jet (Pumphrey and Elmore [89]; Aghaglah et al. [4]; Bartolo et al. [11]; Michon et al. [73]).

### Physique à 3 fluides

Historiquement des travaux menés en 1970 par Torza and Mason [124] traitent analytiquement et expérimentalement de l'interaction entre deux gouttes de différents liquides (en présence d'un gaz ambiant) auxquelles on applique un champ électrique. Il s'agit bien d'une étude comportant trois fluides et un substrat solide. La plupart des travaux triphasiques vont étudier l'influence de divers paramètres sans étudier la dynamique du point où les trois fluides se retrouvent en contact. Nous dénommerons ce point dans la suite du manuscrit : point triple. L'étude d'impact de goutte utilisant trois fluides est fortement représentée dans le domaine des "compounds drops". La revue de Blanken et al. [13] développe particulièrement ce sujet, il s'agit de gouttes ou bulles étant encapsulées au sein d'une autre goutte. Ces dernières sont donc un système au minimum composé de deux fluides impactant un substrat en présence d'un gaz ambiant. Ces gouttes peuvent être de différentes tailles, peuvent contenir plusieurs inclusions de différents fluides. Ce système complexe est l'objet d'études depuis plusieurs dizaines d'années, nous pouvons citer entre autre la revue de Johnson and Sathal [50] détaillant l'aspect mécanique de ce type d'objet. Nous remarquons que ces objets sont par définition multiphasiques, cependant une large partie des recherches concernant les impacts de goutte se concentrent sur les comportements au moment du contact entre le liquide impactant et le substrat ainsi que sur les issues possibles après le contact. La majeure partie des études triphasiques récentes discutent des comportements aux temps longs, à savoir la transition vers le splash. Une partie de ces recherches sont effectuées pour des impacts sur des piscines liquides très profondes. Dans cette configuration les gouttes impactent sur la surface liquide et viennent créer une cavité dans le substrat. Plusieurs issues sont alors possibles, nous pouvons entre autres citer les travaux expérimentaux de Lhuissier et al. [64] concernant la fragmentation d'une goutte dans la cavité qu'elle a créée suite à l'impact. Les dépendances en fonction des divers paramètres du système de cette même cavité ont été décrits par Jain et al. [47]. Des études sur la transition vers le splash sont aussi réalisées en 2018 par Kittel et al. [54] dans le cas d'un impact sur un solide mouillé par un fluide différent de celui de la goutte. Plus récemment en 2022 une autre étude de Stumpf et al. [113] démontrait l'apparition d'un nouveau type de splash lors d'un impact dans une configuration similaire. Par ailleurs une étude numérique réalisée

en 2023 par Qin et al. [90] illustre l'influence d'un fin film visqueux situé sous la goutte sur les dynamiques de splash. Nous avons discuté des dynamiques d'étalement mais comme mentionné dans l'introduction générale les gouttes peuvent aussi rebondir sans entrer en contact avec le substrat (Alventosa et al. [6]), d'autres publications récentes s'intéressent à ce type de problème, en 2023 Sanjay et al. [104] étudiait la transition entre l'étalement et le rebond. Nous avons principalement discuté des issues possibles à la suite de l'impact et ce pour des configurations triphasiques sur une large gamme de substrats. Cependant l'étude principale de ce manuscrit décrit principalement l'étude d'un impact sur un film mince non miscible et nous concentrons notamment nos travaux sur le piégeage des bulles au moment du contact. Bien qu'aucune étude n'ait à ce jour quantifié les mécanismes responsables du piégeage des bulles dont nous discuterons l'origine dans le chapitre 4 nous disposons de travaux proches permettant de cibler le domaine d'étude. A la suite des recherches expérimentales de Thoraval and Thoroddsen [116] sur la contraction d'un disque de gaz piégé entre une goutte et un substrat liquide, en 2017 Jian et al. [48] étudiait la dynamique de la bulle piégée entre la goutte et le film liquide non miscible. Il regardait notamment comment le film de gaz piégé se comportait, il y observe des comportements variés telle qu'une unique bulle formée sous le centre de la goutte, ou deux bulles superposées verticalement ou encore la formation d'une bulle toroïdale. La même année Chen et al. [18] observait l'effet de la miscibilité de la goutte et du film liquide. La vitesse verticale de la goutte est aussi impactée par les propriétés physiques du film et notamment sa viscosité. Ce point est notamment détaillé par Fudge et al. [39]. Plus précisément il s'agit de la vitesse du centre du film de gaz situé sous la goutte. La bibliographie listée ci-dessus représente une liste exhaustive des problèmes triphasiques étudiés dans la littérature. Ce paragraphe permet de définir notre domaine d'étude, par ailleurs nous discuterons dans le chapitre 2 des différentes méthodes numériques permettant la résolution des problèmes triphasiques. Dans nos travaux nous cherchons à identifier les mécanismes liés au piégeage d'une bulle lors d'un impact sur film mince non miscible. Les études réalisées par Duchemin and Josserand [35] et Bouwhuis et al. [15] en 2012 permettent d'expliquer ce phénomène pour des impacts sur solide. Ils expliquent notamment l'importance de l'inertie de la goutte vis à vis des forces visqueuses dans le gaz. Ils identifient aussi que la lubrification du film gazeux est l'effet dominant dans la dynamique de piégeage de la bulle. Nous reviendrons en détail sur les hypothèses et les modèles développés dans ces articles dans le chapitre 4. Nous réalisons aussi des études plus qualitatives (chapitre 5) sur l'influence de la tension de surface et des propriétés de mouillage sur le splash. Les informations tirées des publications de Almohammadi and Amirfazli [5] délivrent des détails sur le comportement du splash lors d'un impact d'une goutte d'eau sur une surface plus ou moins hydrophile. Par ailleurs dans le chapitre 6 nous proposons une étude sur les jets de Worthington dans le cas d'une géométrie particulière. Nous chercherons aussi l'influence d'un film d'huile non miscible sur la vitesse des jets. Nous utiliserons les travaux réalisés par Duchemin et al. [36]; Michon et al. [73] dans lesquels étaient étudiés des impacts sur piscine profonde démontrant notamment la présence d'un maximum de vitesse d'éjection du jet après l'effondrement de la cavité. Les travaux montrent notamment la présence d'une singularité résultant de l'évolution la forme de la cavité pendant la rétractation.

## 1.3 Mécanique des fluides à 3 fluides

Maintenant que nous connaissons les enjeux liés aux problèmes trois fluides nous devons modéliser la physique pour résoudre les écoulements en présence de trois fluides. Dans cette section nous commencerons par rappeler les équations à résoudre dans les problèmes bifluïdes, puis nous introduirons le modèle 1-fluide que nous étendrons pour trois fluides.

### 1.3.1 Rappel des équations de Navier-Stokes bi-fluide

Pour résoudre la dynamique dans les fluides nous utilisons les équations de Navier-Stokes incompressibles 1.2 rappelées ci-dessous :

$$\begin{cases} \rho \left( \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} \right) = -\nabla P + \nabla \cdot (2\mu \mathbf{D}) + \rho \vec{f} \\ \nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \end{cases} \quad (1.2)$$

Avec  $\mathbf{u}$  le champs de vitesse,  $P$  le champs de pression,  $\rho$  la masse volumique,  $\mu$  la viscosité cinématique et  $\vec{g}$  l'accélération de la gravité. Cette équation seule ne permet pas de résoudre un problème de mécanique, il faut aussi y rajouter les conditions aux limites (par exemple dans le cas d'un écoulement dans un cylindre la vitesse aux parois sera nulle). Dans le cas d'un problème bi-fluïdes l'équation 1.2 sera toujours valable dans chacun des fluides seules les valeurs des densités et des viscosités changeront en fonction du fluide considéré. Cependant il faut rajouter une nouvelle condition à l'interface entre les fluides. Cette dernière est appelée condition de saut (notée [ ] et définie par l'équation 1.3

$$[\underline{\underline{\sigma}} \cdot \vec{n}] = \gamma \kappa \vec{n} \quad (1.3)$$

Où  $\underline{\underline{\sigma}}$  représente le tenseur des contraintes,  $\gamma$  la tension de surface,  $\kappa$  la courbure de l'interface et  $\vec{n}$  la normale à l'interface au point de calcul considéré. Ces jeux d'équations permettent de résoudre la dynamique dans chacun des fluides tout en résolvant la physique à l'interface. On peut montrer qu'il est possible d'écrire ces équations sous une forme plus simple et notamment plus adaptée à la résolution numérique (formation rappelée par [7]). Nous détaillons les idées principales de ce modèle dans la section suivante.

### 1.3.2 Formulation 1-fluide des équations de Navier-Stokes diphasiques

Nous expliquons d'abord comment modéliser chacun des fluides séparément afin d'obtenir les expressions de la densité et la viscosité  $\rho^*$  et  $\mu^*$ . Puis nous traiterons le terme de tension de surface.

#### Modélisation de la densité et de la viscosité

Nous souhaitons résoudre l'équation du moment dans deux fluides différents le plus simplement possible. Considérons d'abord un liquide que nous assimilerons à de l'eau pour les explications et un gaz fig **quote**, l'équation du moment est valable dans chacun des deux domaines, le problème se résume donc au système suivant :

$$\begin{cases} \rho_w \left( \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} \right) = -\nabla \vec{P} + \mu_w \nabla^2 \mathbf{u} + \rho_w \vec{g} \\ \rho_g \left( \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} \right) = -\nabla \vec{P} + \mu_g \nabla^2 \mathbf{u} + \rho_g \vec{g} \\ \text{Ainsi que la condition de saut à l'interface :} \\ \underline{\underline{[\sigma \cdot \vec{n}]}} = \gamma \kappa \vec{n} \end{cases} \quad (1.4)$$

Afin de simplifier la résolution nous pouvons introduire une fonction notée  $\chi$  permettant de différencier chacun des fluides,  $\chi$  est appelée fonction caractéristique. Cette dernière prendra par exemple la valeur 1 dans l'eau et 0 dans le gaz (voir fig 5.1). De ce fait les fonctions  $\rho$  (resp  $\mu$ ) peuvent s'exprimer en fonction de  $\chi$ . Nous définissons donc une variable  $\rho$  (resp  $\mu$ ) correspondant à la densité (resp viscosité) dans l'ensemble du domaine. Ainsi la densité et la viscosité deviennent des fonctions de  $\chi$  que nous noterons  $\rho^*$  et  $\mu^*$ . Sachant que la densité et la viscosité dans l'eau et le gaz valent respectivement :  $\rho_w, \mu_w$  et  $\rho_g, \mu_g$

$$\rho = \begin{cases} \rho_l & \text{dans le liquide} \\ \rho_g & \text{dans le gaz} \end{cases}$$

En introduisant la fonction  $\chi$ , les fonctions  $\rho$  et  $\mu$  se réécrivent sous la forme d'une fonction de  $\chi$  :

$$\begin{cases} \rho^*(\chi) = \rho_l + (1 - \chi)\rho_g \\ \mu^*(\chi) = \mu_l + (1 - \chi)\mu_g \end{cases} \quad (1.5)$$

Désormais en combinant les systèmes 1.4 et 1.5 nous obtenons le système équivalent suivant :

$$\begin{cases} \rho^* \left( \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} \right) = -\nabla P + \nabla \cdot (\mu^* \nabla \mathbf{u} + \rho \vec{g} + \gamma \kappa \delta_s \vec{n}) \\ \frac{\partial \rho^*}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho^* \mathbf{u}) = 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \end{cases} \quad (1.6)$$

Ce système d'équation est écrit en utilisant la formulation dite 1-fluide de l'équation de Navier-Stokes.  $\delta_s$  représente un dirac surfacique permettant le calcul des forces de tension de surface uniquement sur l'interface. Le calcul de ce dirac est l'un des gros enjeux dans les méthodes numériques traitant des problèmes multiphasiques, nous discuterons ce point dans le chapitre 2. Désormais la densité ainsi que la viscosité sont deux fonctions continues par morceaux dont la valeur dépend du fluide considéré localement lors de la résolution de l'équation. Cette formulation permet de simplifier les écritures et d'inclure la physique de l'interface dans l'équation du moment. Ce modèle fonctionne pour deux fluides, nous souhaitons maintenant l'adapter pour des situations triphasiques.

### 1.3.3 Équation Navier-Stokes trifluide en formulation 1-fluide

La situation initiale d'un système à trois fluides diffère légèrement d'un problème bifluide par le nombre de paramètres physiques à considérer. Pour les explication prenons une situation dans laquelle deux fluides (eau et huile par exemple) sont en présence d'un gaz (voir fig 5.1). Nous observons trois domaines distincts

dans lesquels les équations de Navier-Stokes peuvent être résolues séparément, à cela s'ajoute 3 interfaces et un point triple. Nous écrivons donc dans le système suivant les équations devant être solutionnées afin d'obtenir la dynamique d'un tel système.

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho_w \left( \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} \right) = -\nabla \vec{P} + \mu_w \nabla^2 \mathbf{u} + \rho_w \vec{g} \\ \rho_g \left( \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} \right) = -\nabla \vec{P} + \mu_g \nabla^2 \mathbf{u} + \rho_g \vec{g} \\ \rho_o \left( \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} \right) = -\nabla \vec{P} + \mu_o \nabla^2 \mathbf{u} + \rho_o \vec{g} \end{array} \right. \quad (1.7)$$

Ainsi que les différentes conditions de saut aux interfaces :

$$\left\{ \begin{array}{l} [\underline{\underline{\sigma}}_{wg} \cdot \vec{n}] = \gamma_{wg} \kappa \vec{n} \\ [\underline{\underline{\sigma}}_{wo} \cdot \vec{n}] = \gamma_{wo} \kappa \vec{n} \\ [\underline{\underline{\sigma}}_{og} \cdot \vec{n}] = \gamma_{og} \kappa \vec{n} \end{array} \right.$$

Reprenons maintenant le raisonnement exposé dans le paragraphe précédent, nous souhaitons exprimer le système 1.7 en utilisant la formulation 1-fluide. Pour ce faire nous réintroduisons une fonction caractéristique  $\chi$ , cependant nous sommes dans l'impossibilité de distinguer chacun des domaines à l'aide d'une unique fonction (fig 1.6 (a)). Dans la littérature deux solutions sont apportées, soit en utilisant 2 fonctions  $\chi_1$  et  $\chi_2$  soit 3 ( $\chi_1$ ,  $\chi_2$  et  $\chi_3$ ). La première option a notamment été utilisée dans les travaux de Marcotte et al. [69]; Sanjay et al. [103] tandis que la seconde option a été préférée dans les études de Fudge et al. [39] par exemple. Nous présentons ici les deux options.

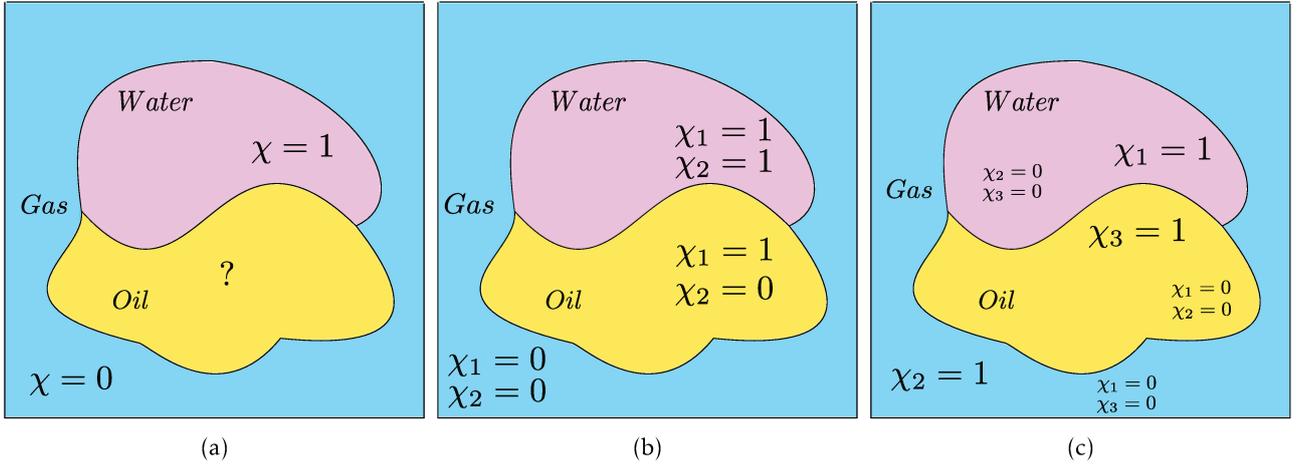


FIGURE 1.6 – Différentes options pour distinguer chacun des fluides avec des fonctions caractéristiques  $\chi_i$

### 1. Utilisation de deux fonctions caractéristiques

Cette première option limite le nombre de fonctions caractéristiques et propose donc de séparer un premier fluide des deux autres. Ainsi nous choisissons  $\chi_1$  égal à 0 dans le gaz et 1 dans l'huile et l'eau. Ensuite nous introduisons  $\chi_2$  valant 1 dans l'eau et 0 dans le gaz et dans l'huile (voir fig 1.6 (b)). Ainsi nous pouvons reconstruire les fonctions  $\rho^*$  et  $\mu^*$  en fonction de  $\chi_1$  et  $\chi_2$  telles que :

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho^*(\chi_1, \chi_2) = \rho_w(\chi_1 \chi_2) + \rho_o \chi_1(1 - \chi_2) + \rho_g(1 - \chi_1) \\ \mu^*(\chi_1, \chi_2) = \mu_w(\chi_1 \chi_2) + \mu_o \chi_1(1 - \chi_2) + \mu_g(1 - \chi_1) \end{array} \right. \quad (1.8)$$

### 2. Utilisation de trois fonctions caractéristiques

Cette seconde option peut paraître plus naturelle, puisque nous attribuons à chacun des fluides une fonction caractéristique valant 1 dans le fluide concerné et 0 ailleurs (voir fig 1.6 (c)). Les expressions de  $\rho^*$  et  $\mu^*$  deviennent donc :

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho^*(\chi_1, \chi_2, \chi_3) = \rho_w \chi_1 + \rho_g \chi_2 + \rho_o \chi_3 \\ \mu^*(\chi_1, \chi_2, \chi_3) = \mu_w \chi_1 + \mu_g \chi_2 + \mu_o \chi_3 \end{array} \right. \quad (1.9)$$

Nous discuterons des avantages et inconvénients pour la modélisation numérique de chacune des formulations dans le chapitre 3. D'un point de vue formel les deux couples d'expression pour la densité et la viscosité

permettent bien d'obtenir des équations continues par morceaux et autorisent la construction d'un modèle 1-fluide pour des systèmes triphasiques. Les équations du moment dans le système 1.7 peuvent donc se réécrire en fonction de  $\rho^*$  et  $\mu^*$  cependant nous n'avons pas encore discuté de la manière dont nous traitons la physique des interfaces.

### Compréhension du terme de tension de surface

L'expression du terme de tension de surface que nous noterons  $\gamma^*$  ( $J/m^2$ ) dans le modèle 1-fluide dépend nécessairement de l'interface considérée. Ainsi dans l'ensemble du domaine à l'exception du point triple le modèle 1-fluide permet une résolution identique que le système soit bi ou trifluide. En revanche nous observons une discontinuité de tension de surface au point triple. Attardons nous sur la modélisation de ce terme. Dans la modélisation 1-fluide nous considérons l'interface comme une frontière d'épaisseur infinitésimale entre deux fluides. Prenons deux fluides  $i, j$  séparé par une interface, nous notons  $\gamma_{ij}$  de tension de surface entre les 2 fluides ( $i$  et  $j$ ), qui est une propriété intrinsèque de l'interface. Il s'agit une quantité mesurable et qui dépend des deux fluides de part et d'autre de l'interface. Nous pouvons supposer que  $\gamma_{ij}$  est une fonction ( $\mathcal{G}$ ) des propriétés physico-chimiques de chacun des fluides et de leur interaction. Nous notons alors  $\epsilon_i$  et  $\epsilon_j$  la représentation de ces propriétés pour chacun des fluides :

$$\gamma_{ij} = \mathcal{G}(\gamma_i, \gamma_j) \quad (1.10)$$

Nous cherchons maintenant à modéliser la fonction  $\mathcal{G}$  reliant les deux fluides à l'interface. Les données de la littérature sur l'origine de la tension de surface ne donne pas d'expression analytique exacte (Israelachvili [46]). Nous disposons cependant de modèles concernant les relations entre les énergies internes volumiques et la tension de surface. Par exemple deux modèles sont proposés, le premier en 1957 par Girifalco and Good [41] et le second en 1962 par Fowkes [38] dont les expressions sont données ci-dessous pour une interface entre les fluides  $ij$  :

1. Modèle de Girifalco et Good

$$\gamma_{ij} = \gamma_i + \gamma_j - 2\phi\sqrt{\gamma_i\gamma_j}$$

où  $\phi$  est un paramètre de l'ordre de 1 permettant de considérer la nature des interactions moléculaires entre chacun des deux fluides.

2. Modèle de Fowkes

$$\gamma_{ij} = \gamma_i + \gamma_j - 2\sqrt{\gamma_i^f \gamma_j^f}$$

où  $\gamma_i^f$  et  $\gamma_j^f$  sont issues des énergies libres venant des interactions dipolaires de Debye.

Dans ces deux modèles la tension de surface  $\gamma_{ij}$  s'interprètent comme la somme des énergies de surface de chacun des deux fluides à laquelle il faut soustraire une composante liée à l'interaction des deux fluides. Ces modèles corroborent les premières idées développées par Laplace sur les interfaces (voir Rowlinson and Widom [100]). Nous comprenons qu'il existe un lien entre les tensions de surface mesurables expérimentalement ( $\gamma_{ij}$ ) et les énergies de chacun des fluides. Cependant il faut également prendre en compte leur interaction spécifique. A ce stade nous n'avons toujours pas discuté du point triple. Nous observons ici une discontinuité de tension de surface au point triple, cette considération ne pose pas de difficulté analytique, en effet la discontinuité n'est présente qu'au point triple, cependant nous observerons dans le chapitre 3 de nombreuses difficultés numériques à ce sujet.

### Formulation 1-fluide

Finalement nous pouvons utiliser la formulation 1-fluide pour des situations trifluides :

$$\begin{cases} \rho^* \left( \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} \right) = -\nabla P + \nabla \cdot (\mu^* \nabla \mathbf{u}) + \rho \vec{g} + \gamma^* \kappa \delta_s \vec{n} \\ \frac{\partial \rho^*}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho^* \mathbf{u}) = 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \end{cases} \quad (1.11)$$

Nous obtenons un système analogue avec celui obtenu pour deux fluides (système 1.6). Précédemment nous n'avions qu'une seule interface à considérer. Désormais l'introduction d'un troisième fluide rajoute deux nouvelles interfaces ainsi qu'un point triple lorsque les trois fluides se rencontrent en un point de l'espace. Nous donnons davantage de détails sur le point triple dans les paragraphes suivants.

## 1.4 Étude des points triples

Un point triple apparaît, lorsque trois interfaces se rejoignent en un point. Nous pouvons écrire l'équilibre des forces et observer alors deux régimes, soit le point triple est une solution d'équilibre statique (solution stable), soit il est énergétiquement défavorable de former un point triple (solution instable). Dans la littérature nous utilisons la règle du triangle de Neumann pour discuter de la stabilité du point triple à l'équilibre. Nous reprenons ici les idées principales, plus de détails sont disponibles dans les articles suivants : [26;139]. En prenant la configuration de la figure 1.7 nous observons un point triple séparant trois domaines numérotés de 1 à 3. Nous définissons alors des angles  $\theta_i$  pour chacun des domaines. Nous introduisons aussi deux angles  $\alpha$  et  $\beta$  faisant le lien entre la configuration physique (figure de gauche) et les triangles de Neumann (figure de droite). Deux triangles sont représentés, le premier (i) représente une configuration stable, le triangle est fermé à l'inverse de la situation (ii) où le triangle est ouvert. Remarquons que le triangle est fermé lorsque la somme des forces est égale à zéro. Ainsi pour qu'un point triple n'est stable que lorsque la somme des forces de tension de surface est nulle. Nous montrons ici le parallèle entre les deux configurations, nous pouvons maintenant établir une relation entre les angles du triangle et les forces de tension de surface donnant ainsi une condition sur les angles. En effectuant un bilan de force sur l'axe de références définis par  $\frac{\vec{\gamma}_{12}}{|\gamma_{12}|}$  (axe en pointillé sur la figure de gauche) nous écrivons :

$$\begin{cases} \gamma_{12} = \gamma_{13} \cos \alpha + \gamma_{23} \cos \beta \\ \gamma_{23} \sin \beta = \gamma_{13} \sin \alpha \end{cases} \quad (1.12)$$

La résolution du système 1.12 conduit à  $\cos \beta = \frac{\gamma_{23}^2 + \gamma_{12}^2 - \gamma_{13}^2}{2\gamma_{12}\gamma_{23}}$ . Pour que le point triple soit stable, il faut entre autre que

$$\gamma_{12} < \gamma_{23} + \gamma_{13} \quad (1.13)$$

Puis par permutations circulaire nous obtenons les trois autres conditions. Par conséquent si l'une de ces inégalité n'est pas respectée le point triple ne sera pas une situation favorable de l'équilibre statique. Prenons l'exemple où  $\gamma_{12} > \gamma_{23} + \gamma_{13}$ , dans ce cas l'interface entre les fluides 1 et 2 doit disparaître. Ainsi le fluide trois viendra se glisser entre les fluides 1 et 2 jusqu'à séparation complète de l'interface 1, 2.

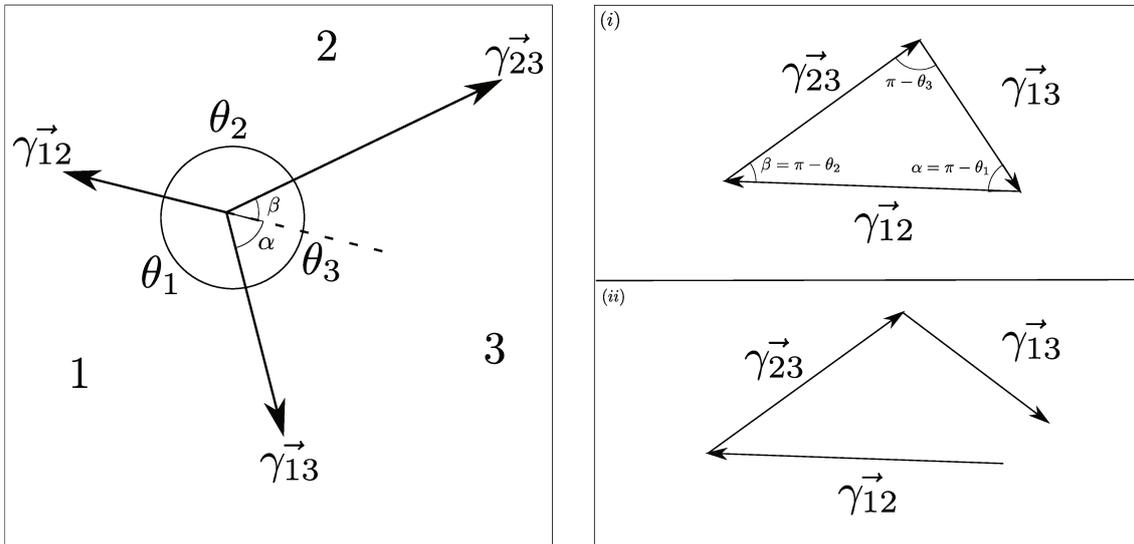


FIGURE 1.7 – Equilibre des forces de tension de surface au point triple. Nous définissons trois angles correspondant à chacun des trois domaines ( $\theta_1, \theta_2, \theta_3$ ). Nous définissons ensuite deux angles intermédiaires servant à relier les angles du problème géométrique avec ceux du triangle de Neumann. Sur les figures de droite nous présentons deux résultats, le premier (i) où le triangle est fermé, ce qui caractérise l'existence du point triple à l'équilibre, le second (ii) où le point triple est physiquement instable.

Remarquons la similarité avec les questions de mouillage évoquées dans la première partie de ce chapitre 1.2 où nous avons introduit la loi de Young-Dupré. Nous utilisons les informations données par le triangle de Neumann afin de connaître la stabilité du système à l'équilibre que nous étudions. Cependant dans les diverses études que nous réaliserons dans la suite du manuscrit (voir chapitre 3,5 et 6) nous serons amenés à observer des points triples instables à cause de la physique du problème observé. Nous pouvons par exemple prendre le cas de référence d'une goutte d'eau sur une huile en présence d'un gaz (fig 1.8). En fonction des

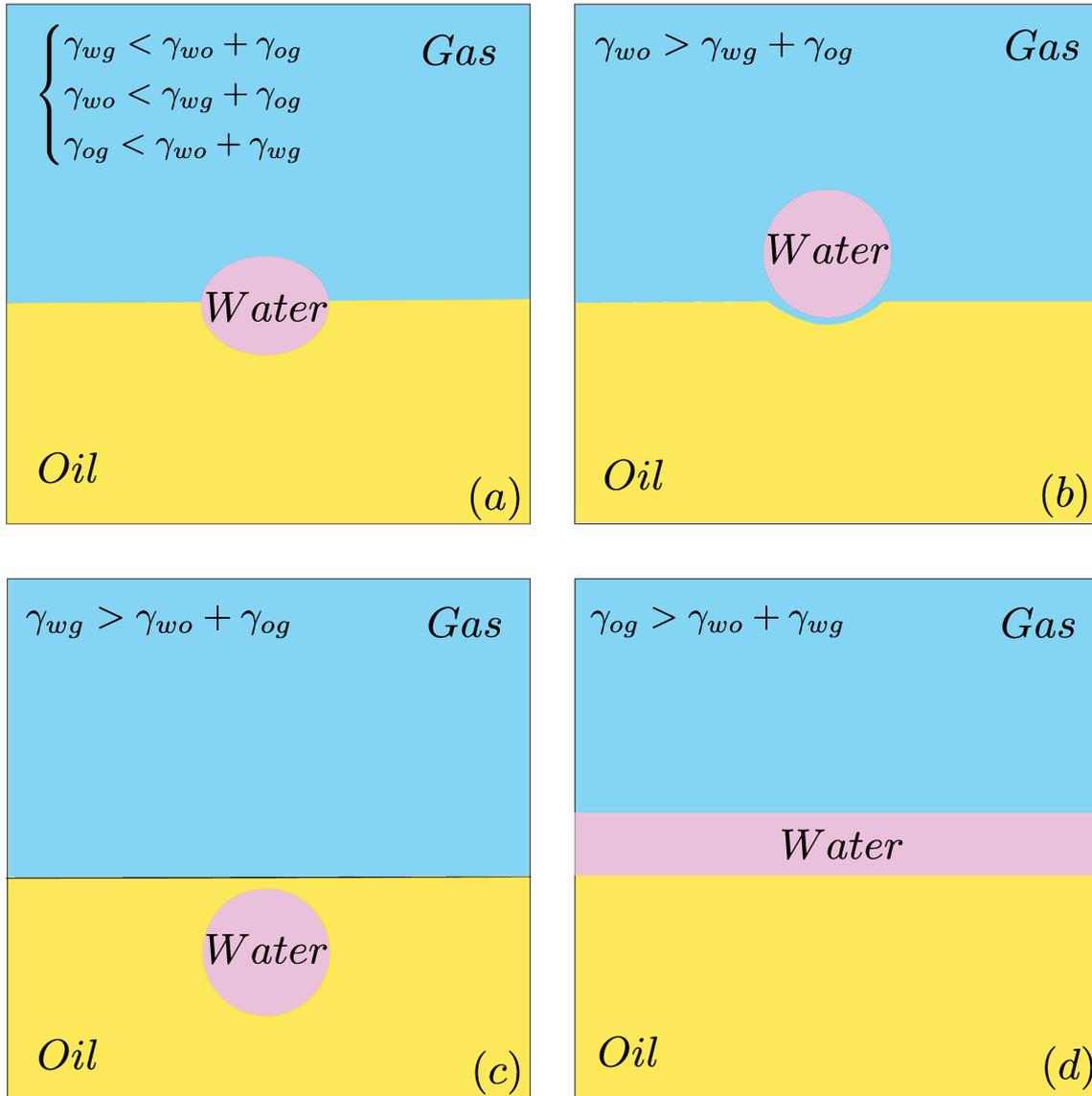


FIGURE 1.8 – Nous dénombrons 4 possibilités différentes, (a) le point triple est une solution stable (solution d'équilibre). (b) L'interface eau/huile est énergétiquement défavorable, un coussin de gaz sépare la goutte d'eau du film d'huile. (c) L'interface eau/gaz disparaît, la goutte est totalement mouillée par l'huile. (d) L'eau mouille totalement l'huile et l'interface huile/gaz disparaît.

tensions de surface imposées par les fluides choisis nous pouvons obtenir 4 configurations différentes dont une seule conduit à la création d'un point triple stable.

1. Mouillage partiel  $\begin{cases} \gamma_{wg} < \gamma_{wo} + \gamma_{og} \\ \gamma_{wo} < \gamma_{wg} + \gamma_{og} \\ \gamma_{og} < \gamma_{wo} + \gamma_{wg} \end{cases}$

Dans cette situation il est plus favorable de construire un point triple et nous devrions observer une lentille d'eau se former à la surface de l'huile. Il s'agit d'un mouillage partiel. La goutte d'eau forme une lentille liquide à la surface de l'huile. Les trois angles autour du point triple peuvent alors être déterminés. Nous utiliserons cet exemple dans le chapitre 3 pour vérifier la précision de nos simulations. Pour les trois autres situations le point triple n'est présent que temporairement pendant que le système converge vers la solution d'équilibre. Nous ne respectons plus les conditions d'existence du triangle de Neumann décrite dans le système 1.13. Dès lors nous obtenons les situations suivantes :

2. Coussin d'air  $\gamma_{wo} > \gamma_{wg} + \gamma_{og}$

Ici la goutte refuse le contact et un film d'air se crée sous la goutte, le gaz mouille totalement l'eau et l'huile puisque l'interface eau/huile n'est pas favorable.

### 3. Encapsulation $\gamma_{wg} > \gamma_{wo} + \gamma_{og}$

Dans ce cas c'est l'huile qui mouille totalement l'eau et la goutte se retrouve encapsulée dans le film d'huile.

### 4. Étalement $\gamma_{og} > \gamma_{wo} + \gamma_{wg}$

Il s'agit d'un étalement complet de la goutte d'eau afin d'empêcher l'interface gaz/huile.

Nous voyons ici pourquoi les études visant à comprendre et quantifier l'influence du mouillage sont pertinentes. Il s'agit d'un paramètre important pouvant changer la dynamique des systèmes étudiés. Nous travaillerons plus en détail sur cet aspect dans le chapitre 5 avec une étude sur l'influence du mouillage sur la transition vers le splash lors d'un impact de goutte.

## 1.5 Conclusions

Ce premier chapitre a pour objectif de contextualiser les travaux menés dans la suite de ce manuscrit. Nous avons notamment abordé l'intérêt des études multiphasiques en l'occurrence pour trois fluides ou plus. Nous avons introduit le modèle utilisé pour résoudre les équations de Navier-Stokes. Nous avons discuté de l'importance de la résolution des forces aux interfaces et nous insistons sur la complexité de la résolution lorsque les trois fluides coïncident en un point (point triple). Finalement nous discutons de l'influence des tensions de surfaces sur les solutions d'équilibres en utilisant un problème de référence (une goutte d'eau déposée sur une surface d'huile). Nous comparerons les résultats obtenus dans nos simulations avec la théorie dans les chapitres suivants. Les outils numériques utilisés à ces fins seront introduits dans le chapitre suivant.



# De la physique au numérique, il n'y a qu'un pas

Dans ce chapitre nous écrivons la physique dans le monde du numérique. Quels sont les outils à notre disposition pour la résolution de problèmes diphasiques? Nous expliquerons les choix qui nous ont menés à choisir *Basilisk* pour effectuer nos simulations tout au cours de cet ouvrage. Nous présenterons ensuite succinctement les méthodes numériques utilisées dans ce programme.

## Questions

1. Citer 3 méthodes numériques de tracking des interfaces
2. Citer les grandes étapes du schéma temporel de *Basilisk*
3. Quelle approche est utilisée dans *Basilisk* afin d'estimer le terme de tension de surface du modèle 1-fluide?



FIGURE 2.1 – Rêve ou Réalité (Image libre de droits)

*Réponses*

1. Nous pouvons citer les méthodes d'interface diffuse (phase field), les levels set et les méthodes volume of fluids
2. Le schéma temporel de *Basilisk* est complexe, nous pouvons citer certaines des étapes majeures : l'advection des traceurs VOF, le calcul des normales dans les cellules contenant des interfaces, le calcul du terme d'advection, le terme de viscosité, le calcul des tensions de surface la projection garantissant l'incompressibilité de l'écoulement et l'adaptation de maillage.
3. Dans *Basilisk* le terme de tension de surface est calculé à l'aide de fonction de hauteur, si celles ci ne sont pas définies, une méthode utilisant directement les fractions volumiques est alors utilisée en remplacement.

## 2.1 Introduction

Dans le premier chapitre nous avons décrit le modèle 1-fluide permettant de résoudre les équations de Navier-Stokes dans chacun des fluides du domaine ainsi que la physique des interfaces. Dans ce chapitre nous présentons différentes méthodes de résolution numérique. Nous utiliserons pour nos études la méthode Volume of Fluids (VOF) de *Basilisk* que nous détaillerons en partie 2.3. Nous présenterons les éléments majeurs de ce code/logiciel utiles à la compréhension des outils de résolution trifluide que nous proposons en chapitre 3.

*Remarque : Dans ce chapitre les notations pouvant être lourdes nous mentionnons les vecteurs par le caractère gras (exemple pour le vecteur vitesse :  $\mathbf{u}$ )*

## 2.2 Description des modèles numériques

Différentes approches permettent la résolution de ce modèle physique. Nous allons en présenter 3 dans cette partie en discutant leurs intérêts respectifs. Deux d'entre elles sont des méthodes dites de "front capturing", elles reconstruisent les interfaces dans l'ensemble du domaine.

### 2.2.1 Méthode phase field

Les interfaces physiques sont des frontières diffuses dans lesquelles les particules de chacun des deux fluides non miscibles entrent en contact. Les interfaces ont donc des épaisseurs caractéristiques de l'ordre de la dizaine de nanomètre en général. Les méthodes phase-field sont construites en utilisant cette même idée. Pour la résolution de problèmes diphasiques, deux fluides sont donc séparés par une interface de taille finie. Tout au long de cet espace de transition la composition du mélange des deux fluides évolue permettant une transition continue d'un domaine à l'autre. Dans la review de Kim [53] en 2012 sont présentés des méthodes et modèles permettant la résolution d'angle de contact, l'utilisation de maillage adaptatif ou encore des études sur la coalescence ou la rétractation de goutte.

### 2.2.2 Méthode level set

Les méthodes level set présentées par exemple en 1998 par Osher and Sethian [78] ont pour but de résoudre les déplacements des interfaces en résolvant correctement la courbure locale. Le concept de la level set revient à définir une fonction de niveau dont le zéro représente l'interface physique entre les deux fluides. Pour en décrire l'évolution il suffit donc de résoudre une équation de convection :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \phi = 0 \tag{2.1}$$

La courbure est définie à partir de la normale

$$\mathbf{n} = \frac{\nabla \phi}{|\nabla \phi|} \quad \kappa = \nabla \cdot \mathbf{n} \tag{2.2}$$

Pour utiliser cette méthode dans les problèmes diphasiques il faut rajouter une information sur l'orientation des courbes de niveaux. En 1994 Sussman et al. [114] introduit une autre variable permettant désormais d'assimiler la fonction  $\phi$  à la distance entre la ligne courante et l'interface. Pour le calcul des propriétés de chacun des fluides le calcul se base sur les gradients des fonctions de niveau. C'est pourquoi les méthodes level set sont très bien adaptées à la résolution des problèmes diphasiques, de plus elles sont facilement généralisables

à 3D. Ces méthodes sont notamment reconnues pour leur calcul de la courbure, cependant elles n'assurent pas la conservation de la masse globale dans le système.

### 2.2.3 Méthode VOF

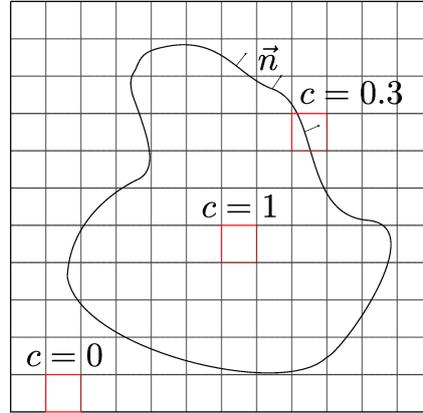


FIGURE 2.2 – Discretisations de la fonction de couleur  $\chi$  (en 2D). Nous introduisons la grandeur  $c$  remplissant le même rôle que la fonction  $\chi$  dans chacune des cellules. En effet  $c$  est définie telle que  $c_{ij} = \int_{cell} \chi dv$  dans la cellule de coordonnée  $i, j$

La méthode VOF utilise la formulation 1-fluide des équations de Navier-Stokes. L'atout majeur des méthodes VOF se trouve dans la conservation de la masse. Lors de la discrétisation de notre problème fig 2.2 nous introduisons une nouvelle quantité : la fraction volumique  $c_{i,j,k}$  dans chaque cellule est relié à la fonction caractéristique par la relation suivante :

$$c_{i,j,k} = \frac{1}{V} \int \int \int_{i,j,k} \chi(x, y, z) dx dy dz$$

Où  $V$  représente le volume de la cellule. Ainsi la quantité  $c_{i,j,k}$  a toujours des valeurs comprises entre 0 et 1. De plus les valeurs intermédiaires appartenant à l'intervalle  $]0, 1[$  ne sont possibles que lorsque la cellule considérée se trouve à l'interface entre les deux fluides. Désormais nous pouvons écrire les relations pour la densité et la viscosité dans chaque cellule :

$$\begin{aligned} \rho_{i,j,k}^* &= \rho_1 c_{i,j,k} + \rho_2 (1 - c_{i,j,k}) \\ \mu_{i,j,k}^* &= \mu_1 c_{i,j,k} + \mu_2 (1 - c_{i,j,k}) \end{aligned} \quad (2.3)$$

Les méthodes VOF présentent plusieurs avantages, elles conservent la masse, lors de la rupture ou de la reconstruction d'une interface le changement de topologie de cette dernière est implicite. En terme de performance numérique les méthodes VOF sont généralisables à 3 dimensions et facilement parallélisables puisque l'information des fractions volumiques est une donnée locale.

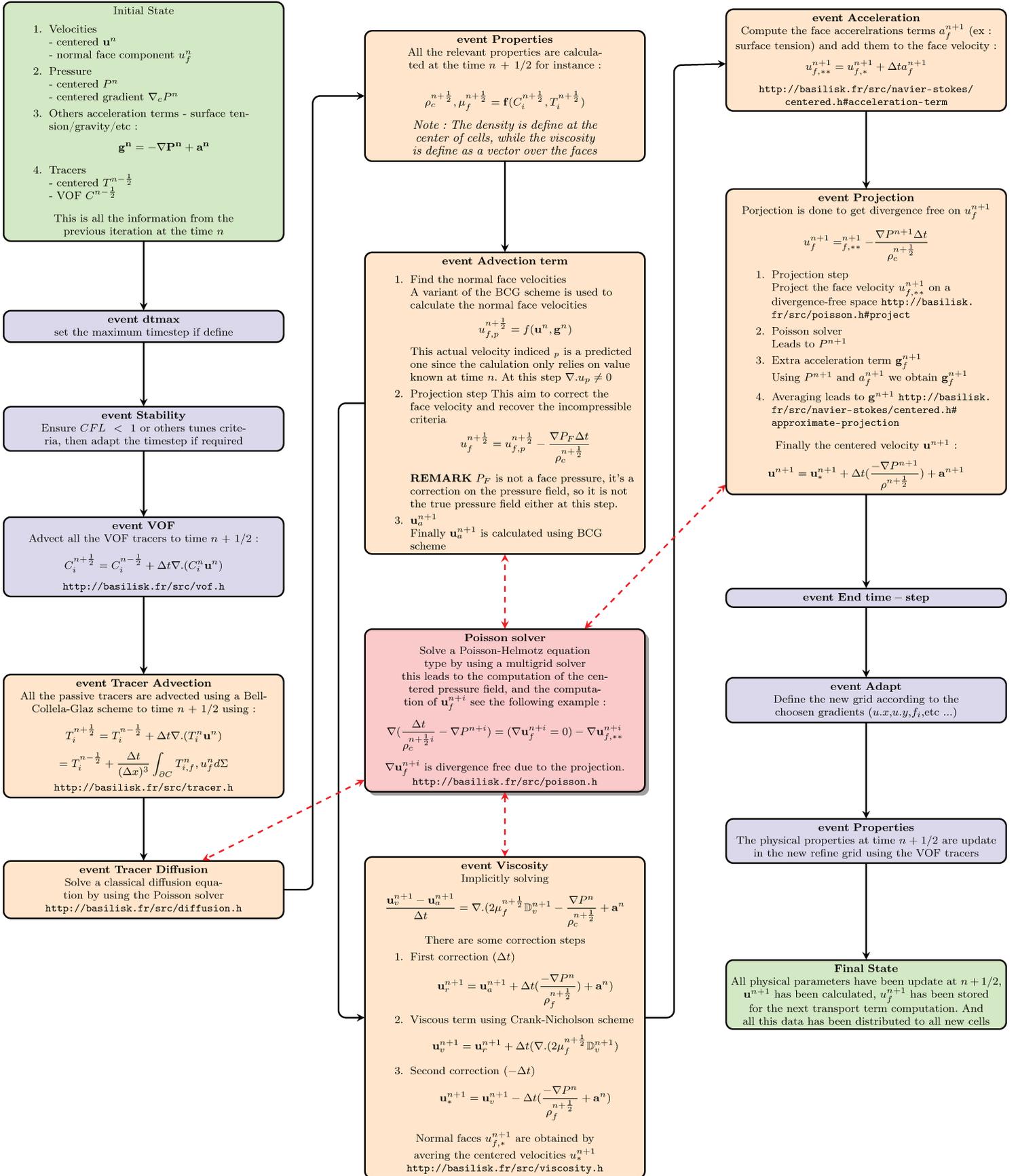
#### Choix d'une méthode

Dans ce manuscrit nous choisissons d'utiliser le software *Basilisk* développé en C [110] en proposant un schéma VOF pour la résolution des situations diphasiques. Dans la suite de ce chapitre nous présenterons les éléments principaux de *Basilisk* nécessaire à la compréhension des travaux présentés dans les chapitres suivants.

## 2.3 Implémentation dans *Basilisk*

*Basilisk* est un logiciel libre permettant la résolution d'équations différentielles aux dérivées partielles. Différents solvers ont été développés certains plus élémentaires (résolution des équations de poisson) jusqu'à des plus complexes (Navier-Stokes solver). *Basilisk* utilise une approche volume finis dans la résolution des équations. Nous cherchons à résoudre les équations du mouvement et à reconstruire le plus précisément possible les interfaces entre deux fluides non miscibles. Cette sous partie se base sur les travaux de Stéphane Popinet [84;85;86] et rappelle les méthodes utilisées dans les solveurs de *Basilisk* ainsi que l'ordre dans lequel sont réalisés les différentes étapes de la résolution. Nous proposons d'abord une vision générale d'une itération temporelle et nous discuterons de chacune des grandes étapes dans la suite.

## 2.3.1 Vue d'ensemble d'une itération temporelle


**General remarks**

- $\nabla \cdot \mathbf{u}_c^{n+1} \approx 0$  while  $\nabla \cdot u_f = 0$ . This is call the approximation method.
- The surface tension term and others acceleration terms are solve separately and don't appears here.
- Adding a third or more fluids/color-functions will modify the structure of VOF event.

### 2.3.2 Schéma de discrétisation temporelle

L'objectif de l'itération  $n + 1$  consiste à l'obtention de la vitesse  $\mathbf{u}_{n+1}$  dans l'ensemble des cellules en se basant sur les informations de l'itération au temps  $n$ . Dans *Basilisk* le calcul des vitesses se fait en plusieurs étapes et nous utiliserons temporairement les grandeurs physiques (densité, viscosité et tension de surface) intermédiaire au temps  $n + 1/2$ . La première étape consiste donc à définir ces grandeurs physiques. Au début de l'itération une méthode volume of fluid (Partie 2.3.6) sert à advecter les interfaces dans le domaine de calcul. Il s'en suit un nouveau calcul des fonctions de couleurs servant à calculer la densité et la viscosité au temps souhaité :  $\rho_{n+\frac{1}{2}}, \mu_{n+\frac{1}{2}}$ . Désormais nous avons tous les matériels requis pour le calcul de  $u_{n+1}$ . Ensuite nous discrétisons en temps le système d'équation 1.11 donné dans le premier chapitre, notons  $n$  l'indice de l'itération actuelle et  $\Delta t$  le pas de temps :

$$\begin{cases} \rho^{n+\frac{1}{2}} \left( \frac{\mathbf{u}^{n+1} - \mathbf{u}^n}{\Delta t} + \mathbf{u}^{n+\frac{1}{2}} \cdot \nabla \mathbf{u}^{n+\frac{1}{2}} \right) = -\nabla P^{n+\frac{1}{2}} + \nabla \cdot \left( \mu^{n+\frac{1}{2}} (\mathbb{D}^n + \mathbb{D}^{n+1}) \right) + (\gamma \kappa \delta_s \mathbf{n})^{n+\frac{1}{2}} + \mathbf{F}_{ext} \\ \frac{c^{n+\frac{1}{2}} - c^{n-\frac{1}{2}}}{\Delta t} + \nabla \cdot (c^n \mathbf{u}^n) = 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{u}^n = 0 \end{cases} \quad (2.4)$$

Le terme souhaité  $\mathbf{u}_{n+1}$  apparaît dans la dérivée temporelle et dans le terme visqueux. La résolution va se réaliser en plusieurs étapes. Nous allons suivre chronologiquement les principaux événements lors de la résolution d'une itération dans *Basilisk*. Avant de commencer nous définissons les indices  $c, f$  et  $i$  différenciant les grandeurs au centre ou aux faces des cellules ainsi que le numéro de la cellule considéré. A cela s'ajoute la notation  $u^*$  caractérisant une valeur temporaire du champs de vitesse. Une vision générale des étapes suivantes est donnée en fig 2.3.1

#### 1. État initial

Le matériel dont nous disposons sont les résultats obtenus à l'itération  $n$ , notamment la vitesse au centre des cellules notée  $\mathbf{u}^n$ , la composante normale des vitesses sur les faces des cellules :  $u_f^n$ , la pression au centre  $P^n$ . De même que le gradient de pression centré ainsi que les termes d'accélération notés :  $g^n = -\nabla P^n + a^n$ . A cela s'ajoute les traceurs centrés (que nous ne développerons pas ici) et les traceurs VOF  $C_i^{n-\frac{1}{2}}$

#### 2. Stabilité de la méthode

Nous le verrons par la suite mais le calcul du terme de transport de la vitesse se fait à l'aide d'un schéma Bell, Colela et Glaz (BCG) [12]. Ce schéma requiert une condition de stabilité appelée nombre de Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) plus petit que 1. Nous reviendrons sur cette condition dans la section 2.3.5. Cette étape de vérification est nécessaire au début de l'itération.

#### 3. Calcul des traceurs VOF

L'ensemble des traceurs vof (fonction de couleur) doit être avancé au temps  $n + \frac{1}{2}$ . Nous devons donc résoudre cette équation.

$$C_i^{n+\frac{1}{2}} = C_i^{n-\frac{1}{2}} + \Delta t \nabla \cdot (C_i^n \mathbf{u}^n) \quad (2.5)$$

Pour ce faire l'advection géométrique des interfaces se fait à partir des travaux initialement présentés par DeBar [30].

#### 4. Mise à jour des propriétés physiques

Maintenant que les traceurs sont avancés au temps  $n + \frac{1}{2}$  nous résolvons la seconde équation du système 2.4 ce qui permet d'obtenir :

$$\begin{cases} \rho_c^{n+\frac{1}{2}} = C_i \rho_1 + (1 - C_i) \rho_2 \\ \mu_f^{n+\frac{1}{2}} = C_i \mu_1 + (1 - C_i) \mu_2 \end{cases} \quad (2.6)$$

Maintenant que toutes les informations des grandeurs physiques ont été calculées pour l'itération en cours, la résolution de l'équation du mouvement peut commencer.

#### 5. Calcul du terme d'advection

Une difficulté majeure est de garantir l'incompressibilité du calcul, pour ce faire la résolution du terme de transport se déroule en plusieurs sous étapes que nous ne détaillerons pas ici. Davantage d'informations sont disponibles sur le site de *Basilisk* <http://basilisk.fr/src/navier-stokes/centered.h>. La résolution se fait à l'aide du schéma BCG et conduit à une vitesse post advection notée  $u_{a,c}^{n+1}$  estimée au temps  $n + 1$ . Cependant ce calcul fournit une prédiction de la vitesse puisqu'il utilise des informations du temps  $n$ . Ainsi la vitesse finale obtenue en fin d'étape est :

$$\mathbf{u}_{a,c}^{n+1} = \mathbf{u}_{a,c}^{n+1} + \Delta t \left( \frac{-\nabla P^n}{\rho_c^{n+\frac{1}{2}}} + \mathbf{a}_c^n \right). \quad (2.7)$$

#### 6. Calcul du terme visqueux

Il s'en suit la résolution implicite du terme visqueux à l'aide d'un schéma de Crank-Nicholson. Par construction ce schéma est stable. L'équation suivante est résolue afin d'obtenir  $u_v^{n+1}$

$$\frac{u_{v,c}^{n+1} - u_{a,c}^{n+1}}{\Delta t} = \nabla \cdot \left( 2\mu_f^{n+\frac{1}{2}} \mathbb{D}_{v,c}^{n+1} \right) - \frac{\nabla P^n}{\rho^{n+\frac{1}{2}}} + a_c^n \quad (2.8)$$

L'équation résolue n'est pas exactement celle ci-dessus, une correction est appliquée. En utilisant les résultats de [20] (décomposition de la vitesse de Hodge) nous simplifions l'expression précédente :

$$\begin{aligned} u^* &= u^{n+1} + \frac{\Delta t}{\rho^{n+\frac{1}{2}}} \nabla P^n \\ \nabla \cdot u^{n+1} &= 0 \end{aligned} \quad (2.9)$$

Résoudre ce système revient à trouver la solution d'une équation de Poisson. En effet à ce stade les vitesses sur les faces vérifient la condition de divergence nulle.

$$\nabla \cdot \left( \frac{\Delta t}{\rho^{n+\frac{1}{2}}} \nabla P^n \right) = \nabla \cdot u^* \quad (2.10)$$

A l'issue de cette étape nous disposons donc d'une vitesse  $u_c^{*,n+1}$  mais aussi de son pendant aux faces des cellules.

#### 7. Évènement d'accélération

Après le calcul des accélérations sur les faces des cellules à l'instant  $n+1$  la vitesse aux faces peut être modifiée, nous obtenons donc

$$u_f^{**,n+1} = u_f^{*,n+1} + \Delta t a_f^{n+1}$$

#### 8. Projection sur les centres de cellules

Finalement une dernière projection de  $u_f^{**,n+1}$  est réalisée :

$$u_f^{n+1} = u_f^{**,n+1} - \nabla P^{n+1} \frac{\Delta t}{\rho_f^{n+\frac{1}{2}}}$$

les vitesses sur les faces sont à divergence nulle et la vitesse au centre est déterminée en résolvant :

$$\mathbf{u}_c^{n+1} = \mathbf{u}_c^{*,n+1} + \Delta t \left( \frac{-\nabla P^{n+1}}{\rho_f^{n+\frac{1}{2}}} + \mathbf{a}^{n+1} \right) \quad (2.11)$$

Notons que la divergence nulle des vitesses au centre des faces n'est pas exactement vérifiée mais l'on peut estimer que la différence de vitesse entre les faces et les centres est suffisamment petite pour garantir l'incompressibilité du calcul, c'est pourquoi on parle de méthode d'approximation.

Nous avons présenté une vision générale du schéma temporel de *Basilisk*, les méthodes et problèmes physiques que nous étudions dans la suite de ce manuscrit ne vont impacter seulement que quelques parties du code. Nous détaillons ces éléments dans la section suivante.

### 2.3.3 Davantage de détails adaptés aux situations triphasiques

Dans cette section nous traiterons uniquement des éléments requis pour comprendre les travaux réalisés dans la suite du manuscrit. Les éléments présentés ne sont pas représentatifs de leur ordre d'apparition dans le schéma temporel. Nous commençons par le raffinement de maillage adaptatif.

### 2.3.4 Schéma de discrétisation spatiale

La finesse d'une simulation dépend de la densité de cellules utilisée pour résoudre les plus petites échelles de la physique. Cependant lors de simulation multi-échelles nécessitant de très petites cellules localement il est inutile de raffiner complètement l'ensemble du domaine puisque cela augmente drastiquement le temps de calcul. C'est pourquoi *Basilisk* fonctionne avec un maillage adaptatif hiérarchique AMR (Adaptive Mesh Refinement) permettant de raffiner plus ou moins localement en fonction des besoins. Une hiérarchie dans les cellules est alors instaurée en fonction du niveau de raffinement [85;84] :

1. **Root** : Il s'agit de la plus grande cellule du domaine, cette dernière ne peut avoir de **parent**.
2. **Children** : Chaque cellule peut être divisée en 4 (quadtrees en 2D) et en 8 (octrees en 3D), les enfants sont les cellules de rang  $n + 1$ .
3. **Parent** : Ce sont les prédécesseurs directs des cellules enfants.
4. **Leaf** : Les plus petites cellules du domaine, elles ont une taille  $1/2^{maxlevel}$  dans *Basilisk*
5. **Cell level** : Le niveau d'une cellule se définit par sa taille, le niveau zéro correspond aux cellules **Root**, chaque division de cette cellule incrémente de 1 le niveau des cellules considérées.
6. **Coarsercell** : Une cellule sera plus grande qu'une autre si son niveau de raffinement est plus bas. (La cellule **Parent** est **coarser** comparées à toutes ses cellules **Children**)

Les critères de raffinement varient, généralement ils sont basés sur le gradient (discrétisé au second ordre) de certains champs scalaires comme la vitesse. En effet lorsque  $|\nabla \mathbf{u}_{i,j}| > \epsilon$  où  $\epsilon$  représente un seuil, la cellule  $i, j$  est subdivisée elle devient donc **Parent** de 4 **Children**. Le raffinement peut se faire sur plusieurs critères, notamment sur les fonctions de couleurs, le principe de fonctionnement reste le même que précédemment. Une règle s'ajoute ici, la différence de niveau entre 2 cellules voisines est nécessairement de 1 au maximum (voir fig 2.4).

Nous reviendrons sur l'intérêt de l'AMR dans les chapitres 3 pour assurer une bonne résolution des points triples, mais aussi dans le chapitre 4.

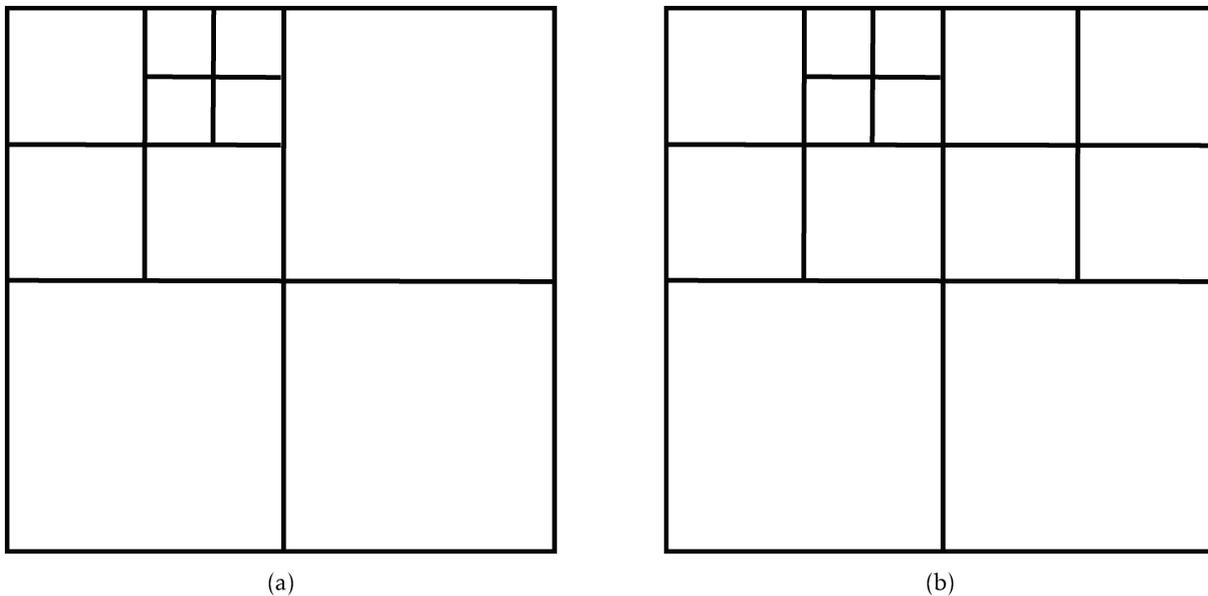


FIGURE 2.4 – La différence de niveau entre 2 cellules voisines doit être au maximum de 1. Dans cette situation 1 cellule **Root** est représentée, cette dernière est subdivisée en un quadtree. La cellule supérieure gauche est ensuite subdivisée en un nouveau quadtree et de même pour la cellule supérieure droite locale. Ainsi nous observons dans la situation (a) un cas impossible puisque qu'une cellule de niveau 3 est en contact direct avec une cellule de niveau 1. Le raffinement correct est celui présenté en figure (b).

Dans une étape typique de raffinement l'adaptation de maillage est progressive après chaque création de quadtree (resp octree) le critère de raffinement est contrôlé jusqu'à atteindre satisfaction ou le niveau de raffinement maximum autorisé par l'utilisateur. Cependant le raffinement peut être source d'oscillations numériques, en effet la condition d'incompressibilité n'est plus forcément vérifiée. Une projection est alors réalisée afin de récupérer cette caractéristique. Les détails de ce calcul sont décrits dans [85] section 2.2.

### 2.3.5 Condition de stabilité

*Basilisk* utilise des schémas de résolution nécessitant un contrôle de stabilité durant la résolution. Pour cela nous utilisons le critère CFL défini par :

$$\text{CFL} = \frac{V\Delta t}{\Delta x} \quad (2.12)$$

$\Delta t$  et  $\Delta x$  représentant respectivement les pas temporels et spatiaux dans la cellule considérée. Varier la valeur du nombre de courant permet au calcul d'advection de faire franchir au fluide plus ou moins de cellules durant un pas de temps. (traduction de la publication originale [24]). Dans nos simulations nous utilisons le critère de stabilité donné par défaut dans *Basilisk* à savoir :

$$\text{CFL} < 0.5 \quad (2.13)$$

Dans les chapitres suivants nous ne mentionnerons jamais les pas de temps utilisés dans les simulations. En effet puisque nous disposons de ce critère et de l'AMR le pas de temps devient lui aussi adaptatif. Au début de chaque simulation nous proposons un pas de temps maximal à respecter, mais conformément au critère CFL, celui ci peut varier. Pour une vitesse  $V$  fixée si nous observons un raffinement local de la cellule le nombre CFL va augmenter. Pour garantir la condition de stabilité il faut alors réduire le pas de temps.

Remarquons aussi la nécessité d'établir une condition de stabilité pour des simulations faisant intervenir deux fluides ou plus. Aux interfaces le pas de temps maximum autorisé sera estimé à l'aide de la période de la plus petite oscillation capillaire :

$$T = \sqrt{\frac{\rho_m \Delta_{min}^n}{\pi \sigma}} \quad (2.14)$$

Où  $n$  correspond aux nombres de dimension du problème,  $\Delta_{min}$  la taille de la plus petite cellule,  $\sigma$  la tension de surface de l'interface considérée et  $\rho_m$  la moyenne des densités des deux fluides.

### 2.3.6 Implémentation de VOF

Dans *Basilisk* un schéma VOF dit *piecewise linear interface reconstruction* (PLIC) est utilisé [140]. Seuls deux points du schéma d'advection VOF seront présentés ici puisqu'ils décrivent des éléments fondamentaux pour la description de la méthode triphasique développée dans le chapitre 3. Nous détaillerons dans l'ordre :

1. La reconstruction de l'interface
2. Le calcul des flux et advection des interfaces

#### *Reconstruction de l'interface VOF (PLIC)*

Cette méthode se concentre sur le calcul des normales de chaque interface dans les cellules, favorisant ainsi le bon calcul des courbures. Cependant ce gain s'effectue au détriment de la continuité des interfaces d'une cellule à une autre (fig 2.5) [105]. Une telle méthode de reconstruction permet de limiter la création de courant parasite malgré des interfaces discontinues. Afin de reconstruire les interfaces deux informations sont requises, la fraction volumique dans la cellule ainsi que l'orientation de la normale de l'interface (plan en 3D). Pour faciliter la lecture nous concentrerons les explications dans le cas bi-dimensionnel. La représentation de l'interface dans une cellule est donnée par une droite affine d'équation :

$$\mathbf{m} \cdot \mathbf{x} = \alpha \quad (2.15)$$

Où  $\mathbf{m}$  est la normale locale (le vecteur  $\mathbf{m}$  n'est pas unitaire ici) et  $\mathbf{x}$  la position. Pour un unique couple  $\mathbf{m}$ ,  $C_{i,j}$  il n'existe qu'un seul  $\alpha$  satisfaisant les conditions VOF. C'est à dire qu'une seule et unique interface permet d'obtenir une distribution correcte de la fraction volumique  $C_{i,j}$  dans la cellule. Tout d'abord le calcul de la normale est donné par la formulation différence finie suivante :

$$\mathbf{m} = \nabla C \quad (2.16)$$

La normale est premièrement estimée aux sommets des cellules  $i, j + 1/2$  dans l'ensemble des directions de l'espace :

$$\begin{aligned} m_{x,i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}} &= \frac{1}{2\text{dxdy}} (C_{i+1,j} - C_{i,j} + C_{i+1,j+1} - C_{i,j+1}) \\ m_{y,i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}} &= \frac{1}{2\text{dxdy}} (C_{i,j+1} - C_{i,j} + C_{i+1,j+1} - C_{i+1,j}) \end{aligned} \quad (2.17)$$

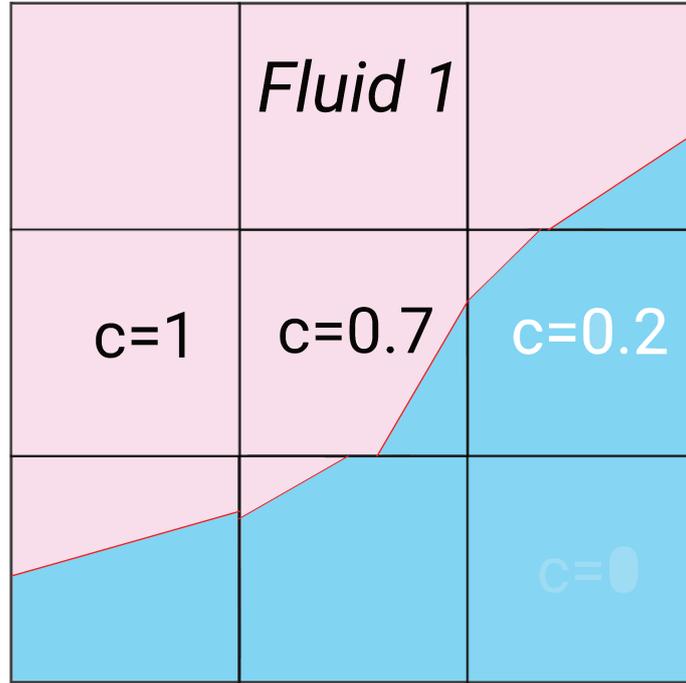


FIGURE 2.5 – Exemple de reconstruction d’une interface VOF utilisant la méthode PLIC. L’interface est discontinue d’une cellule à une autre.

La normale  $\mathbf{m}_{i,j}$  est finalement obtenue en calculant la moyenne des composantes précédemment calculées aux quatre coins de la cellule locale  $(i, i)$  :

$$\mathbf{m}_{i,j} = \frac{1}{4} \left( \mathbf{m}_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}} + \mathbf{m}_{i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}} + \mathbf{m}_{i-\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}} + \mathbf{m}_{i-\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}} \right) \quad (2.18)$$

Davantage de détails sur l’estimation de la normale sont disponibles dans Gueyffier et al. [42]. Dans la version actuelle de *Basilisk* une implémentation Mixed-Young-Centred (MYC) est utilisée pour calculer  $\mathbf{m}$  (voir : Aulisa et al. [10]) ce qui requiert l’utilisation de stencil  $(3 \times 3)$ . Désormais nous devons résoudre un problème d’inversion :

$$\begin{aligned} C &= \nu(\mathbf{m}, \alpha) \\ \alpha &= \nu^{-1}(\mathbf{m}, C) \end{aligned} \quad (2.19)$$

Avec  $\nu$  une routine quadratique décrite en détail par Scardovelli and Zaleski [106]. Une fois ces étapes réalisées l’interface a été reconstruite et les transferts de masse peuvent être calculés.

### Notes sur la reconstruction des interfaces

La reconstruction d’une interface à l’aide de cette méthode interdit donc la création de deux segments dans une unique cellule.

En d’autres termes il ne peut y avoir de dissociation d’interface dans les méthodes VOF diphasiques. Ainsi deux fluides seront toujours séparés en deux zones distinctes au sein d’une cellule (voir fig 2.6). Il est d’ailleurs impossible de créer des sommets tels que décrit (voir fig 2.7) Cependant cet exemple permet d’introduire l’un des enjeux majeurs dans la résolution des problèmes multiphasiques. En effet prenons l’exemple de l’atomisation, de nombreux filaments et gouttelettes vont être créés. Cependant lorsque ces éléments vont atteindre une taille caractéristique de l’ordre de la maille ces derniers ne pourront plus être correctement résolus.

### Advection géométrique et calcul des flux

Nous poursuivons désormais par le calcul et l’advection des flux géométriques. Ces derniers sont effectués en plusieurs temps. Ce schéma d’advection se base sur les travaux de DeBar [30], il ressemble en tout point au schéma Euler implicite explicite décrit par Rider and Kote [96]. De plus ce schéma peut être utilisé en combinaison avec le raffinement de maillage au prix de quelques précautions. A ce stade du calcul nous disposons de la vitesse au centre et aux faces des cellules ( $\mathbf{u}_c$  et  $\mathbf{u}_f$ ), la condition d’incompressibilité étant parfaitement respectée pour les vitesses surfaciques (voir section 2.3.2). La fig 2.8 décrit le déplacement de la masse volumique au travers d’une cellule de même niveau dans une direction. En revanche dans le cas d’une advection



FIGURE 2.6 – Dans le cas bi-fluide il est impossible d’observer la construction d’une double interface au sein de la même cellule. Dans les faits une seule interface sera créée séparant les deux fluides.

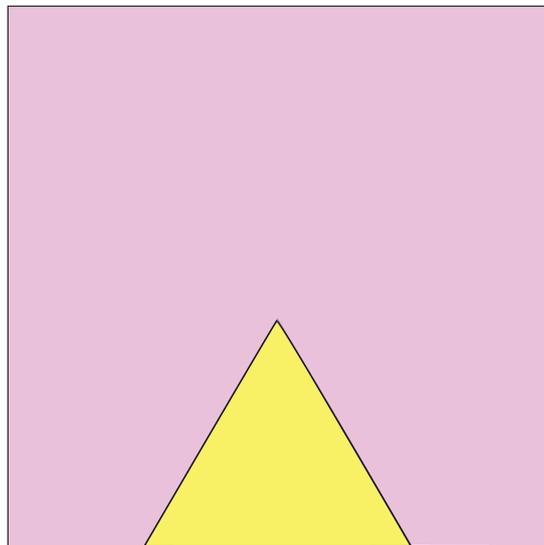


FIGURE 2.7 – Il est actuellement impossible de reconstruire un sommet dans une cellule avec *Basilisk*, en effet la séparation entre 2 fluides se fait par la construction d’une interface rectiligne (segment) allant d’un bord de la cellule à un autre.

d’une cellule **coarser** vers une cellule de plus haut niveau la conservation de la masse peut être brisée comme décrit en fig 2.9. Afin de respecter le caractère incompressible de la simulation il est donc nécessaire d’estimer correctement les flux aux interfaces. Pour ce faire toutes les cellules voisines de celles contenant une interface (ne possédant pas elle même une interface) susceptibles de subir un changement de fraction volumique au cours de l’itération sont préalablement raffinées au même niveau que sa voisine (contenant l’interface). Ainsi les voisines directes des cellules interfaciales sont au même niveau de raffinement. Une étape de projection locale est donc requise permettant d’obtenir une vitesse centrée locale à divergence nulle, les détails de ce calcul sont développés en détail dans S.Popinet [85]

Les éléments présentés ci-dessus permettent de définir le cadre de travail dans lequel nous avons développé une méthode VOF pour trois fluides. Puisque *Basilisk* utilise la formulation 1-fluide, nous avons vu dans le chapitre 1 que les points triples que nous sommes amenés à étudier subissent une discontinuité de tension de surface. Nous proposons dans le paragraphe suivant un rappel sur le calcul des tensions de surface.

### 2.3.7 Calcul des tensions de surface

Le calcul des tensions de surface est un élément clé de la résolution dynamique d’une interface et il le sera d’autant plus en présence d’un le point triple. Lorsque la vitesse est établie à  $\vec{u} = \vec{0}$  dans les équations de

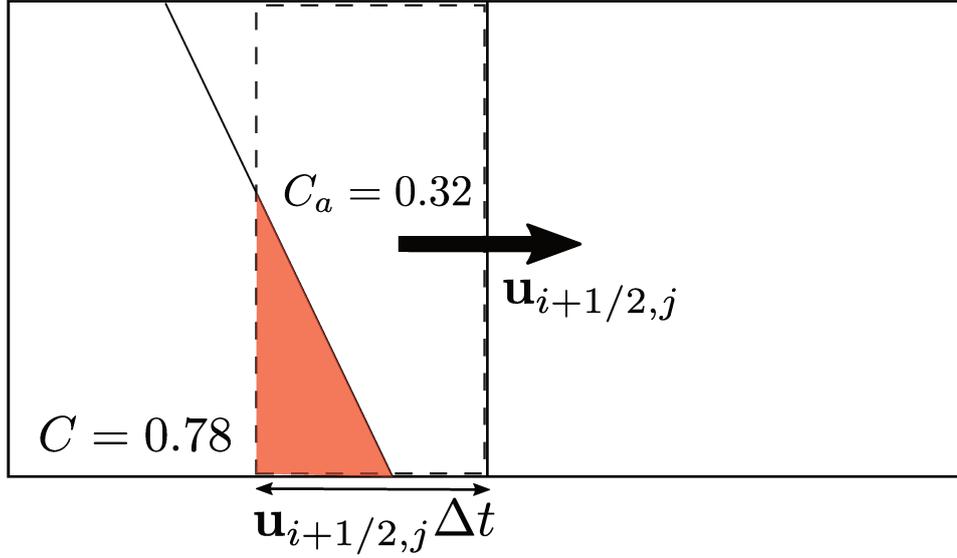


FIGURE 2.8 – La vitesse aux faces  $\mathbf{u}_{i+1/2}$  est utilisée pour déplacer la fraction volumique  $C$  dans la cellule voisine. Après le calcul des flux seule une portion de la masse volumique totale doit être advectée notée  $C_a$  représentée en rouge. A partir des données de fraction volumique et de la position de l'interface pourra être reconstruite.

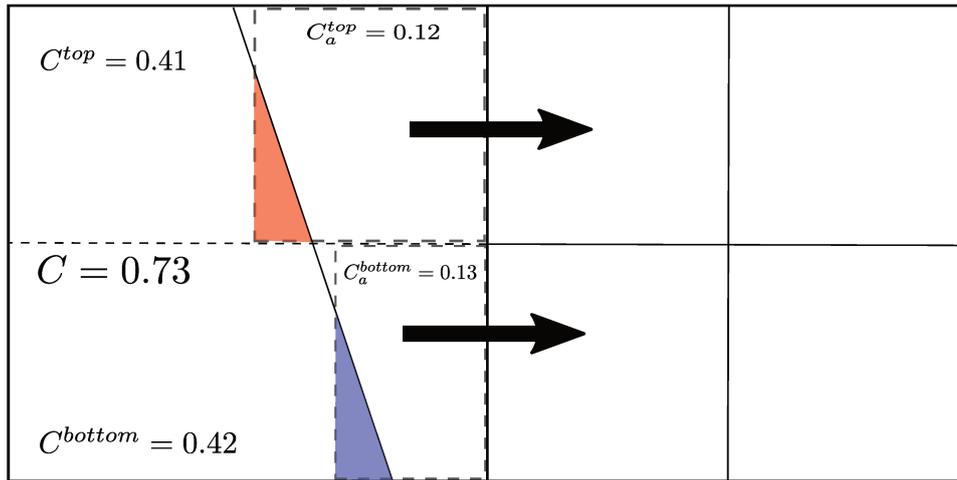


FIGURE 2.9 – La masse de la cellule de gauche doit être déplacée dans des cellules plus petites à droite. La cellule est donc subdivisée en deux parties égales, la supérieure contenant une fraction volumique  $C_a^{top}$  en rouge ainsi que la quantité bleue  $C_a^{bottom}$  dans la partie inférieure. Afin d'effectuer cette advection la vitesse utilisée ne peut donc plus être celle estimée au centre de la face  $\mathbf{u}_{i+1/2}$  comme précédemment. Pour palier à ce problème une étape de projection locale est réalisée afin de calculer les bons flux et conservant le critère incompressible.

Navier-Stokes la condition d'équilibre est réduite à l'expression suivante aussi appelée équilibre de Laplace :

$$-\nabla P + \gamma \kappa \delta_s \vec{n} = 0 \quad (2.20)$$

avec  $[P] = \gamma \kappa$  où  $\kappa$  est constant et la notation  $[\ ]$  représente un saut aux interfaces. Une manière d'exprimer mathématiquement une interface et donc une discontinuité locale peut se faire à l'aide de la fonction d'Heaviside 2.21 qui est aussi la primitive de la fonction de Dirac.

$$H(x) = \begin{cases} 0 & \text{si } x \in ]-\infty, 0[ \\ 1 & \text{si } x \in [0, +\infty[ \end{cases} \quad (2.21)$$

Nous pouvons donc reformuler la relation 2.20 :

$$-\nabla P + \gamma \kappa \delta_s \vec{n} = -\nabla P + \gamma \kappa \nabla H = 0 \quad (2.22)$$

Tout l'enjeu des méthodes numériques réside ainsi dans une bonne approximation de la fonction d'Heaviside. La première formulation de ce problème a été proposée par Brackbill en 1992 [16], avec la première apparition des modèles Continuous Surface Force (CSF) dans lequel  $H = \tilde{c}$  où  $\tilde{c}$  correspond à la fraction volumique filtrée. Cependant cette méthode n'est pas totalement satisfaisante, en effet des courants parasites apparaissent (Popinet and Zaleski [87]); c'était l'une des principales faiblesses des résolutions VOF. Ceci étant dû à une incohérence dans les discrétisations des gradients, pour intégrer correctement l'équation 2.22 les deux gradients se doivent d'être similaires. Or dans l'approche initiale les gradients de pression étaient calculés sur les faces a contrario du terme de tension de surface qui se trouvait au centre. Depuis le modèle a été notamment amélioré en 2002 par Renardy et Renardy [94] et en 2006 par François [25] ramenant l'équation à :

$$-\nabla P^{n+\frac{1}{2}} + \gamma \kappa (\nabla c)^{n+\frac{1}{2}} = 0$$

Cette formulation garantit un résultat exact si  $\kappa$  est constant et si les gradients sont cohérents. Afin de préserver ces caractéristiques dans *Basilisk* une correction est appliquée dans l'évènement d'accélération (<http://basilisk.fr/src/iforce.h>) avant la projection :

$$\begin{aligned} \mathbf{u}_{f,**}^{n+1} &= \mathbf{u}_{f,*}^{n+1} + \frac{\Delta t \gamma \kappa_f^{n+\frac{1}{2}}}{\rho^{n+\frac{1}{2}}} \nabla_f C^{n+\frac{1}{2}} \text{ sur les faces des cellules} \\ \mathbf{u}_{c,**}^{n+1} &= \mathbf{u}_{c,*}^{n+1} + \left. \frac{\Delta t \gamma \kappa_f^{n+\frac{1}{2}}}{\rho^{n+\frac{1}{2}}} \nabla_f C^{n+\frac{1}{2}} \right|_c \text{ au centre des cellules} \end{aligned} \quad (2.23)$$

Maintenant seule demeure l'estimation de la courbure  $\kappa_f^{n+\frac{1}{2}}$  pour garantir la seconde condition de stabilité.

### Calcul de la courbure

Le modèle original CSF de Brackbill définissait la courbure comme la divergence de la normale construite à l'aide de la fraction volumique filtrée :

$$\mathbf{n} = \frac{\nabla \tilde{c}}{|\nabla \tilde{c}|} \text{ et } \kappa = \nabla \cdot \mathbf{n}$$

En addition aux difficultés de définition des gradients présentées ci dessus de nouvelles erreurs sont constatées par Rider and Kothe [96]; Cummins et al. [25]. Pour s'affranchir de ces difficultés dans *Basilisk* une autre approche est développée utilisant des fonctions de hauteurs (Popinet [85] section 5). L'idée de cette description revient à identifier l'interface comme une courbe  $y = f(x)$  ou  $x = f(y)$  selon l'orientation de l'interface, la fonction de hauteur revient donc à assimiler la distance entre la courbe et les axes de référence voir fig 2.10. Ainsi nous notons  $y = h(x)$  pour la coordonnée verticale et la courbure associée  $\kappa$  :

$$\kappa = \frac{h''}{(1+h'^2)^{\frac{3}{2}}}$$

Le calcul des tensions de surface dépend donc des valeurs des fonctions de couleurs dans les cellules voisines de celle considérée. Nous verrons dans le chapitre 3 que cette condition peut être difficile à vérifier dans certaines situations.

### 2.3.8 Définition des conditions limites

Avant de conclure ce chapitre, nous proposons un rappel sur les conditions limites dans *Basilisk*. Les travaux réalisés et présentés dans les chapitres 3,4 et 5 sont en géométrie 2D axysymétrique. Les détails associés à cette géométrie sont disponibles ici : <http://basilisk.fr/src/axi.h>. Dans ce paragraphe nous traiterons des conditions limites générales imposables sur les frontières autres que l'axe de symétrie. Les vitesses sont décomposées selon chacune de leur coordonnée, ainsi sur une frontière nous devons imposer une vitesse tangentielle et normale. Soit nous imposons la composante à l'aide d'une condition sur le flux (condition de Neumann), soit directement sur la vitesse (condition de Dirichlet) :

#### 1. Condition de Neumann

$$\frac{\partial \mathbf{u} \cdot \mathbf{x}}{\partial x} = C \quad (2.24)$$

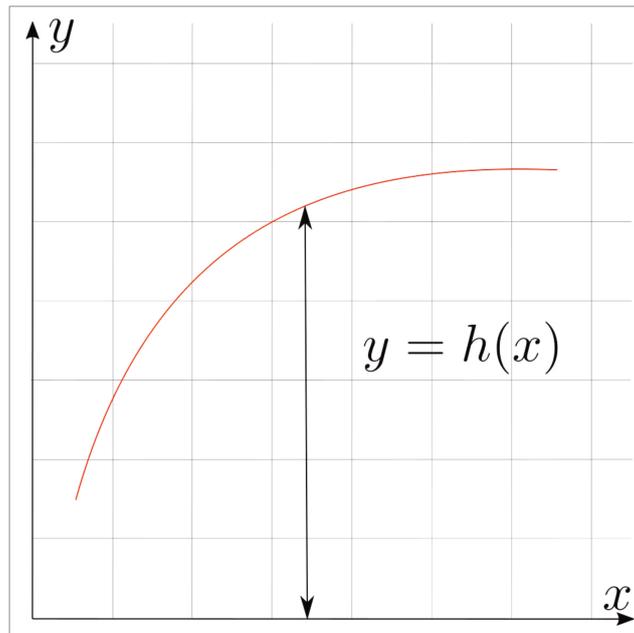


FIGURE 2.10 – La fonction de hauteur sert à repérer la position d’une interface, il est alors possible de transcrire cette définition au cas numérique. La fonction de hauteur sera calculée en sommant les fractions volumiques dans le sous domaine considéré. Ainsi nous remontons à l’information de la position relative de l’interface par rapport à une cellule donnée

## 2. Condition de Dirichlet

$$\mathbf{u} \cdot \mathbf{x} = C \quad (2.25)$$

Où  $C$  est une constante et  $x$  la direction considérée. Pour construire une condition limite associée à un solide il faut imposer une vitesse normale à l’écoulement de 0 empêchant le fluide de traverser la frontière. Dans ce cas nous utiliserons une condition de Dirichlet avec la constante  $C = 0$ . Par défaut si aucune indication n’est donnée les conditions limites imposées sont celles de symétrie (voir <http://basilisk.fr/src/navier-stokes/centered.h>). D’autres conditions aux limites plus complexes peuvent être imposées comme celles de Robin permettant de mieux résoudre le mouillage d’un fluide sur une frontière solide. Cependant nous n’utiliserons que celles présentées ici pour le reste de nos études. Le dernier point concerne le mouillage d’un fluide dans les cas diphasiques. Nous avons mentionné dans le chapitre 1 des questions liées au mouillage des fluides sur un solide. Par défaut la valeur de l’angle de contact entre un solide créé par une condition limite et une interface bi-fluide est de 90.

## 2.4 Conclusions

Ce chapitre concerne le choix de la méthode numérique utilisée pour résoudre les équations diphasiques dans la forme 1-fluide décrite dans le premier chapitre. Pour nos travaux nous choisissons le code/logiciel *Basilisk*, un outil complexe et complet, utilisant une méthode Volume of Fluids (VOF). Nous décrivons ensuite les étapes majeures et les solvers utilisés au cours d’une itération temporelle. Finalement nous proposons une revue plus détaillée de différents éléments ayant tous une importance pour la suite des discussions présentées dans ce manuscrit. Nous insistons notamment sur la méthode VOF à la fois dans la façon dont sont reconstruites les interfaces et dont est traitée leur advection. Nous attachons aussi une importance particulière au calcul des tensions de surface. A la suite de ce rappel sur les méthodes existantes, nous développons dans le chapitre 3 les modifications que nous apportons au code existant afin de prendre en charge la résolution de situations triphasiques utilisant le modèle 1-fluide.



## Vers la résolution de nouveaux problèmes multiphasiques

*Dans ce chapitre nous élargissons notre étude au cas multiphasique avec 3 fluides. La nouvelle complexité des systèmes étudiés soulève de nouvelles questions. Comment modéliser un système tri-fluide? Comment implémenter un algorithme de résolution dans Basilisk? Nous caractériserons la méthode choisie au travers d'essais variés.*

### Questions

1. Donner l'expression de  $\gamma_1$  en fonction de  $\gamma_{12}$ ,  $\gamma_{13}$  et  $\gamma_{23}$ ?
2. Combien d'interfaces numériques sont susceptibles d'exister dans une simulation 3 fluides?
3. Qu'est ce que le triangle de Neumann?
4. Expliquer pourquoi le point triple propage une erreur localement.



FIGURE 3.1 – Ancienne méthode de résolution/dissolution de problèmes multiphasiques. (Les tontons flingueurs, 1963)

Réponses

1. Nous pouvons écrire  $\gamma_1 = \frac{1}{2}(\gamma_{12} + \gamma_{13} - \gamma_{23})$
2. Puisque 2 interfaces numériques sont requises pour 1 interface physique, au maximum 6 interfaces numériques coexisteront dans le domaine de calcul.
3. Le triangle de Neumann est une représentation de la stabilité d'un point triple. Il est défini stable si les 3 relations suivantes sont respectées :  $\gamma_{ij} < \gamma_{ik} + \gamma_{jk}$ ,
4. La reconstruction des interfaces du point triple créent des zones de superposition dans lesquelles deux fluides (ou plus) coexistent, mais elles créent aussi des zones vides. C'est cette mauvaise reconstruction qui est à l'origine de la diffusion des erreurs localement.

### 3.1 Introduction

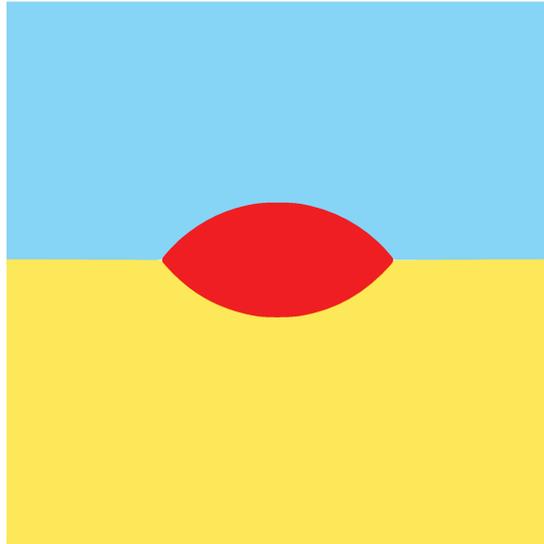


FIGURE 3.2 – Lentille liquide d'eau (rouge) à l'équilibre entre une piscine d'huile (jaune) et de l'air (bleu).

Les méthodes exposées dans ce chapitre seront uniquement prévues pour traiter des fluides gazeux ou liquides non miscibles et sans changement de phase. Nous verrons comment implémenter une méthode VOF pour 3 fluides (et plus) dans *Basilisk*. Dans la simulation présentée en fig 3.2 nous observons une lentille d'eau (rouge) à l'équilibre entre un film d'huile (jaune) et un gaz (bleu). Dans cet exemple la grande majorité des cellules ne sont remplies que par un unique fluide. Seule une petite partie des cellules contient une interface et donc par définition deux fluides. Cependant dans l'entièreté du domaine de calcul il n'existe que deux cellules contenant les trois fluides (appelée cellule triple) en même temps (La simulation présentée étant 2D axysymétrique, les deux points triples observés sont identiques). Nous verrons au travers de différents exemples que la reconstruction géométrique du point d'intersection des trois interfaces cause des instabilités dans la simulation. Ces perturbations vont conduire à une propagation d'erreur dans les cellules voisines de la cellule triple. Dans ce chapitre à la suite de la description de la méthode numérique utilisée nous identifierons et caractériserons les sources d'erreurs et nous proposerons plusieurs éléments de réponse afin de les corriger.

### 3.2 Extension à Vof 3-fluides

Nous cherchons désormais à discrétiser le modèle 1-fluide adapté pour des simulations triphasiques. Pour cela nous utilisons les informations du chapitre 2. Nous avons choisis de décrire chacun des trois fluides par une fonction caractéristique. Nous utiliserons donc dans la suite trois fonctions de couleur.

#### 3.2.1 Discrétisations des équations de Navier-Stokes

Nous avons vu au début du chapitre 2 en section 2.2.3, qu'une fonction de couleur pouvait être associée à la fonction caractéristique dans chacune des cellules. Cette fonction de couleur est définie telle que  $c \in [0, 1]$  avec des valeurs strictement entre 0 et 1 dans les cellules contenant une interface. Dans le chapitre 1 nous avons mentionné qu'il était possible de choisir plusieurs options pour utiliser le modèle 1-fluide à 3 fluides.

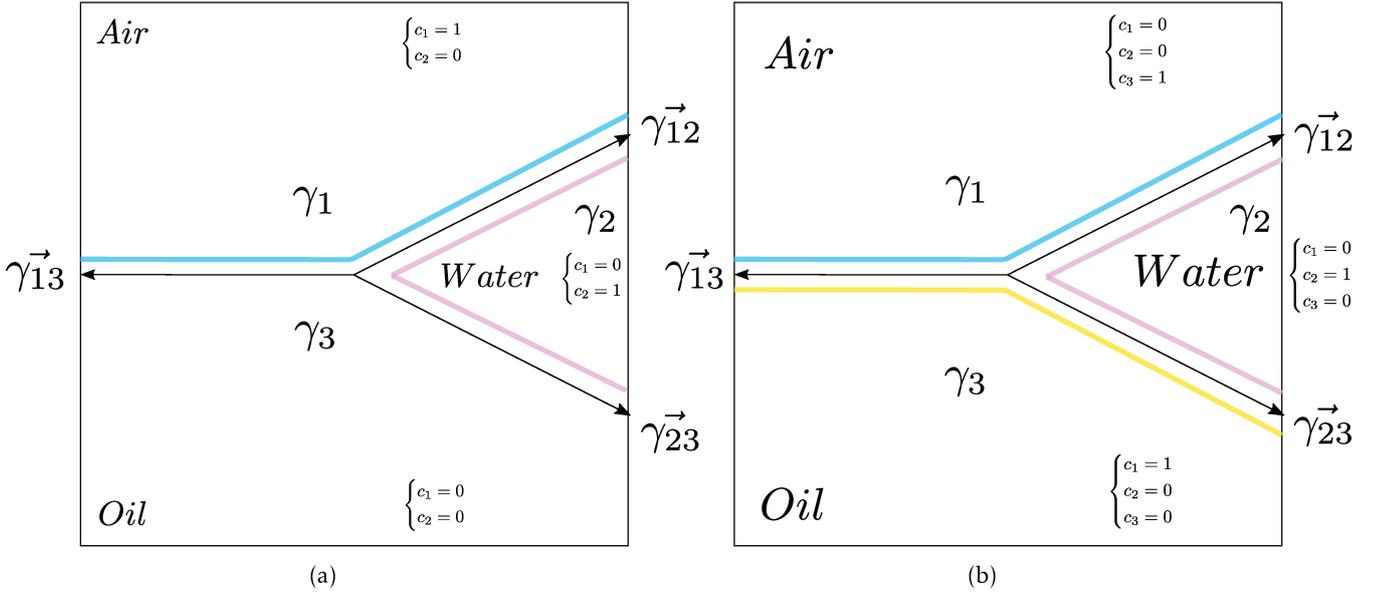


FIGURE 3.3 – Chaque fonction de couleur se voit attribuée une interface numérique, ainsi nous obtenons dans la situation (a) deux interfaces simples et une interface double. En revanche en utilisant trois fonctions de couleur (une par fluide) chacune des interfaces physiques est doublée.

Nous associons à chaque fonction caractéristique  $\chi_i$  une tension de surface  $\gamma_i$  associé à l'interface. La figure 3.3 compare les deux situations évoquées dans les chapitres précédents. La première option utilisant seulement deux fonctions de couleur est plus contraignante dans le choix des tensions de surface. Nous obtenons ainsi les systèmes suivants :

$$2 \text{ fonctions de couleurs : } \begin{cases} \gamma_{13} = \gamma_1 \\ \gamma_{23} = \gamma_2 \\ \gamma_{12} = \gamma_1 + \gamma_2 \end{cases} \quad (3.1) \quad 3 \text{ fonctions de couleurs : } \begin{cases} \gamma_{13} = \gamma_1 + \gamma_3 \\ \gamma_{23} = \gamma_2 + \gamma_3 \\ \gamma_{12} = \gamma_1 + \gamma_2 \end{cases} \quad (3.2)$$

Dans le système 3.1 l'une des tensions de surface physique est imposée par les deux autres. Dans cet exemple nous avons  $\gamma_{12} = \gamma_{13} + \gamma_{23}$  ce qui correspond au cas limite du triangle de Neumann. Le point triple reste toujours stable dans cette configuration. Pour s'affranchir de cette limite une approche proposée par Vatsal Sanjay (<http://basilisk.fr/sandbox/vatsal/ThreePhase/>) vise à décorréler l'interface double des deux autres en imposant la valeur souhaitée au prix d'une discontinuité de  $\gamma_i$ . En revanche dans le système 3.2 nous disposons de trois équations à trois inconnues garantissant une indépendance des variables. C'est pourquoi nous choisissons ici d'utiliser la version avec 3 fonctions caractéristiques. Nous procédons alors à l'étape de discrétisation fig 3.4, nous obtenons donc 3 types de cellules différents. Celles ne comportant qu'une fonction de couleur non nulle dans lesquelles un seul fluide est présent. D'autres cellules contiennent deux fonctions de couleur non nulle, ce sont des cellules d'interfaces. Finalement la dernière famille de cellules est celle ayant les 3 fonctions de couleur non nulle contenant un point triple. Notons qu'à l'instar du cas diphasique, dans chacune des cellules la propriété suivante doit être assurée :  $\sum_i c_i = 1$ , ceci implique que la somme des fractions volumiques de chaque fluide est égale à 1.

Puisque nous connaissons le contenu de chaque cellule en fonction des fonctions de couleur nous redéfinissons les expressions de la densité  $\rho^*$  (resp viscosité  $\mu^*$ ) pour que ces fonctions soient utilisables durant la résolution du modèle 1-fluide. Ainsi nous obtenons la version discrète de l'équation 1.9 :

$$\rho^* = \rho_1 * c_1 + \rho_2 * c_2 + \rho_3 * c_3 \quad (3.3)$$

En résumé nous disposons d'une discrétisation des fonctions caractéristiques et nous avons aussi construit une relation entre des tensions de surface physique et leurs pendants numériques. Dès lors la résolution de simulation tri-fluide est possible. L'implémentation dans *Basilisk* se fait donc naturellement par l'utilisation de trois fonctions VOF. La détermination des  $\gamma_i$  se fait à partir des tensions de surface suivant la formule suivante :

$$\gamma_1 = \frac{1}{2}(\gamma_{12} + \gamma_{13} - \gamma_{23}) \quad (3.4)$$

Nous obtenons les deux autres relations par permutations circulaires. Nous remarquons que les conditions du

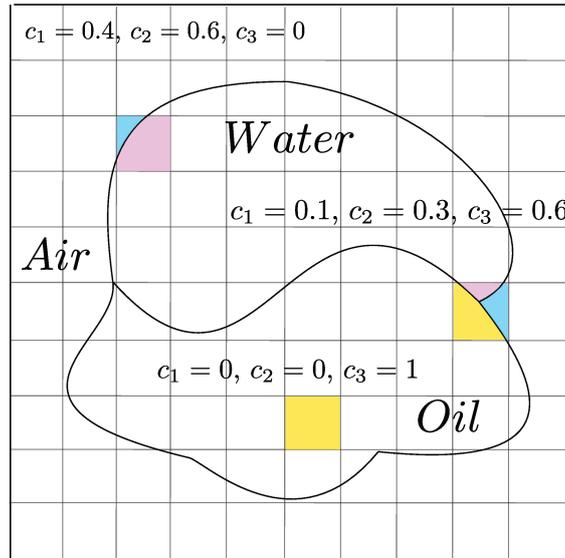


FIGURE 3.4 – Discrétisations des fonctions caractéristiques  $\chi_j$ . Les observations énoncées dans le chapitre précédent sont toujours vérifiées : dès lors que deux fonctions de couleur sont non nulle dans une cellule il s’agit d’une interface. De plus si les trois fonctions de couleur sont non nulle il s’agit d’un point triple.

triangle de Neumann implique  $\gamma_i > 0$ . Ainsi lorsque le point triple est instable nous obtenons un  $\gamma_i$  négatif. Nous pouvons désormais tester notre code dans la partie suivante, en l’appliquant sur les situations physiques proposée dans le chapitre 1.

### 3.3 Première simulation tri-fluide

#### 3.3.1 Etude qualitative des simulations 3-fluides

Nous pouvons commencer par reproduire les situations évoquées dans le chapitre 1. Nous allons donc au travers de différentes conditions sur les tensions de surface résoudre l’équilibre d’une goutte d’eau posée sur une piscine d’huile infinie en présence d’un gaz assimilé à de l’air (fig 3.5).

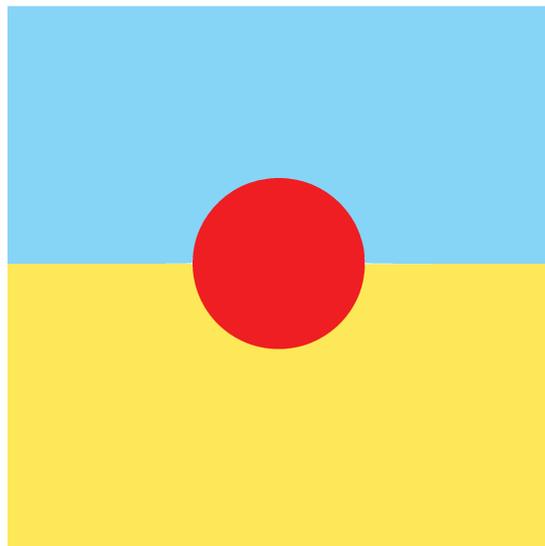


FIGURE 3.5 – Goutte d’eau (rouge) déposée sur une piscine d’huile de profondeur infinie (jaune) en présence d’un gaz (bleu). En changeant les propriétés des tensions de surface la solution finale sera modifiée.

Dans un premier temps nous allons considérer une situation dans laquelle le point triple est stable. Physiquement cela correspond à un triangle de Neumann fermé nous avons donc pour chaque trio  $i, j, k$  :

$$\gamma_{ij} < \gamma_{ik} + \gamma_{jk} \text{ et donc tous les } \gamma_i > 0 \tag{3.5}$$

### Cas de mouillage partiel

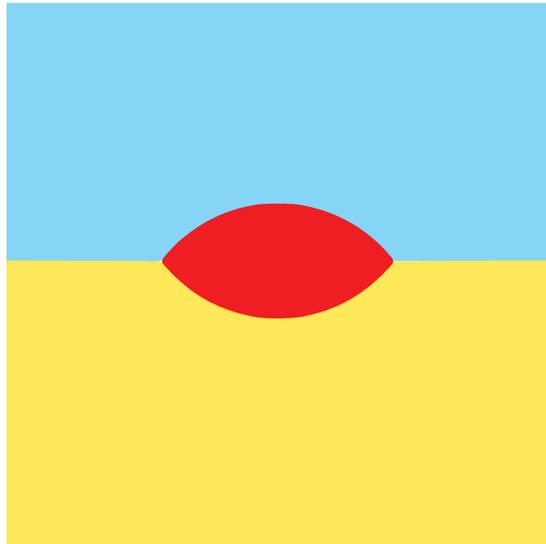


FIGURE 3.6 – Solution d'équilibre, la lentille d'eau est à l'équilibre entre l'huile et l'air

Dans ce cas (fig 3.6) la goutte d'eau s'étale jusqu'à converger vers une position d'équilibre. A première vue le calcul fonctionne et donne un résultat. Qualitativement le résultat obtenu est satisfaisant et correspond bien à une lentille liquide. Nous pouvons maintenant étudier les situations où le point triple est instable.

### Cas du coussin d'air

Dans ce cas pour faciliter la simulation nous partons d'une condition initiale légèrement différente (fig 3.7). La goutte n'est pas en contact avec l'huile et nous rajoutons la gravité. Cependant nous attribuons à l'eau et l'huile la même densité.

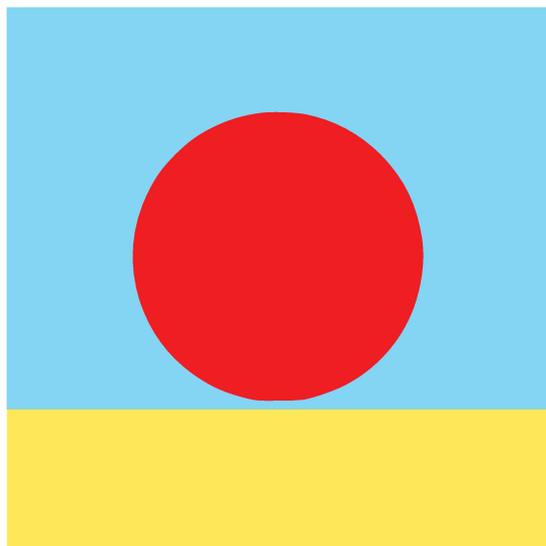
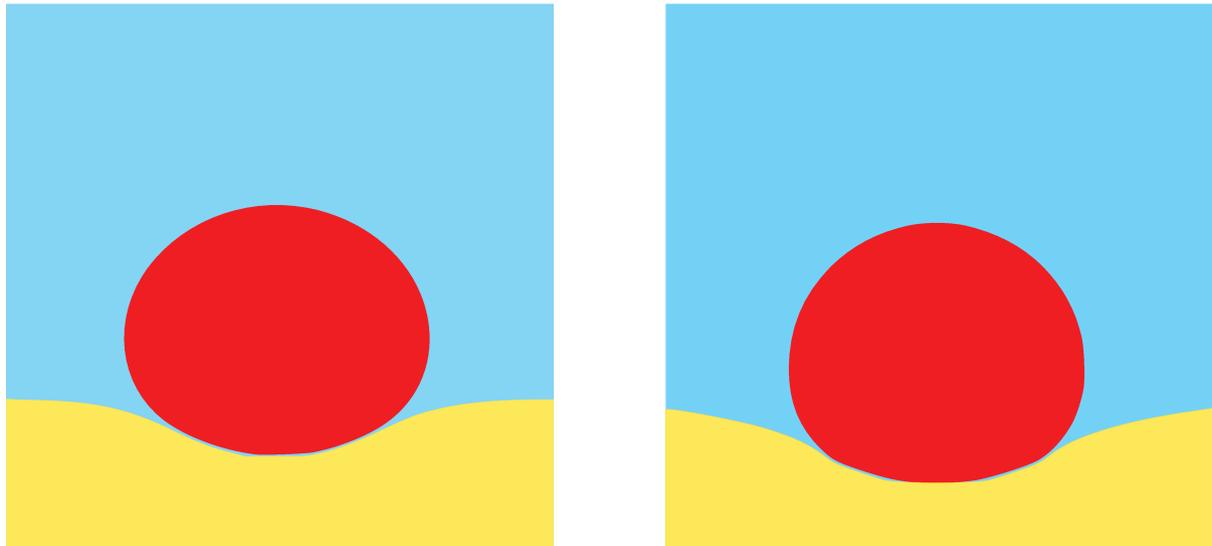


FIGURE 3.7 – Condition initiale : une goutte d'eau sans vitesse initiale en présence de gravité. Les conditions sur les tensions de surface défavorisent l'existence de l'interface eau/huile

La fig 3.8a montre une situation où le contact entre l'eau et l'huile n'est pas énergétiquement favorable, nous avons ici le  $\gamma$  associé au gaz négatif noté  $\gamma_g$ . L'air vient donc séparer ces deux interfaces. Nous observons cependant des oscillations des interfaces lorsque l'épaisseur du film de gaz devient plus petit qu'une taille de maille 3.8b. Nous reviendrons sur ces observations dans la suite du chapitre. Changeons maintenant de configuration et supprimons l'interface huile/gaz.



(a) Le coussin d'air est bien résolu, la goutte d'eau n'est pas en contact avec l'huile.

(b) Lorsque la simulation est suffisamment longue la goutte entre quand même en contact avec l'huile. Cet effet se produit après l'apparition d'oscillations le long des interfaces d'eau et d'huile.

### Étalement de l'eau sur l'huile

Dans cette configuration l'eau est en mouillage total sur l'huile, cette fois c'est le  $\gamma$  associé à l'eau qui est négatif. L'interface huile/gaz n'est pas favorable. Nous capturons correctement ce comportement bien que le point triple semble mal résolu (fig 3.9).

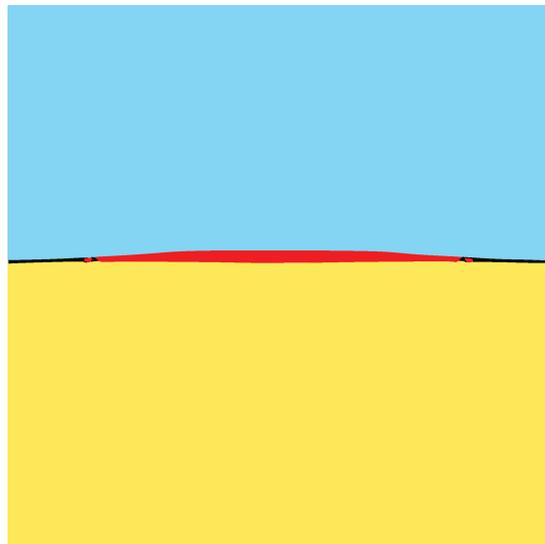


FIGURE 3.9 – L'eau s'étale bien sur l'huile, nous observons un angle de contact entre l'eau et l'huile dû aux conditions de mouillage imposées entre les deux fluides par les tensions de surface.

### Encapsulation de l'eau par l'huile ( $\gamma_o < 0$ )

Le résultat présenté en fig 3.10 montre que l'huile mouille complètement l'eau. Cependant bien que la goutte ne soit plus en contact avec l'air nous observons des zones noires (coloriées pour la clarté des explications). Dans la suite du manuscrit nous appellerons ces zones : "zones blanches" car aucune fraction volumique n'est attachée à ces espaces, nous y reviendrons dans la suite de ce chapitre car ces dernières témoignent d'une erreur sur la conservation de la masse. Cette observation est un peu étrange, néanmoins en regardant avec attention chacune des simulations précédentes ces zones sont toujours présentes et semblent être créées lors de la formation des points triples.

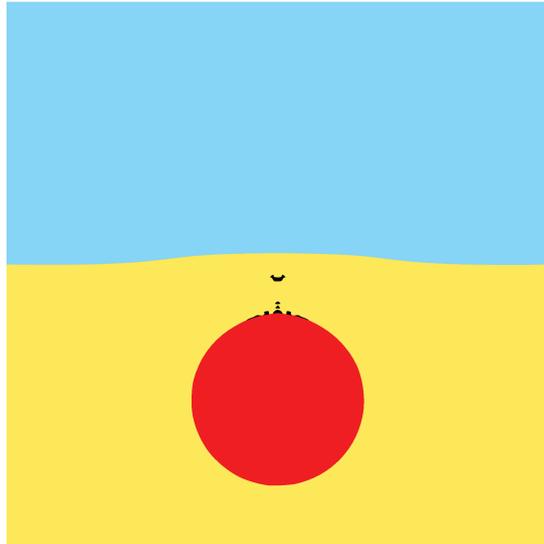


FIGURE 3.10 – Encapsulation complète de l'eau par l'huile

### Résumé

Qualitativement les simulations délivrent bien les résultats escomptés en fonction des différentes conditions initiales. Nous observons cependant un phénomène étrange autour des points triples : une formation de zones blanches semblant grossir au cours du temps viennent se propager dans la simulation. Ces effets sont d'autant plus importants lorsqu'il s'agit de points triples instables : c'est à dire lorsque l'une des tensions de surface numérique ( $\gamma_i$ ) associée à une fonction caractéristique est négative. Nous remarquons que les points triples instables ont tendance à propager plus d'erreurs notamment lorsqu'ils existent à l'initialisation de la simulation. Dans la suite nous allons quantifier la validité des résultats exposés ci-dessus.

### 3.3.2 Investigation détaillée autour des points triples

Ces problèmes étant nouveaux nous devons éprouver la robustesse de nos méthodes numériques et nous nous concentrons notamment sur la résolution des points triples. Afin de tester nos simulations nous choisissons une situation très simple dont la solution analytique est parfaitement définie. Une géométrie bien maîtrisée est celle d'un point triple isolé et à l'équilibre tel que décrit en figure 3.11. Trois triangles sont dessinés, ainsi les trois fluides décrivent un angle de  $120^\circ$  au centre. Afin de ne tester que les effets numériques nous attribuons à chacun des différents fluides une unique fonction de couleur toutes choses par ailleurs étant égales : nous utilisons ici des densités, viscosités et tensions de surface unitaires. De plus la simulation sera réalisée sans gravité. Les conditions limites sont : glissement sans frottement pour la vitesse, une condition d'angle de contact (de  $60^\circ$ ) aux parois grâce aux fonctions de hauteur de *Basilisk* pour les interfaces garantissant ainsi la position d'équilibre des triangles. Pour limiter les effets du maillage ce dernier sera uniforme. De plus le calcul se fera sur un seul coeur pour limiter tout effet de bord dû à la parallélisation. L'ensemble des résultats sera uniquement présenté avec des valeurs adimensionnées. Nous utiliserons finalement la taille des cellules notées  $\Delta$  comme grandeur de référence.

Tout d'abord quelles sont les remarques qualitatives que nous observons lorsque nous simulons l'évolution d'un tel point triple. Puisque le système est déjà à l'équilibre nous devrions rester dans le même état. La figure 3.12 montre plusieurs snapshots pris à différents instants dans la simulation. Comme expliqué précédemment malgré la bonne initialisation des fonctions de couleur, la reconstruction des interfaces à l'instant initial n'est pas tout à fait le triangle souhaité. Il s'en suit l'apparition des premières déstabilisations de l'équilibre. Le point triple va s'élargir et les interfaces vont se dissocier. Il est possible d'observer des cellules dans lesquelles il semble n'y avoir que 2 fluides et pourtant les interfaces reconstruites ne se superposent pas. Finalement nous observons aux temps courts un grossissement rapide du point triple, ensuite des zones blanches apparaissent et s'étalent autour du point triple original. Aux temps plus longs un équilibre semble atteint, le point triple ne grossit plus. Remarquons que nous travaillons dans un domaine de taille finie, la seule métrique importante est celle donnée par la taille des cellules. Ainsi dans un domaine plus grand nous observerions le point triple continuer son expansion. Nous observerons en figure 3.13 que la taille finale du point triple est bien dépendante de la taille des cellules. Dès lors que nous observons cette erreur nous devons en étudier plus en détail les origines et les conséquences afin de pouvoir utiliser ces méthodes pour réaliser diverses études multiphasiques.

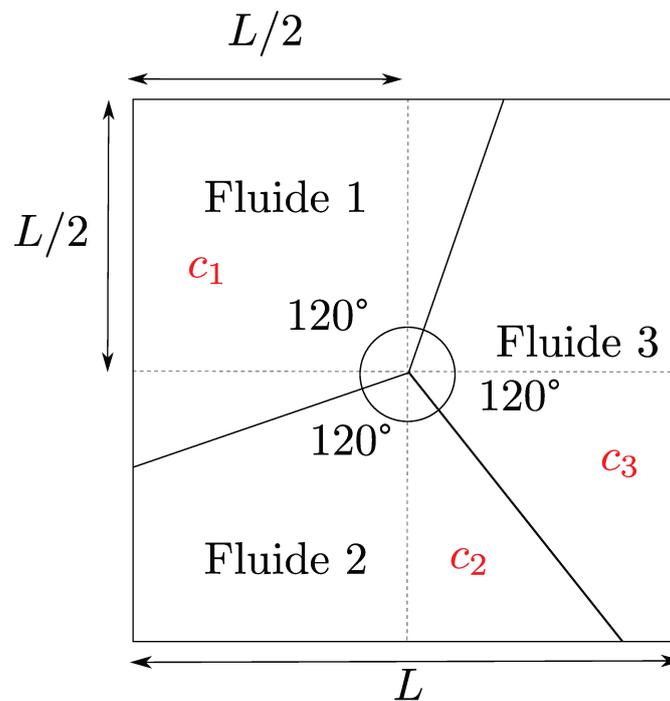


FIGURE 3.11 – Cas test : Trois triangles séparés d'un angle de  $120^\circ$ . Les trois fluides considérés sont identiques en tout point excepté leur fonction de couleur :  $\rho_1 = \rho_2 = \rho_3 = 1$ ,  $\mu_1 = \mu_2 = \mu_3 = 1$  et  $\gamma_{12} = \gamma_{13} = \gamma_{23} = 1$

### 3.4 Naissance et évolution d'un point triple

Pour comprendre les enjeux liés à la reconstruction du point triple nous allons suivre les différentes étapes de sa création. Nous démarrerons par l'initialisation d'un point triple et nous observerons son évolution durant quelques pas de temps. Afin de clarifier la situation nous considérons un état initial avec un point triple physiquement bien défini. Nous proposons une géométrie originale telle que décrite en fig 3.14 (a), en fig 3.14 (b) nous représentons la solution idéale que nous aimerions pouvoir décrire numériquement. Remarquons que les méthodes VOF ne peuvent reconstruire que des segments au sein des cellules.

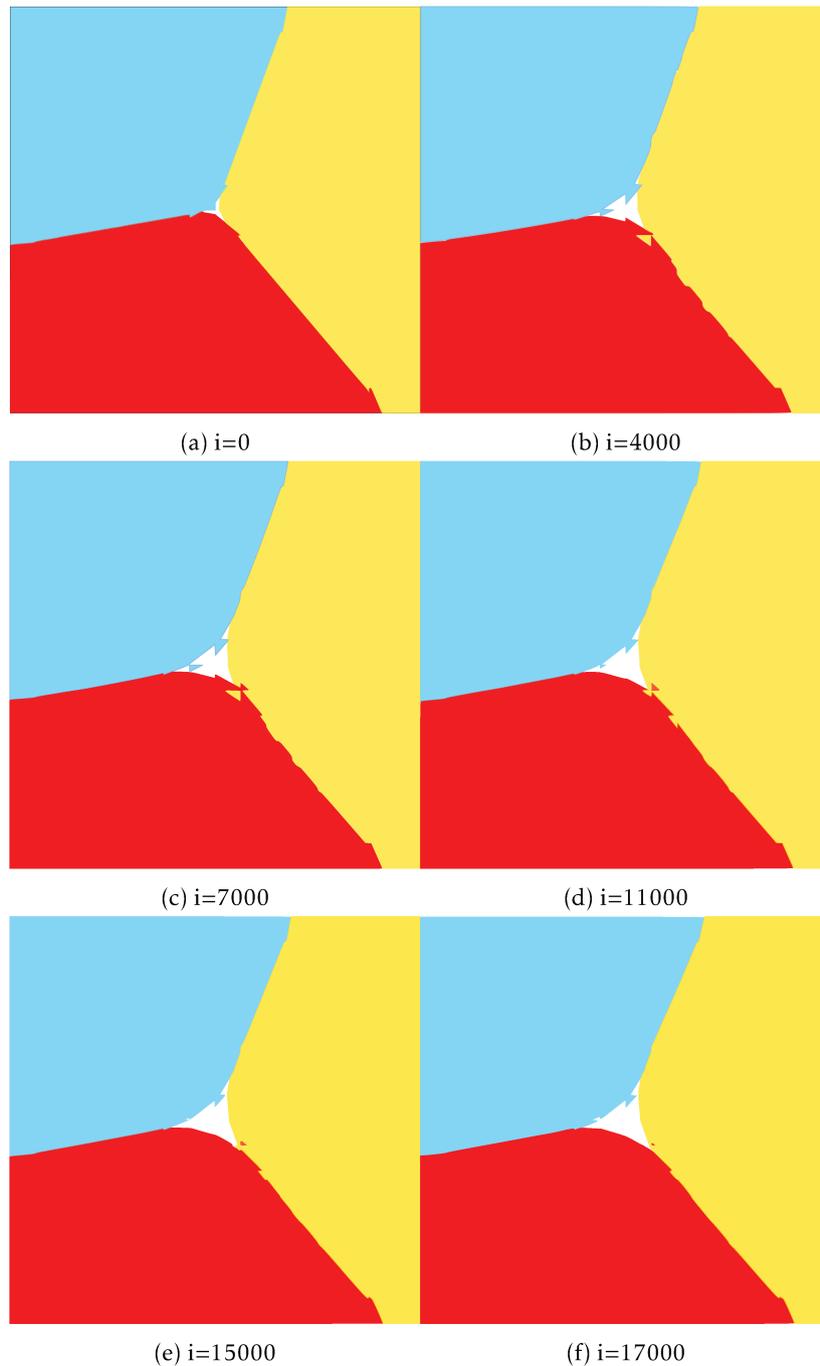


FIGURE 3.12 – Le point triple grossit et propage une erreur sur les cellules voisines. Il en résulte une mauvaise répartition de la masse autour de ce point. Par ailleurs on observe aussi un déplacement des interfaces et donc l'apparition de courants parasites.

### 3.4.1 Au commencement création d'un monde imparfait : Reconstruction réelle du point triple

Pour clarifier les explications nous allons reconstruire un point triple dans une cellule pas à pas. Nous disposons des informations issues de la simulation du pas de temps précédent et nous nous situons dans l'évent VOF 2.3.2. Nous allons commencer par traiter le fluide 1, pour reconstruire l'interface nous disposons de la normale locale calculée à l'aide des fonctions de hauteur. Nous connaissons aussi la fraction volumique dans cette cellule (information portée par les fonctions de couleur  $c_i$ ) ainsi l'interface peut donc être tracée. Nous rappelons qu'une unique interface est solution de ce problème (voir Chapitre 2 section 2.3.6). Pour ce faire un segment est dessiné allant d'un côté de la cellule à un autre. Cette même procédure est répétée pour les autres fluides.

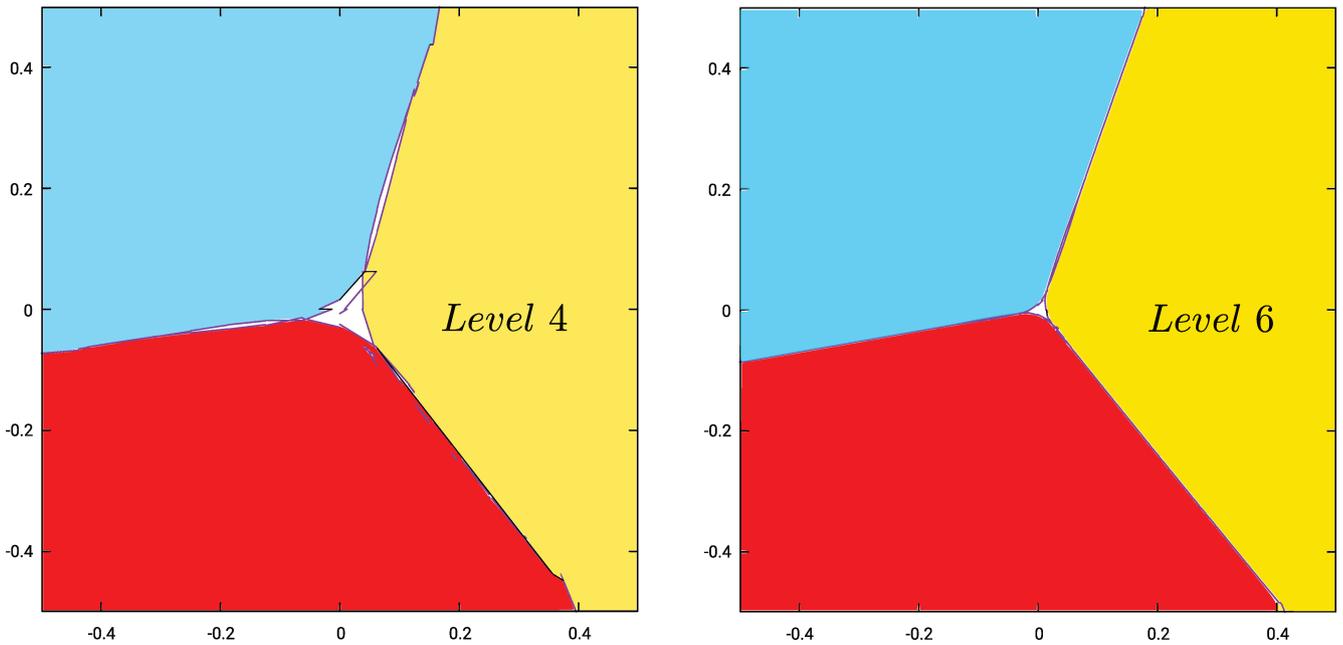
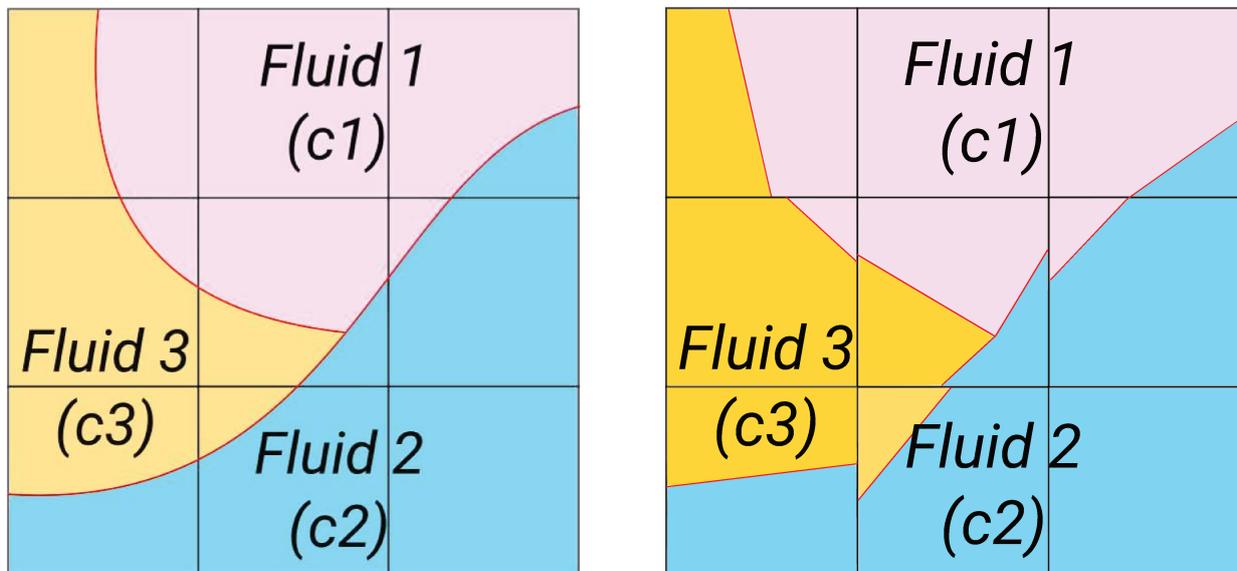


FIGURE 3.13 – Deux points triples reconstruits pour deux niveaux de raffinements différents aux temps adimensionnés ( $\bar{t} = 500$ ). Plus le niveau est élevé, plus les cellules sont petites, réduisant ainsi la surface du point triple. Le nombre de cellules est défini par son niveau  $n$  dans chacune des dimensions. Ainsi en 2D le niveau 4 correspond à 256 cellules, et le niveau 6 à 4096 cellules.



(a) Vision idéale d'un problème 3-fluides, chacune des zones est liée à une unique fonction de couleur. (b) Vision idéale d'une reconstruction d'un point triple avec les méthodes PLIC.

FIGURE 3.14 – Comparaison entre une reconstruction d'un problème 3-fluides. La difficulté majeure réside dans la construction de portion de segments conduisant à la création de sommet dans la cellule triple.

La clé de la compréhension des erreurs vues dans l'exemple précédent réside dans la reconstruction de ces interfaces. Il n'a jamais été mentionné quels fluides étaient de part et d'autre de l'interface, nous savons uniquement que le fluide 1 se trouve du côté intérieur (convention de normale sortante). En revanche aucune information n'est disponible sur la composition extérieure (voir fig 3.15).

Nous commençons à faire apparaître une caractéristique importante : les trois fluides sont traités indépendamment lors de la reconstruction géométrique. Chacun des fluides (ou fonction de couleur) fonctionne en ne prenant pas en considération les autres fluides. Ainsi la propriété  $\sum_i = c_i$  vu précédemment n'est en réalité pas intrinsèque. C'est pourquoi dès l'initialisation malgré le bon respect des proportions de  $c_i$  dans la cellule triple, nous observons des zones de recouvrement dans lesquelles deux ou trois fluides sont géométriquement représentés et a contrario des parties blanches où aucun fluide n'existe (voir fig 3.16). A noter que l'aire des

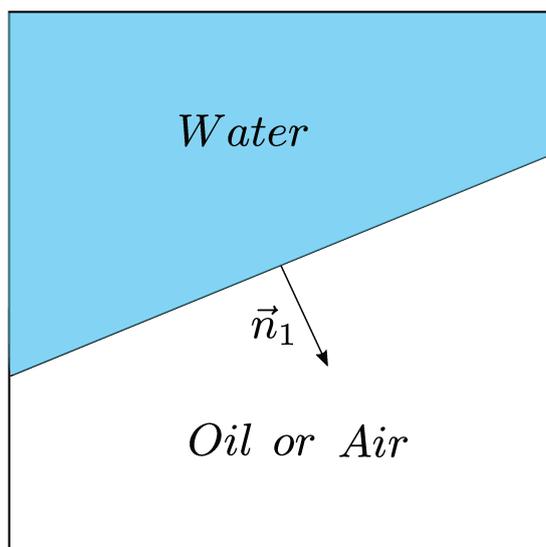


FIGURE 3.15 – Lors de la reconstruction de l'interface du fluide 1 (Eau) nous ne disposons pas des compositions de l'autre côté de l'interface. Chaque fluide associé à une fonction de couleur est reconstruit de façon indépendante des autres.

zones blanches est alors exactement égale à l'aire des zones de superpositions. Cette situation ne pouvait pas se produire dans les simulations bi-fluides puisque nous utilisons qu'une seule fonction de couleur. Ainsi l'aire représentant le fluide 2 dans une cellule est le complémentaire exact de celle du fluide 1. Si nous continuons ce raisonnement rien ne garantit dans les simulations tri-fluides que les cellules ne comportant que deux fluides soient bien résolues. Une fois encore deux fonctions de couleur représentant chacune un fluide coexistent sans avoir de lien intrinsèque entre elles. Nous avons donc identifié l'origine d'une différence entre la reconstruction escomptée et celle donnée en sortie de la simulation. Ceci constitue notre nouveau point de départ pour comprendre les origines de la croissance du point triple.

### 3.4.2 Etude qualitative des erreurs

Nous devons maintenant résoudre les équations du mouvement. Cependant malgré des zones de recouvrement pourquoi un déplacement des interfaces devrait-il avoir lieu? La fig 3.16 décrit comment sont imposées les tensions de surface sur les interfaces. Au sein de cette cellule l'équilibre des forces n'est pas respecté, c'est l'élément déclencheur du mouvement (fig 3.17). Nous identifions ici un premier effet lié à la reconstruction géométrique mais nous souhaitons aussi savoir si d'autres effets indésirables sont présents. Le prochain essai consiste à reprendre l'exemple précédent en ne calculant plus le terme de tension de surface. En supprimant la force à l'origine des déplacements nous devrions rester dans un état d'équilibre. Comme escompté aucun déplacement n'est observé. Bien sûr cela ne garantit pas que le reste de la résolution ne crée/propage pas d'erreur. Puisque que nous avons une différence entre la reconstruction géométrique obtenue et celle souhaitée nous devons aussi tester le transport des interfaces indépendamment. La simulation suivante a pour but de tester uniquement le schéma d'advection de *Basilisk*. Ce test se construit à partir de quatre fluides différents (voir fig 3.18). Trois fluides forment un cercle, dans ce cercle les trois fluides se rejoignent au centre en formant trois triangles de  $120^\circ$ . Nous retrouvons dans le cercle une situation analogue à celle décrite dans les exemples précédents. Ce cercle est en contact avec un quatrième fluide, ce contact va générer trois nouveaux point triples. Remarquons que pour l'instant il n'existe aucun endroit dans le domaine où les 4 fluides sont en contact. Ensuite nous allons mettre en rotation le cercle autour de son centre. Le point triple au milieu du cercle sera en rotation, tandis que les trois autres seront en translation. Aucun point "quatre" ne pourra se former durant la simulation. Nous réalisons une rotation de  $360^\circ$  dans le sens trigonométrique puis nous revenons à la position originale à l'aide d'une rotation dans le sens horaire. A priori si le schéma advectif est correct nous devrions retrouver l'état initial à la fin de la simulation.

L'ensemble des points subissent une rotation solide sur le point triple dans le sens trigonométrique puis dans l'autre afin de revenir à la position initiale. La fig 3.19 affiche diverses étapes du test d'advection, nous observons encore une croissance de la zone blanche dans chacun des point triples. Ce résultat pouvait être anticipé en observant en détail l'advection d'une interface délimitant des zones de recouvrement. En effet lors que la phase d'advection l'entière du segment délimitant les deux fluides va être déplacé créant ainsi un mouvement de masse supérieur à ce qu'il aurait dû être (voir fig 3.20). Afin de conserver la masse globale-

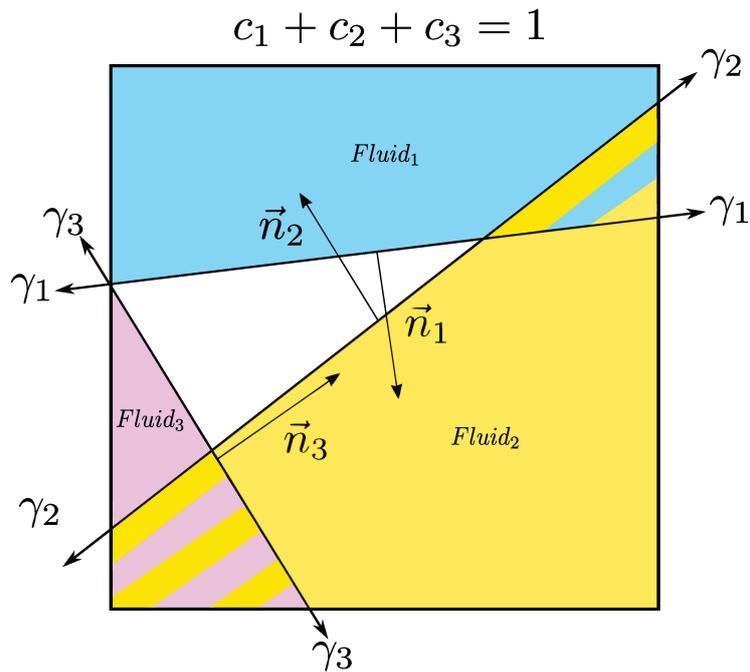


FIGURE 3.16 – Les interfaces sont reconstruites les unes après les autres, ainsi certaines parties de la cellules peuvent être comptabilisées plusieurs fois : ce sont les zones de recouvrement. A contrario des parties peuvent être totalement vides : zones blanches. De plus notons que les tensions de surface associées aux fonctions de couleurs sont appliquées sur chacune des interfaces numériques.

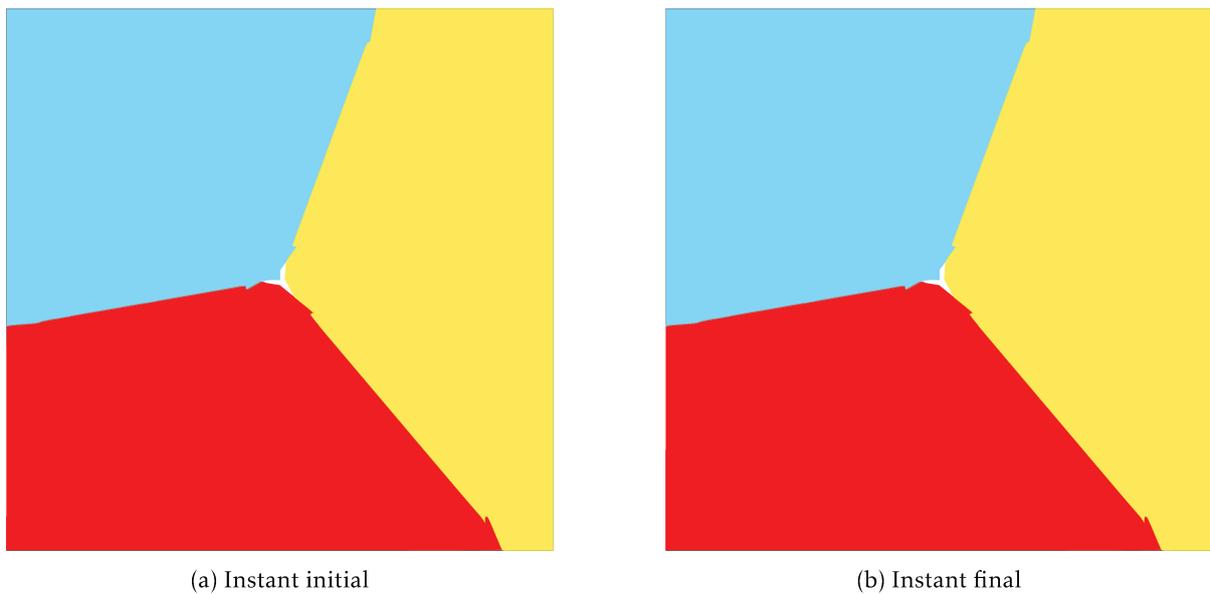


FIGURE 3.17 – Résolution de Navier-Stokes sans terme de tension de surface. Il n’y a aucune force permettant la mise en mouvement des interfaces, la solution finale est exactement égale à l’instant initial.

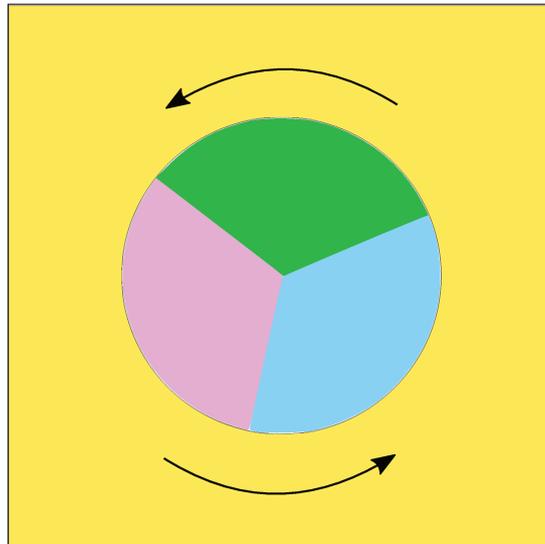
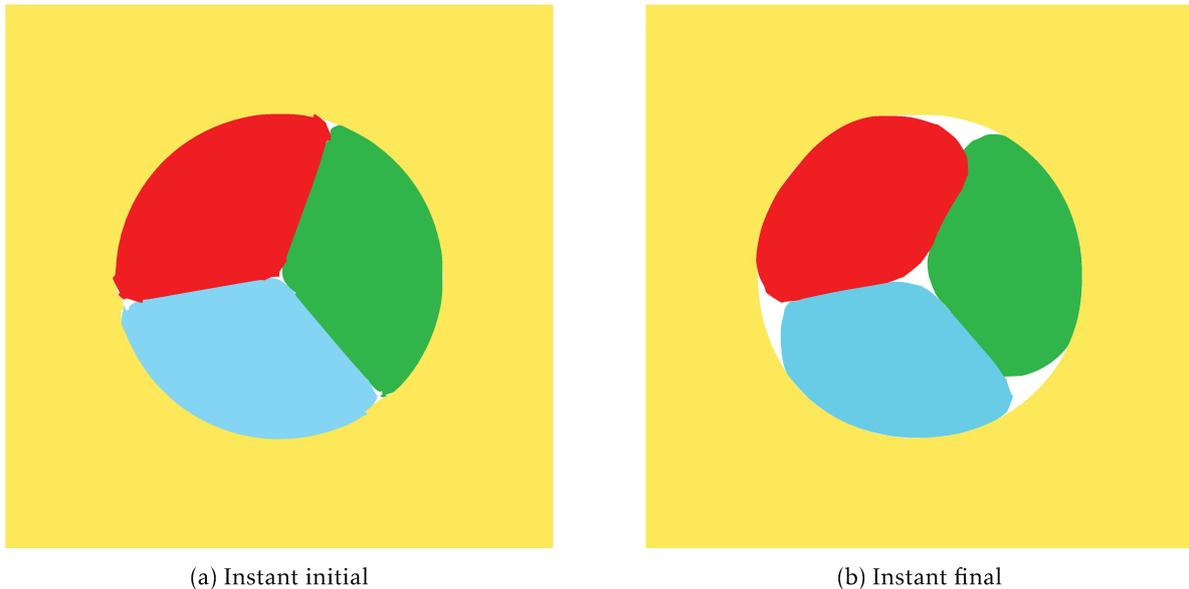


FIGURE 3.18 – Géométrie du test du schéma d'advection, trois fluides à l'équilibre sont mis en rotation solide dans une direction puis sont ramenés à leur position d'origine. Si le schéma est stable l'état final doit être égal à l'état initial.



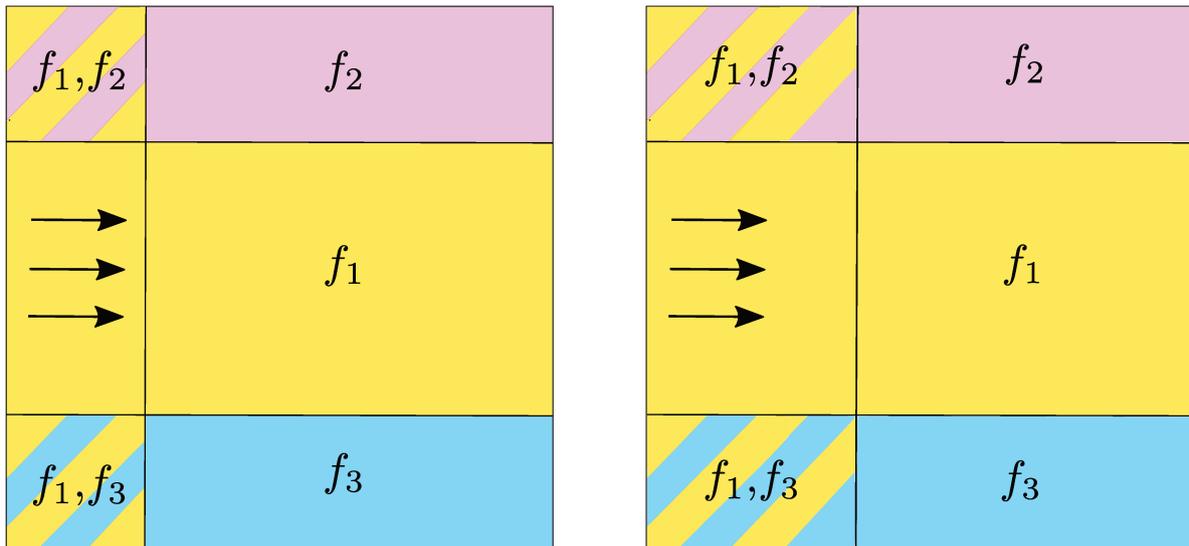
(a) Instant initial

(b) Instant final

FIGURE 3.19 – Test du schéma d'advection, les zones blanches s'élargissent tout au long de la simulation. L'état final n'est pas équivalent avec l'état d'origine, le schéma d'advection transporte les erreurs aux cellules voisines du point triple.

ment dans l'ensemble du domaine il est nécessaire de faire apparaître des zones vides dans lesquelles aucune fraction volumique n'est défini : ce sont les zones blanches. Ces zones blanches peuvent être créées dans les mêmes cellules que celle de superposition mais ce n'est pas une condition nécessaire. C'est pourquoi des cellules monophasiques ou biphasiques peuvent aussi être affectées par un surplus/défaut de masse.

L'erreur sur l'advection explique pourquoi la conservation de la fraction volumique n'est plus vérifiée localement : dans les cellules proches du point triple la propriété  $\sum_i c_i = 1$  n'est plus vérifiée, en revanche à l'échelle de la simulation la proportion de chacune des fonctions de couleur reste constante  $\sum_{ij} c^k = cst$ . Ainsi nous distinguons deux transferts distincts : ceux transportant un surplus de fraction volumique et leurs opposés transportant des zones vides. Nous pouvons faire l'analogie avec le courant électrique en considérant soit le déplacement des électrons dans une direction soit en regardant les courants de "trous" dans le sens opposé. C'est ainsi que notre erreur se propage dans les cellules voisines du point triple. Donc des valeurs de fractions volumiques sont faussées, le calcul des fonctions hauteurs conduit alors à une mauvaise orientation de la normale ainsi qu'à la reconstruction d'une interface plus éloignée de la solution idéale. Dans le même temps le calcul des tensions de surface associé aux 3 interfaces est lui aussi faussé puisqu'il se base sur la courbure (voir chapitre 2) augmentant d'autant plus la propagation de l'erreur. Finalement la reconstruction des interfaces



(a) Itération  $i$  : Les trois fluides sont présents dans la même cellule créant deux zones de superposition. (b) Itération  $i + 1$  : Les trois fluides sont toujours présents mais les deux zones de superposition sont plus grandes dû à l’advection géométrique.

FIGURE 3.20 – Exemple d’un cas idéal dans lequel un flux unidirectionnel arrive dans la cellule augmentant ainsi la fraction volumique  $f_1$ . Lors du déplacement de l’interface les zones de superpositions sont augmentées.

dès l’instant initial cause un déséquilibre dans les forces de tension de surface, ce qui entraîne un mouvement. Dès lors l’advection géométrique transporte des flux massiques faux dans toutes les directions de l’espace. Par conséquent les fractions volumiques deviennent fausses autour du point triple et l’erreur se propage ainsi de proche en proche. Finalement la présence de ces erreurs peut être négligeable permettant ainsi l’exploitation du code pour la résolution de problèmes physiques. Pour ce faire nous devons quantifier précisément dans quelle mesure elles affectent la qualité d’une simulation physique.

### 3.4.3 Quantification des erreurs liées à la résolution du point triple

L’objectif de cette partie est de répondre à une seule question : pouvons nous utiliser cette méthode pour la résolution de problèmes faisant intervenir trois fluides? Pour démarrer nous partons d’une observation : le point triple grossit jusqu’à atteindre une taille limite. Nous avons identifié les causes des erreurs liées au point triple. Nous proposons dans cette question de raisonner à partir de deux exemples bien définis :

1. Point triple isolé

Nous réutilisons la géométrie précédemment introduite en figure 3.12. Nous définissons trois zones contenant chacune un fluide différent. Les trois fluides se rencontrent en un point au milieu du domaine. Les angles entre les trois interfaces sont tous de  $120^\circ$ . Nous imposons à toutes les grandeurs physiques (densité, viscosité et tension de surface) une valeur unitaire. Ainsi dans cette situation le point triple est initialisé dans sa position d’équilibre.

2. Cas de la lentille liquide

Nous utilisons l’exemple décrit en début de chapitre 3.5 dans lequel une goutte d’eau est placée entre le gaz et l’huile. Pour simplifier l’étude la densité et la viscosité de chacun des fluides sera égale à 1. En revanche nous choisirons des tensions de surface différentes afin d’initialiser un mouvement. Nous nous placerons dans une situation où le point triple est stable ( $\gamma_{ij} < \gamma_i + \gamma_j$ ). Pour cet exemple nous disposons aussi d’une solution analytique de la position d’équilibre qui nous servira de référence.

Pour quantifier les erreurs nous devons introduire différents outils de mesures. Certains de nos outils ne seront adaptés que pour un seul des cas test étudiés.

#### Définition des outils de mesures

Au début de ce chapitre nous avons remarqué que même pour un point triple initialement à l’équilibre statique nous avons un déplacement des interfaces. Ces déplacements sont la preuve de l’existence de courants parasites. La première grandeur à mesurer est donc celle de l’énergie cinétique résiduelle. Nous avons aussi observé des zones blanches caractéristiques de la superposition des fluides dans les cellules. Nous devons trouver des critères de mesure permettant de quantifier cette information. Nous utiliserons donc les fonctions

de couleur. De plus les deux cas d'étude proposés ici ont la particularité d'avoir des solutions analytiques connues, nous utiliserons aussi ces données pour construire un autre outil de mesure.

1. Mesure de l'énergie cinétique

$$Ke = \sum_{i,j} \sum_k \frac{1}{2} \rho_k (\Delta x)^2 \sqrt{u.x^2 + u.y^2} \quad (3.6)$$

Nous mesurons l'énergie cinétique dans chacune des cellules  $i, j$  pour chacun des fluides présents dans la cellule. La notation  $\Delta x^2$  représente la surface des cellules puisque les cas étudiés dans cette thèse sont en 2D ou 2D axisymétrie

*Pertinence : Dans le cas d'un problème où une solution statique existe cette mesure fournit une information sur les courants parasites résiduels. Cependant aucune information sur l'exactitude de la géométrie n'est donnée ici, elle doit donc être couplée à d'autres mesures pour fournir une information complète sur le point triple.*

2. Erreur sur la forme

$$\epsilon_f = \frac{\sum_i (|c_1 - c_1^{\text{exact}}| + |c_2 - c_2^{\text{exact}}| + |c_3 - c_3^{\text{exact}}|) \Delta x^2}{\mathcal{V}_0} \quad (3.7)$$

Avec  $\mathcal{V}_0$  un volume de référence devant être explicité en fonction du cas d'étude. Cette mesure permet de comparer la valeur des fonctions de couleurs à l'instant final avec leurs valeurs théoriques.

*Pertinence : Cette erreur nécessite de connaître la solution exacte du problème. Nous discuterons de la manière dont nous obtenons les  $c_i^{\text{exact}}$  pour les deux cas étudiés. Cette mesure garanti une information sur la forme générale du point triple.*

3. Erreur sur les fractions volumiques

$$\epsilon_c = \frac{\sum_{i,j} |\sum_k^3 c_k - 1| \Delta x^2}{\mathcal{V}_0}, \quad (3.8)$$

Cette mesure permet de quantifier le défaut ou surplus de masse dans l'ensemble des cellules, donnant ainsi accès à une information sur l'étalement du point triple.

*Pertinence : Cette norme ne donne pas d'information sur la répartition des fonctions de couleur dans chacune des cellules. Nous devons donc la coupler avec une information sur la forme.*

4. Erreur sur la taille

$$\epsilon_{\text{dis}} = \left| \frac{r - r^{\text{exact}}}{r^{\text{exact}}} \right|, \quad (3.9)$$

Nous cherchons à quantifier à quel point la géométrie finale est éloignée de la solution exacte. Cette mesure ne sera utilisée que pour le cas de la lentille liquide où  $r$  et  $r_{\text{exact}}$  correspondent respectivement aux rayons de la lentille simulée (resp solution analytique)

*Pertinence : Nécessite d'être adaptée à chaque étude. Cette erreur est introduite spécifiquement pour l'étude de la lentille, cependant une mesure précise du point triple est nécessaire. Pour utiliser cette norme nous devons valider précisément à l'aide des trois autres normes la qualité du point triple.*

### Étude de cas $n^\circ 1$ : Point triple isolé à l'équilibre statique

Nous résolvons donc les équations de Navier-Stokes dans les trois fluides dans le cas d'un point triple isolé. Nous observons l'état final obtenu. Pour définir cet état nous nous basons sur les mesures d'énergie cinétique résiduelle dans le système. Lorsque ces dernières ont convergées nous considérons que le système a atteint l'équilibre. Nous affichons en fig 3.21 (a) les interfaces des fonctions vof ainsi que la solution analytique. Le point triple a bien grossi et les interfaces se sont éloignées du point triple exact. Nous avons donc observé un déplacement, la figure 3.21 (b) représente une capture d'écran prise au cours de la simulation. Nous y observons des courants parasites et des vortex autour du point triple.

Nous effectuons maintenant nos mesures à l'aide des outils introduits précédemment. Pour rappel ces moyens de mesure sont dépendants du problème considéré. Ainsi nous utiliserons pour l'erreur sur la forme en guise de  $c_i^{\text{exact}}$  la valeur des fonctions de couleur à l'instant initial. N'ayant pas de mesure sur les rayons nous proposons à la place de mesurer à la place la distance entre le centre du triangle blanc formé par les interfaces VOF et la position exacte du point triple. Les résultats sont présentés en figure 3.22 et 3.23. Dis-cutons d'abord de l'énergie cinétique résiduelle. Au début de la simulation nous observons un pic d'énergie

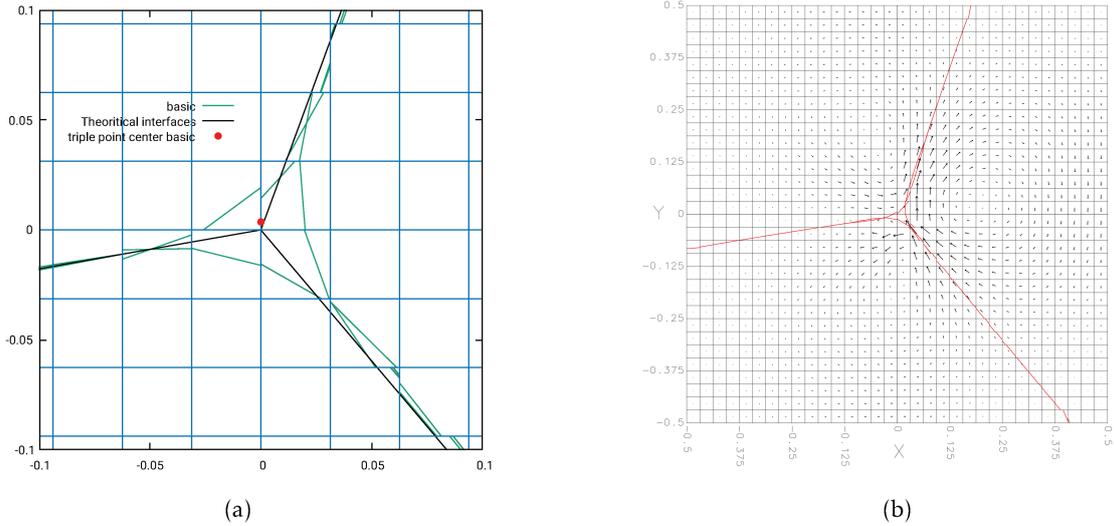


FIGURE 3.21 – (a) Affichage du point triple comparé à la solution analytique. Le point triple s’est élargi et occupe désormais une zone autour du point triple théorique ( $\bar{t} = 500$ ). (b) Des courants parasites apparaissent autour du point triple, conséquence directe de la mauvaise reconstruction géométrique de ce dernier. ( $\bar{t} = 150$ )

correspondant à un déplacement rapide des interfaces (semblable à des ressorts comprimés). Très rapidement, l’énergie cinétique tend vers une constante proche de zéro. Le système est donc proche d’un équilibre statique. Concernant maintenant l’erreur sur la forme du point triple cette dernière suit les mêmes variations et semble aussi tendre vers une constante. Nous remarquons pour les mesures associées aux fractions volumiques et au diamètre du point triple des comportements analogues. Les différentes mesures permettent d’établir que les interfaces autour du point triple ne se déplacent plus et qu’un régime permanent apparaît.

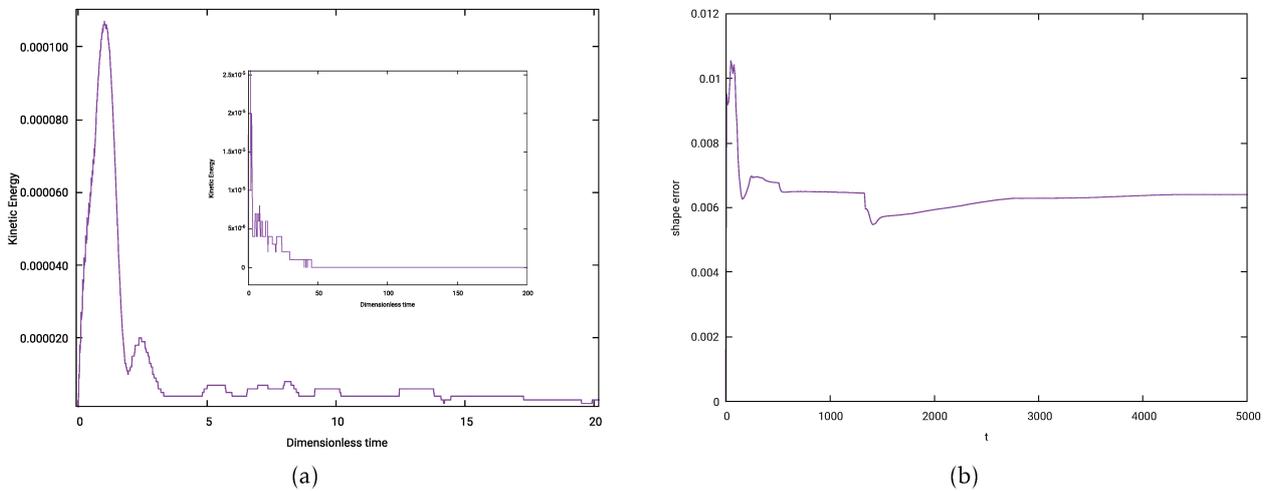


FIGURE 3.22 – Mesure de l’énergie cinétique, l’insert affiche le même résultat mais sur un temps plus long. Nous observons que l’énergie cinétique converge vers 0 (a). En (b) nous présetons l’erreur de forme du point triple. (note : Il s’agit aussi d’un temps adimensionné.)

Nous proposons en figure 3.24 une comparaison des points triples pour différentes tailles de maille. Plus l’on raffine plus le point triple est petit. Mais lorsque l’on rescale par la taille de la maille nous obtenons un alignement des interfaces les unes sur les autres. Ce résultat n’est vrai que lorsque le domaine est grand par rapport au point triple. En effet ce dernier semble converger vers un nombre de mailles constant ( $\approx 8$ ), ainsi si la taille du domaine est de 16 le point triple souffre d’effet de bord.

### Étude de cas n° 2 : Lentille liquide

Nous travaillons avec des configurations où les points triple sont stables ( $\gamma_i > 0$ ), cependant les états initiaux des systèmes sont hors équilibre (fig 3.25). Nous affichons en figure 3.26 les résultats des mesures obtenus

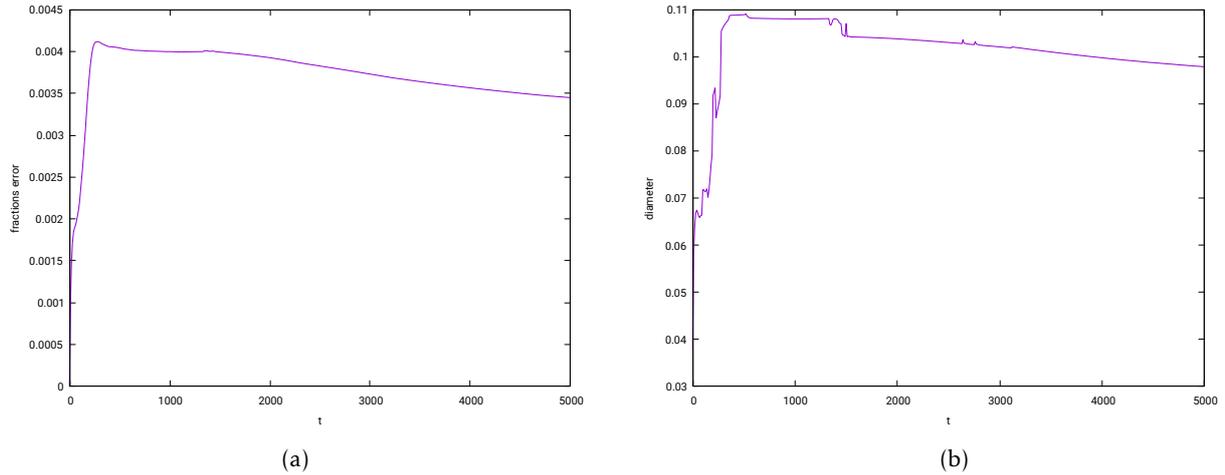


FIGURE 3.23 – Mesure des normes sur les fractions volumiques (a) et sur le diamètre du point triple (b). Les résultats sont affichés en fonction d'un temps sans dimension.

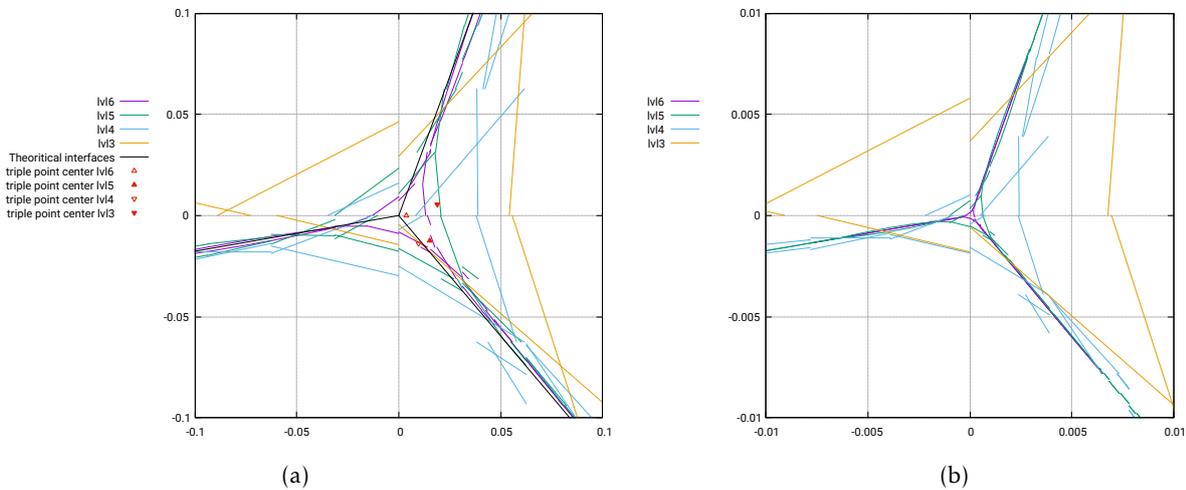


FIGURE 3.24 – (a) Les points triples sont obtenus pour différents niveaux de raffinement. Le niveau le plus élevé permet de construire un point triple moins étendu. (b) Remise à l'échelle des points triples par la taille des mailles.

pour des simulations 2D axisymétriques. Ces simulations sont réalisées en niveau de raffinement 9, avec des densités et viscosités unitaires, nous prenons les ratios de tension de surface suivants :  $\frac{\gamma_{wo}}{\gamma_{wg}} = 1$  et  $\frac{\gamma_{og}}{\gamma_{wg}} = 1.22$

L'énergie cinétique tend à osciller autour d'une constante (environ  $10^{-5}$ ) ce qui semble indiquer qu'il y a toujours des déplacements dans le fluide. L'erreur sur la forme diverge, nous rappelons que cette mesure compare les valeurs des fractions volumiques de la solution exacte avec celle de la simulation. Les erreurs sur la fraction volumique tendent vers une constante ce qui signifie que le point triple ne grossit plus. En effet cette mesure compare la somme des fonctions de couleur avec 1 dans chaque cellule. Les zones blanches du point triple sont les seules créant un défaut de fonction de couleur localement. Lorsque le point triple ne grossit plus, aucune nouvelle zone blanche n'est créée. En résumé les mesures de l'énergie cinétique et de l'erreur de forme suggère que la simulation n'a pas converger. Pour cela nous avons effectué d'autres simulations plus longues afin de nous assurer de l'erreur sur la forme converger bien vers un plateau. Les résultats confirmant cette hypothèse sont donnés en figure 3.27, ces derniers ont été obtenus pour une simulation de niveau de raffinement de 6 pour des raisons de temps de calcul.

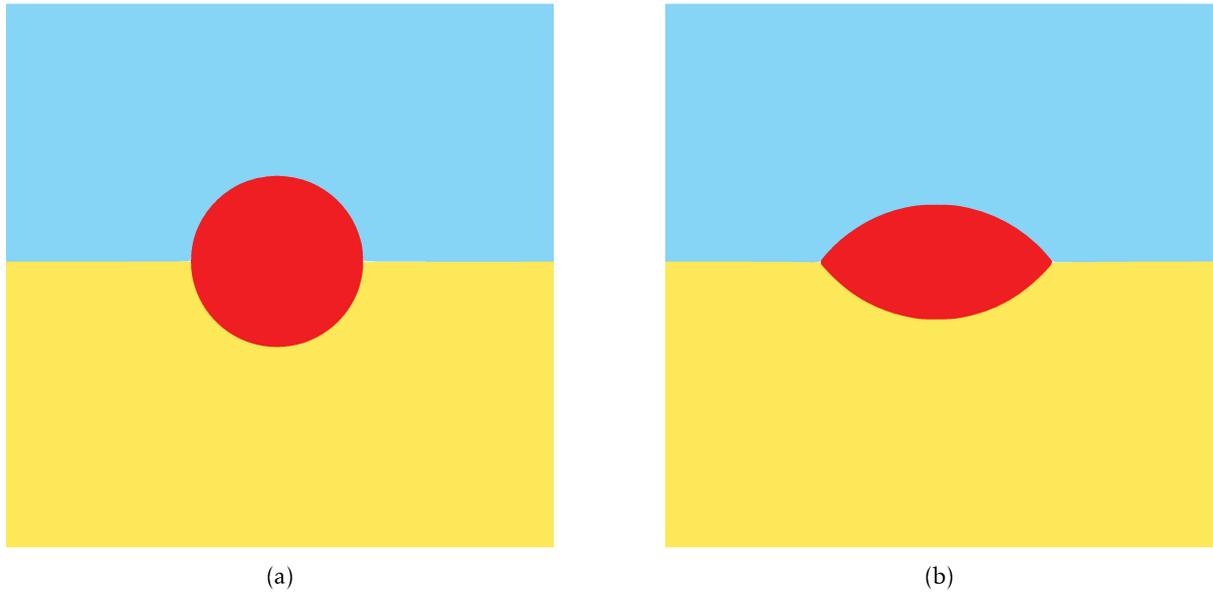


FIGURE 3.25 – (a) Situation initiale. (b) Situation finale  $\bar{t} = 4$ . Simulation de niveau 9 avec les paramètres suivants : densité et viscosité unitaire,  $\gamma_{wg} = \gamma_{wo} = 0.045$ ,  $\gamma_{og} = 0.055$ .

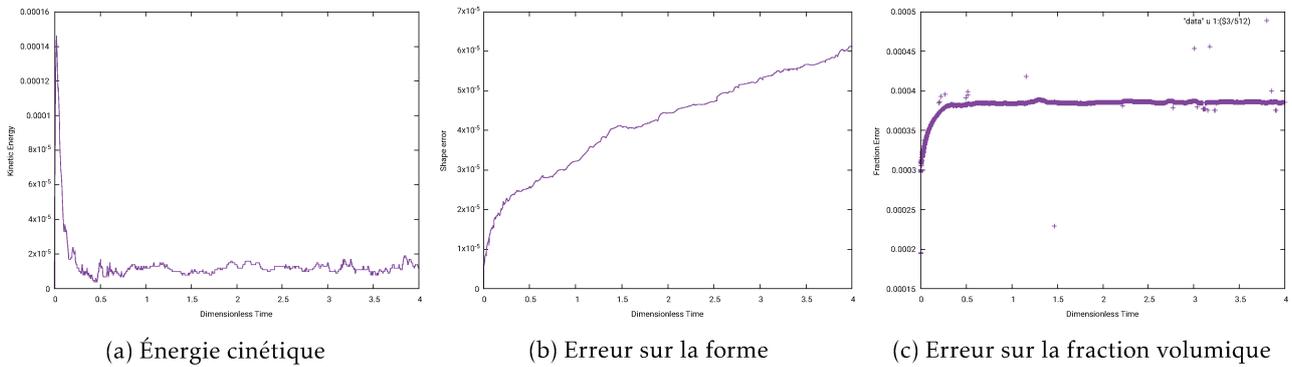


FIGURE 3.26 – Mesure des erreurs pour une lentille d’eau entre du gaz et de l’huile.

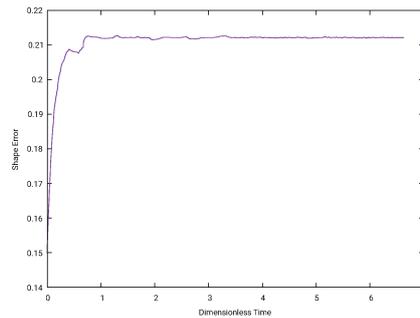


FIGURE 3.27 – Mesure de l’erreur de forme pour un niveau de raffinement de 7.

En réalité nous observons de légères oscillations qui se propagent le long des interfaces créant ces écarts pouvant expliquer cette divergence. Afin de vérifier cette hypothèse nous aurions dû réaliser une simulation plus longue.

Nous mesurons maintenant la position du point triple (situé au centre du triangle formé par les interfaces VOF). Il s’agit donc du centre de la zone blanche, sa position nous donne accès au rayon de la lentille que l’on peut comparer avec la solution analytique. Nous mesurons aussi la déviation verticale du point triple.

Nous obtenons d’excellent résultat concernant la position du point triple. Cependant nous basons nos mesures sur le centre d’une zone blanche. Nous pouvons conclure que la zone du point triple se situe bien autour de la solution exacte. Un moyen de mesure plus cohérent serait de calculer les rayons à partir des extrémités du triangle défini par les interfaces VOF.

$\frac{\sigma_{13}}{\sigma_{12}}$	$\frac{\sigma_{23}}{\sigma_{12}}$	$R_0^{exact}$	$R_0$	$\frac{abs(R_0 - R_0^{exact})}{R_0}$	Pos verticale	Pos verticale exacte	Erreur selon y
1.22	1	0.203901	0.202904	0.49%	0.5	0.498453	0.31%
1.11	1	0.197354	0.19728	0.038%	0.5	0.496897	0.62%
1.22	1.44	0.211295	0.209952	0.63%	0.5	0.498058	0.39%

FIGURE 3.28 – Comparaison entre les rayons théoriques et ceux obtenus dans la simulation corrigée. Les erreurs varient autour de 0.5%.

**Résumé :** Nous observons une lentille converger vers sa solution d'équilibre. A l'aide de différentes mesures nous parvenons à caractériser notre méthode numérique. Les résultats indiquent que le point triple ne s'élargit plus. La lentille converge aussi vers sa position d'équilibre. Nous affirmons donc qu'il est possible d'utiliser cette méthode numérique dans certaines situations. En effet lorsque la dynamique du système est du même ordre de grandeur que les erreurs associées à la diffusion du point triple, la simulation devient caduque. Puisque les outils de mesures sont dépendants du cas étudié, nous recommandons d'effectuer ces vérifications avant chaque utilisation de ces méthodes sur les différentes situations à étudier.

### 3.5 Voies d'amélioration de la précédente méthode

Nous avons caractérisé la méthode précédente dans laquelle nous avons observé une croissance du point triple aux temps courts. Il peut être tentant de pallier à ce problème, plusieurs corrections ont déjà été imaginée. Dans cette partie nous proposons une nouvelle voie d'amélioration originale.

#### 3.5.1 Concept de la correction

Un des premiers axes d'amélioration serait de limiter l'erreur sur l'advection pour ce faire nous pouvons imposer un contrôle sur les fonctions de couleur. Différents tests non concluants ont été menés. L'objectif était à chaque fois d'essayer de mieux répartir les surplus de masse dans les cellules. Cependant une correction trop invasive sur les fonctions de couleur ne faisait qu'empirer le calcul des normales et venait déstabiliser encore plus la simulation. Afin de limiter les erreurs sur la masse nous pouvons aussi essayer de contrôler les flux, en d'autres termes il faut lier les fonctions de couleur entres elles. Dans *Basilisk* les fractions volumiques ( $\rho_1$ ,  $\rho_2$  et  $\rho_3$ ) sont advectées dans l'ordre dans chacune des directions. Dans un premier temps c'est le calcul de la fraction volumique associée au fluide 1, puis 2 puis 3 qui sera effectué dans la direction x. Puis dans un second temps le calcul est réitéré dans l'autre direction. La correction proposée ici a pour but de forcer la dernière advection de la sorte  $c_k = 1 - c_l - c_m$  où k,l,m vont de 1 à 3. Ainsi l'étape d'advection est réorganisée pour advecter d'abord la fraction volumique associée au fluide 1 dans la direction x puis y. Ensuite la même procédure est appliquée pour le fluide 2. De même pour le fluide 3 en x, cependant en y la quantité advectée est forcée  $c_k = 1 - c_l - c_m$  assurant ainsi la conservation de la masse. La fig 3.29 montre un aperçu des itérations. Afin de ne pas toujours corriger la même fraction volumique une permutation dans l'ordre des advections est utilisée. De plus afin d'équilibrer les directions de correction, toutes les 3 itérations la direction de la correction est inversée. Nous allons maintenant détailler les changements apportés par cette approche.

#### 3.5.2 Comparaison qualitative de la correction

Reprenons l'exemple précédent d'advection, nous observons (fig 3.30) que les zones blanches sont nettement plus petites, les points triples ne s'étalent plus au cours du temps. Au premier ordre nous obtenons donc de meilleurs résultats. Cependant ces derniers sont-ils seulement esthétiques ou apportent-ils un gain de précision? Nous notons aussi la présence d'une asymétrie dans les différents fluides, la partie rouge apparaît plus enroulée autour du fluide bleu. En comparant avec la situation initiale nous pouvons déjà affirmer qu'il s'agit d'une erreur. Les deux solutions dont nous disposons (avec et sans correction) comportent leurs lots d'imperfections tout l'enjeu des parties suivantes sera de déterminer quantitativement l'utilité d'une telle correction.

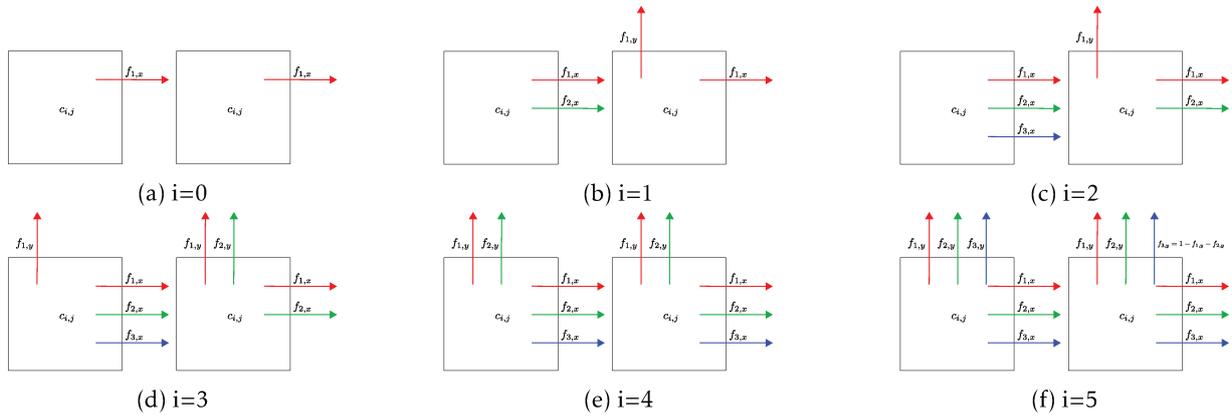
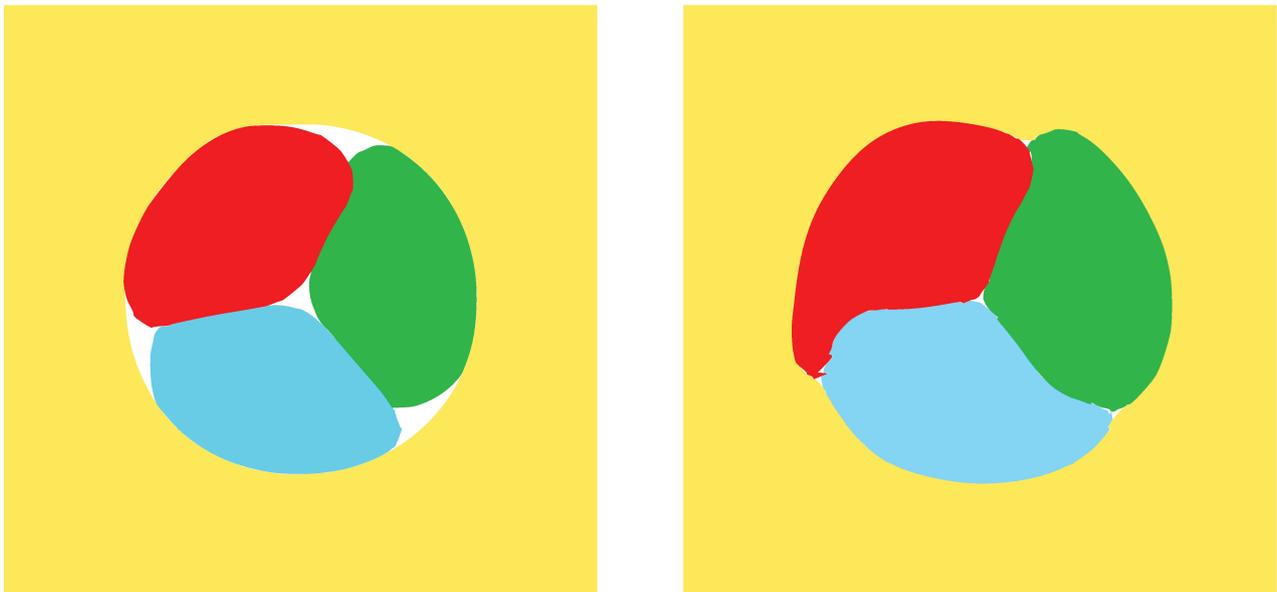


FIGURE 3.29 – Illustration de la modification de l’advection au cours des 6 premières itérations. Chacune des figures de gauche montrent quelle fraction volumique était advectée selon une direction. Les figures de droite montre quelles sont les nouvelles fractions volumique ainsi que la correction apportée en itération  $i = 5$ . Cela permet de forcer la conservation de la masse au sein des cellules. Cette figure ne présente qu’un sixième des itérations, ensuite la même correction va être appliquée sur chacun des champs. De plus la correction s’effectuera pour chacune des fractions volumiques selon la première direction puis selon la seconde. Ainsi pour retrouver la correction présentée dans le figure ci-dessus il faudra attendre 36 itérations. L’objectif ici est de minimiser l’action de la correction sur chacune des fractions afin de ne pas trop altérer la physique résolue par la simulation.



(a) Test d’advection pure réalisée sur la version basique du code 3-fluides.

(b) Test d’advection réalisée avec la correction.

FIGURE 3.30 – Calcul d’advection pure, le cercle est mis en rotation solide dans une direction puis dans l’ordre afin de revenir à la position initiale. Dans la situation (a) le schéma d’advection non modifié de *Basilisk* génère une croissance des points triples caractérisés par les zones blanches. La version corrigée présente elle aussi des zones blanches cependant nettement plus petites. Le schéma modifié permet donc de contenir les erreurs autour du point triple. Notons cependant la présence d’une assymétrie dans la résolution pour l’interface rouge/bleue.

### 3.5.3 Etude quantitative

La figure 3.31 affiche une comparaison directe des trois normes utilisées pour caractériser les point triples. La réduction de l’erreur sur les fractions volumiques était un résultat escomptée puisque la correction se fait directement au moment de l’advection afin de forcer la condition unitaire  $\sum_i c_i = 1$  localement. De même la norme caractérisant le diamètre du point triple se base sur un calcul d’intersection d’interfaces dans les cellules voisines du point triple. Or puisque les fractions volumiques sont corrigées la propagation des erreurs sur la masse est limitée dans le voisinage du point triple ce qui tend naturellement à en réduire sa taille.

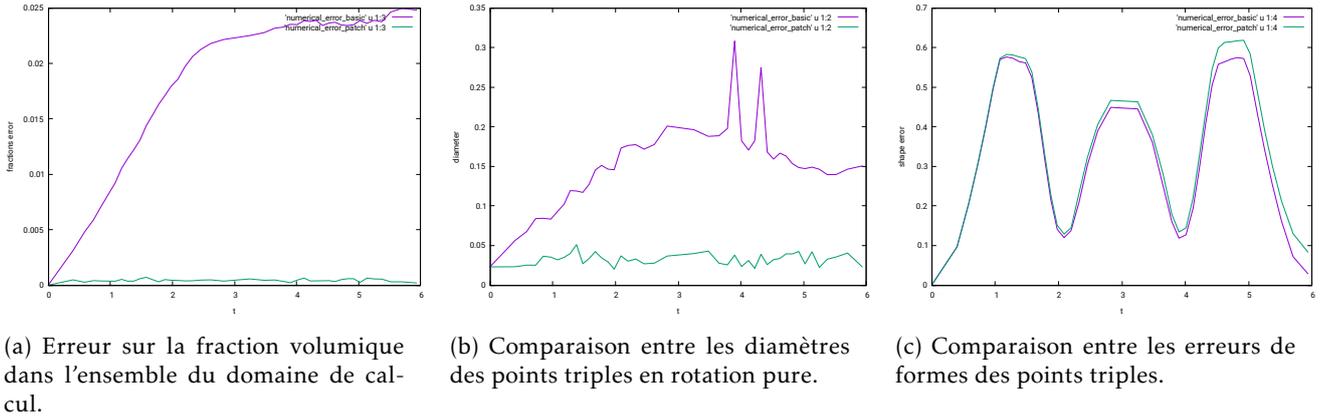


FIGURE 3.31 – L'étude des différents critères montre une réduction de l'erreur sur les fractions volumiques ainsi que sur les tailles de points triples. En revanche la dernière norme sur la forme des points triples semble du même ordre de grandeur que précédemment voir même moins bonne.

Finalement la dernière norme sur la forme du point triple paraît en contradiction avec les résultats vus précédemment. En effet la taille des zones blanches a considérablement réduit. Elles ont été à la place remplies par l'un des fluides sans assurance de la bonne répartition des fluides. Le défaut principal de cette méthode est de corriger la dernière fraction volumique à être advectée. Cette modification se fait sur l'ensemble des cellules concernées en corrigeant la même fonction de couleur. Ainsi la conservation de la masse de chaque espèce n'est plus satisfaite. C'est ce que nous allons quantifier maintenant.

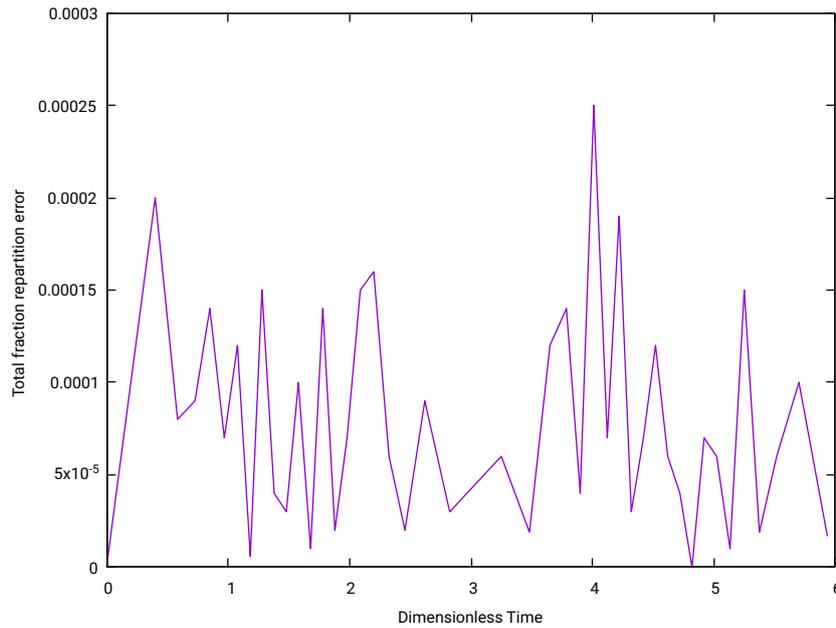


FIGURE 3.32 – Erreur relative sur l'ajout des fonction de couleur. Globalement nous modifions les fonctions de couleur et donc les fractions volumique de l'ordre de 0.02% de la quantité totale.

Puisque notre correction manipule les valeurs de fonction de couleur nous voulons en mesurer l'impact. Pour ce faire nous allons comparer la somme totale des fonctions de couleur dans l'ensemble du domaine avec la valeur initiale :

$$\epsilon_1 = \left| 1 - \sum_{ij} \sum_k \frac{C_k}{C_k^0} \right| \quad (3.10)$$

Nous remarquons que la somme doit être égale à 0 si aucune modification des fonctions de couleur n'est effectuée. La fig 3.32 décrit les variations des fonctions de couleur au cours du temps, nous observons des ajouts/retraits non contrôlés. En effet puisque le traitement que nous appliquons est global nous n'assurons pas une conservation des proportions. C'est pourquoi nous obtenons un remplissage de la zone rouge sur la zone bleue dans l'exemple précédent 3.30. Cependant auparavant cette zone était vide de toutes fonctions de

couleur. De plus pour éviter une trop grande expansion de l'un des fluides nous appliquons la correction de manière cyclique : chacune des fractions volumiques est corrigée toutes les 3 itérations dans l'une des directions. La correction dans la direction "x" du fluide  $f_i$  sera effectuée ainsi toutes les 6 itérations. Ceci a pour effet d'homogénéiser les corrections sur l'ensemble des fractions volumiques dans toutes les directions.

**Étude de cas n° 1 : Point triple isolé à l'équilibre statique**

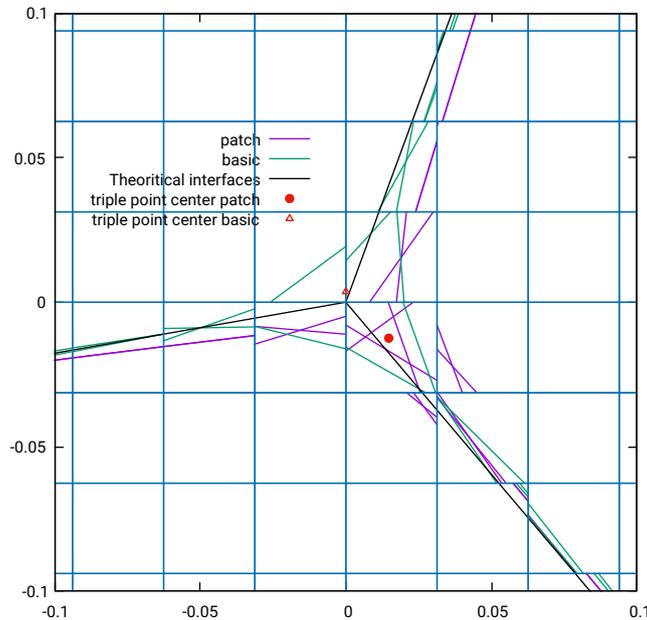


FIGURE 3.33 – Résolution de Navier-Stokes sur un test statique. Le point triple corrigé est plus petit que la version originale mais son centre est plus éloigné de la position théorique.

Nous reprenons ici le premier cas test que nous avons utilisé en début de chapitre : Le point triple isolé constitué de trois triangles de 120° à l'équilibre. Nous commençons par comparer les interfaces de deux points triples, l'un en utilisant la version originale de *Basilisk* (Basic ou Natif), l'autre la version corrigée (Patch). Le résultat est présenté en figure 3.33. Nous remarquons que le point triple corrigé est moins large que dans la version originale. Cependant les interfaces autour du point sont plus désordonnées. Dans cet exemple le calcul du centre du triangle donnant accès à la position du point triple pour les mesures de distance est discutable. Cependant avant de comparer les différentes normes nous comparons le champ des vecteurs vitesses dans les deux simulations (fig 3.34). Nous remarquons que les courants parasites persistent dans la version corrigée alors qu'ils disparaissent (fig 3.36 dans la version native de *Basilisk*). La mesure des énergies cinétiques révèle que l'énergie résiduelle dans la version corrigée tend vers  $10^{-6}$  (fig 3.36) Au début de la simulation l'énergie cinétique augmente fortement, puis diminue et converge vers une valeur non nulle. La présence de ces courants n'implique pas nécessairement un déplacement des interfaces. En réalité le système est dans un état de régime permanent, il n'y a pas d'équilibre statique.

Nous comparons maintenant les différences aux travers des normes suivantes, à savoir : l'erreur sur la fraction volumique, la position du point triple et la forme.

La figure 3.35 affiche les trois normes. La correction est basée sur la conservation de la masse totale locale. C'est pourquoi les erreurs sur la fraction volumique sont nulles. De plus cette correction permet de contenir la propagation de l'erreur, en effet le diamètre du point triple ne grossit plus. Cependant nous observons ici deux contre-coups. Premièrement le remplissage des cellules en défaut/surplus de masse se fait de façon cyclique et ne tient pas compte du type de fluide qu'il faudrait corriger dans la cellule locale. Ceci se traduit par une erreur sur la forme bien supérieure dans le cas corrigé. L'ajout de manière pseudo aléatoire de fractions volumiques dans les cellules vient perturber le calcul des gradients, ceci ayant pour effet direct de perturber aussi la reconstruction des interfaces. Dès lors nous contraignons le système qui réagit en laissant apparaître des courants parasites. Pour pouvoir valider l'intérêt de la correction nous devons l'essayer sur des cas tests physiques dont nous connaissons la solution analytique.

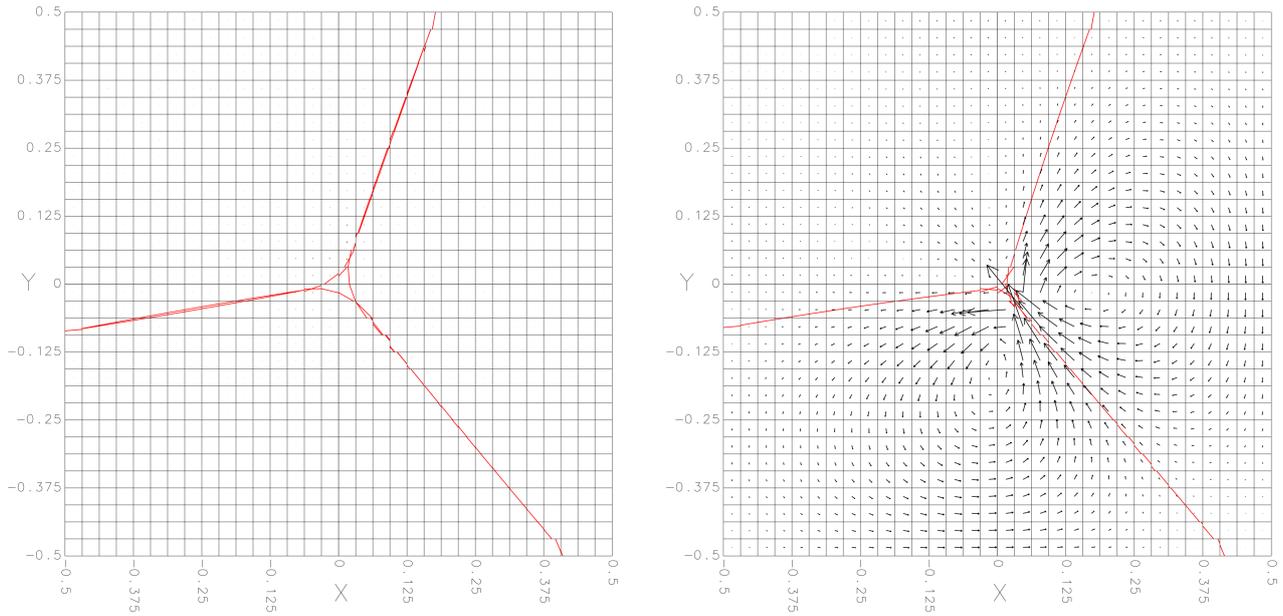
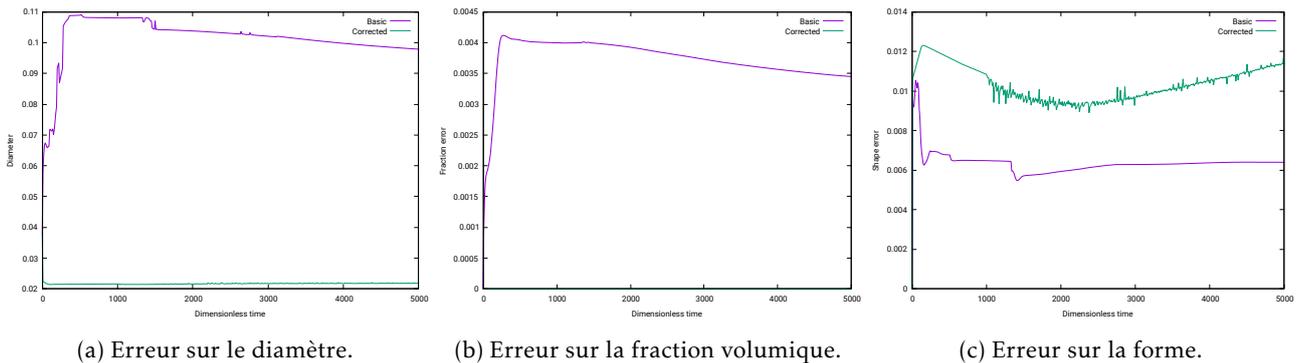


FIGURE 3.34 – Capture d'écran des vecteurs vitesses obtenus pour le schéma advectif original (a) et corrigé (b) au temps adimensionné  $\bar{t} = 5000$



(a) Erreur sur le diamètre.

(b) Erreur sur la fraction volumique.

(c) Erreur sur la forme.

FIGURE 3.35 – Les trois normes comparent les deux schémas advectifs. La correction permet de réduire les erreurs sur la taille et confine davantage l'erreur liée au point triple sur quelques mailles.

### Étude de cas n° 2 : Lentille liquide

Pour le moment nous ne pouvons pas affirmer que la correction apporte une réelle amélioration quantitative. D'une part nous améliorons localement la conservation de la masse mais nous perdons les proportions globales de chacun des fluides. Cependant nous contraignons mieux le point triple. Nous allons maintenant comparer nos deux schémas en réutilisant le cas de la lentille liquide.

La fig 3.38 montre la solution finale obtenue, les deux simulations semblent similaires. Puisque nous avons déjà affirmé que la méthode basique pouvait être utilisée pour résoudre des questions physiques nous montrons ici que la version corrigée n'altère pas ce résultat. Pouvons néanmoins la comparaison quantitative, en nous concentrant sur le point triple, nous constatons que le schéma d'advection corrigé est plus proche de la solution exacte : le tableau 3.37 compare les rayons théoriques de la lentille et ceux obtenus avec la correction et la méthode native (reprise des résultats de la section précédente).

Les écarts relatifs varient entre 2 et 7%. Une fois encore en fonction du phénomène étudié, les erreurs peuvent s'avérer trop importantes. En nous basant sur ces résultats et uniquement pour des simulations dans cette configuration (lentille liquide), pouvons nous affirmer que la version originale est plus efficace que la version corrigée? Nous rappelons que la quantité mesurée dans le tableau correspond à la position du point triple dans le triangle blanc. Nous avons déjà mentionné ce fait plus tôt dans la discussion. Regardons la figure 3.38, nous y observons les interfaces à l'instant final pour la version originale, la version corrigée et les interfaces obtenues lorsque l'on initialise une lentille avec la solution exacte. Nous remarquons que le triangle associé au point triple corrigé est nettement moins étendu que celui de la version native. Ainsi nous

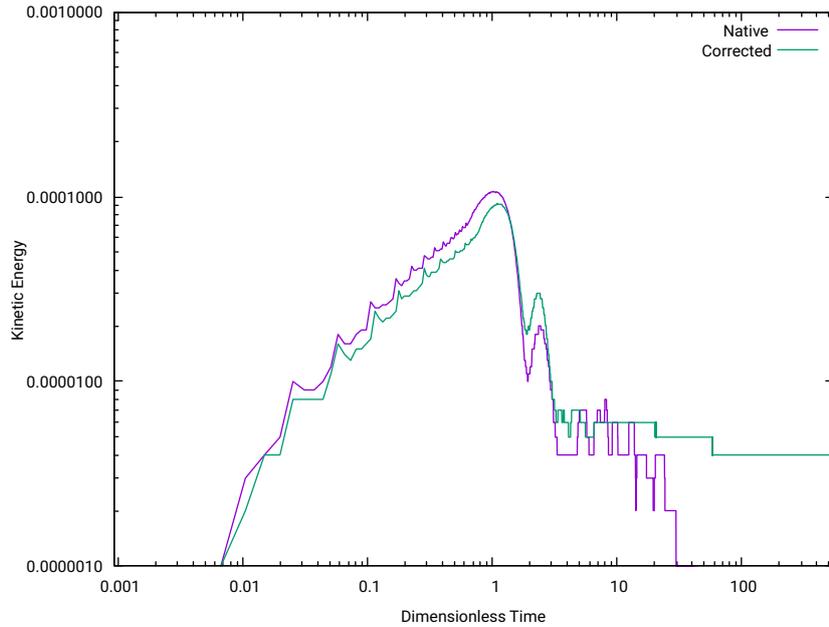


FIGURE 3.36 – Comparaison des énergies cinétiques. Les deux courbes suivent les mêmes variations, cependant la version native converge vers zéro à l'inverse de la version corrigée qui tend vers  $10^{-6}$ .

$\frac{\sigma_{13}}{\sigma_{12}}$	$\frac{\sigma_{23}}{\sigma_{12}}$	$R_0^{exact}$	$R_0^c$	$\frac{abs(R_0^c - R_0^{exact})}{R_0}$	$R_0^b$	$\frac{abs(R_0^b - R_0^{exact})}{R_0^{exact}}$	$Y_0^{exact}$	$Y_0^c$	$\frac{abs(Y_0^c - Y_0^{exact})}{Y_0^{exact}}$
1.22	1	0.203901	0.198525	2.64%	0.202904	0.49%	0.5	0.498453	0.488519
1.11	1	0.197354	0.183248	7.15 %	0.19728	0.038%	0.5	0.496897	0.037552
1.33	1	0.211295	0.206748	2.15 %	0.209952	0.63%	0.5	0.498058	0.635459
1.22	1.44	0.188789	0.182968	3.43%	0.184268	2.39%	0.5	0.498864	0.885662

FIGURE 3.37 – Comparaison entre les rayons théoriques et ceux obtenus dans la simulation corrigée. Les erreurs varient entre 2 et 7%. Ce qui est un ordre de grandeur plus élevé que dans la version native. La position verticale reste équivalente dans les deux versions.

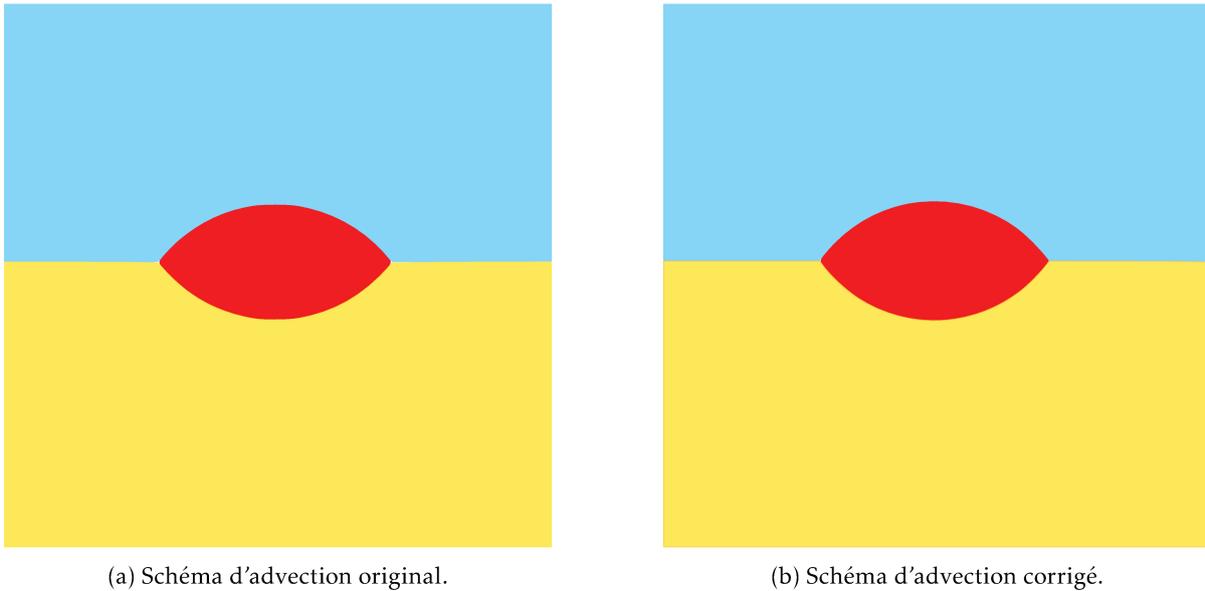
comprenons qu'il est possible de mesurer des positions de points triple plus proche de la solution exacte avec l'une ou l'autre méthode. La figure 3.39 illustre ces propos. Les positions extrêmes du triangle non corrigé sont beaucoup plus éloignées de la solution exacte que la version corrigée.

Nous pouvons aussi mesurer l'énergie cinétique en fin de simulation (fig 3.40) la quantité d'énergie résiduelle est plus faible dans la version originale. Le point triple ne se déplace plus et de petits tourbillons sont présents dans chacune des phases fluides. Dans la version corrigée nous observons la répétition d'oscillations périodique dans la mesure de l'énergie cinétique. Là aussi le calcul a convergé vers une situation stationnaire, les interfaces autour du point triple oscillent autour d'une position d'équilibre. Ces perturbations sont dues aux forces de tension de surface appliquées sur les interfaces du point triple. Néanmoins quelque soit le schéma d'advection utilisé l'ordre de grandeur de l'énergie cinétique résiduelle est identique ( $\approx 10^{-6}$ ).

**Remarque :** Ces deux comparaisons ne permettent pas d'affirmer que l'une ou l'autre méthode fournit de meilleur résultat. Nous pouvons seulement affirmer que la correction ne détériore pas les résultats obtenus avec le schéma initial. A noter que l'augmentation des niveaux de raffinement réduit la taille des zones blanches et conduit à un résultat plus proches de la solution analytique.

### Et dans les situations instables? ( $\gamma_i < 0$ )

Nous pouvons réaliser un autre type comparaison, pour l'instant nous étions dans le cas de point triple stable, mais qu'en est il dans le cas instable? Le prochain exemple partira de la même condition initiale que précédemment 3.5, mais l'interface eau/air ne sera pas favorable. Les propriétés physiques de l'eau et de l'huile seront équivalentes exceptées pour les tensions de surface, de plus nous activons la gravité. L'équilibre sera atteint lorsque les gouttes d'eau auront été encapsulées par l'huile et que l'énergie cinétique du système redevienne nulle. Nous observons (fig 3.41) dans la méthode native une extension des zones blanches sur la surface de la goutte. Il est donc difficile d'estimer où se trouve le point triple précisément, en revanche la version corrigée apporte une résolution plus précise. Dans les derniers instants d'existence du point triple nous observons la propagation de multiples zones blanches dans l'huile ainsi que de fortes ondes de surface



(a) Schéma d'advection original.

(b) Schéma d'advection corrigé.

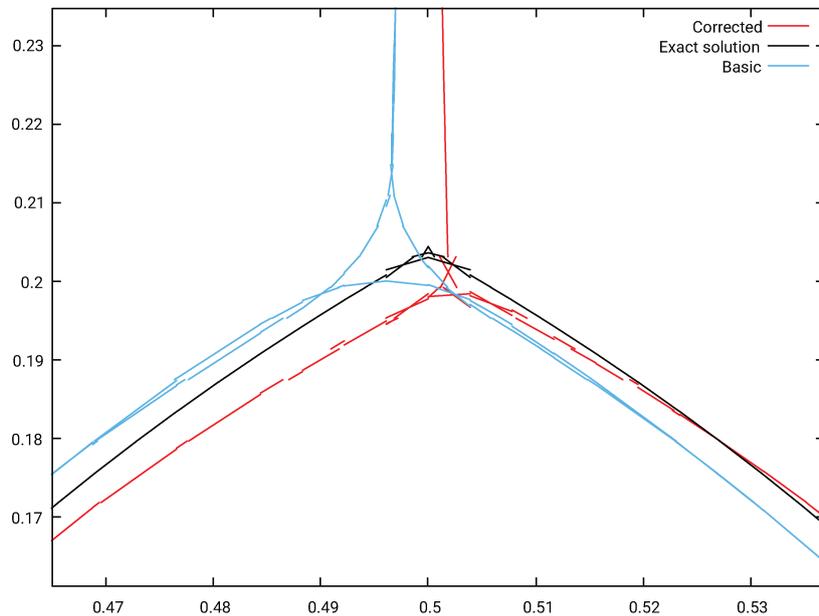
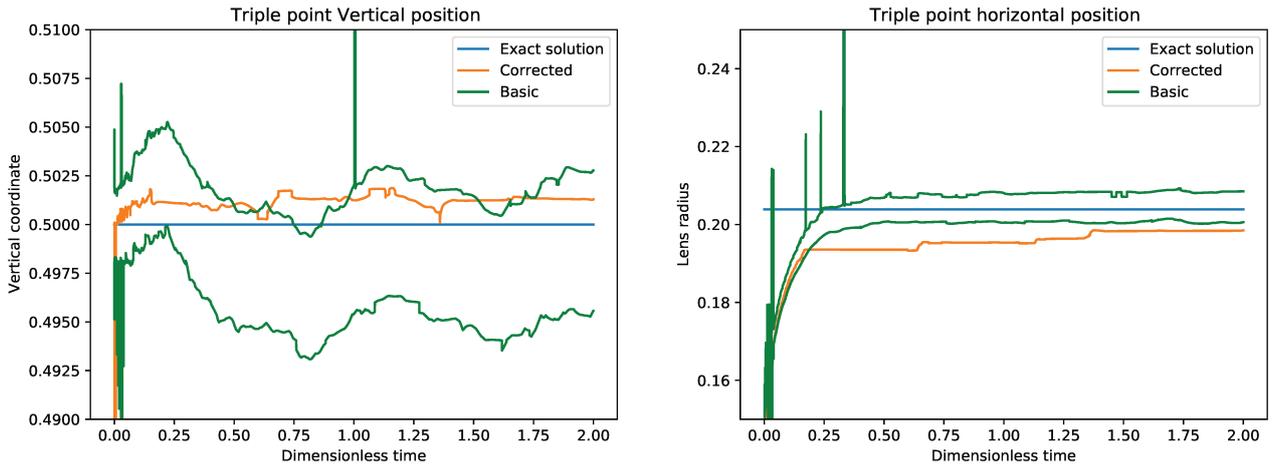


FIGURE 3.38 – Comparaison des deux schémas d'advection appliqués au cas de la lentille liquide. Les deux simulations affichent un résultat similaire, les différences apparaissent uniquement aux points triples. L'interface noire représente la solution analytique telle qu'elle devrait être reconstruite, en bleu la solution issue du schéma non modifié et en rouge la solution corrigée.

poussant la goutte vers le fond. Dans la version corrigée des ondes de surface sont elles aussi présentes bien qu'elles soient plus faibles en amplitude. Finalement les deux gouttes finissent par se stabiliser et arriver à un état d'équilibre. De même dans le cas du mouillage de l'huile par l'eau (fig 3.42). Nous remarquons avec la méthode corrigée une réduction drastique des zones blanches (coloriées en noires), nous remarquons aussi une dynamique d'étalement moins rapide. Pour ces exemples nous ne disposons pas de solution analytique dynamique ni même à l'équilibre. Néanmoins avec le schéma advectif natif de *Basilisk* nous générons une erreur qui se propage même lorsque le point triple n'existe plus. En revanche avec la correction la dynamique est plus lente et limite la propagation d'erreurs puisqu'elles restent localisées proche du point triple. Dans le cas du mouillage de l'eau, la nappe d'eau dans la version originale est plus mince, ceci peut s'expliquer par la superposition des fractions volumiques dans les cellules. En effet les zones blanches sont associées à des fractions volumiques négatives. Plus il y a de zones blanches, plus du fluide se superpose dans les autres cellules. Cette superposition peut se traduire visuellement par une réduction du volume de l'une des phases. La version corrigée contraint mieux le point triple évitant ainsi la propagation des zones blanches. De fait nous obtenons une réduction de la superposition des fluides dans l'ensemble du domaine. Nous illustrons ici la difficulté de juger de la performance de la simulation lorsque nous ne disposons pas de données analytiques.



(a) Coordonnée verticale des extrémités du point triple. La position du point de la version corrigée se trouve toujours entre les extrêmes de la version originale. (b) Coordonnée horizontale, dans cet exemple la version basique encadre mieux la solution exacte.

FIGURE 3.39 – La différence majeure entre les deux schémas réside dans le type de point triple obtenu. Dans le premier cas nous avons une zone blanche dans laquelle nous pouvons estimer la position d’un point triple, néanmoins dans les faits il s’agit d’une zone vide dans la simulation. En revanche en utilisant le schéma corrigé nous obtenons un point triple qui n’est certes pas parfaitement aligné avec la théorie mais présente une erreur constante au cours du temps.

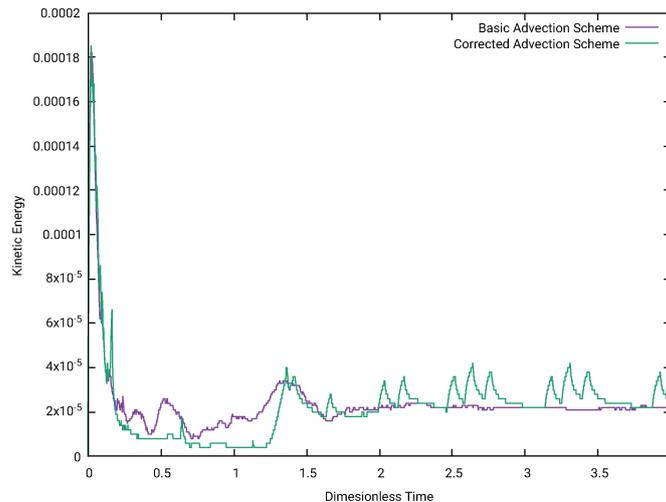


FIGURE 3.40 – Comparaison des énergies cinétiques, dans les deux cas l’énergie du système tend vers  $10^{-6}$  au lieu de 0. Une quantité d’énergie résiduelle persiste, dans le schéma original cette quantité est constante, tandis que dans la version patchée nous observons des oscillations périodiques.

### 3.5.4 Autres corrections envisagées

Cette partie liste les différentes pistes de réflexion pouvant être exploitées afin d’améliorer la correction. L’une des premières idées faisant suite à la méthode proposée précédemment serait de quantifier les défauts de masse à chaque itération. En effet plutôt que de corriger l’advection sur la dernière fonction de couleur il faudrait essayer de corriger la phase ayant été la plus perturbée aux itérations précédentes et donc ainsi choisir l’ordre d’advection pour l’itération  $i$  en fonction des résultats obtenus pour l’itération  $i - 1$ . Pour calculer le surplus de masse nous devons connaître le volume de la zone blanche ce qui est une donnée accessible à chaque pas de temps. Dans l’idéal nous devrions essayer d’appliquer une correction des flux indépendamment dans chaque cellule.

Une autre correction serait de travailler sur un modèle sous maille pour calculer le terme de tension de surface au point triple. Celle ci étant mal résolue, nous pourrions remplacer le calcul actuel par une estimation donnant une meilleure répartition des forces. Une autre voie est celle exploitée par H.Chizari : <http://basilisk.fr/sandbox/chizari/threephase/> développée dans sa sandbox. Nous y trouvons un essai pour

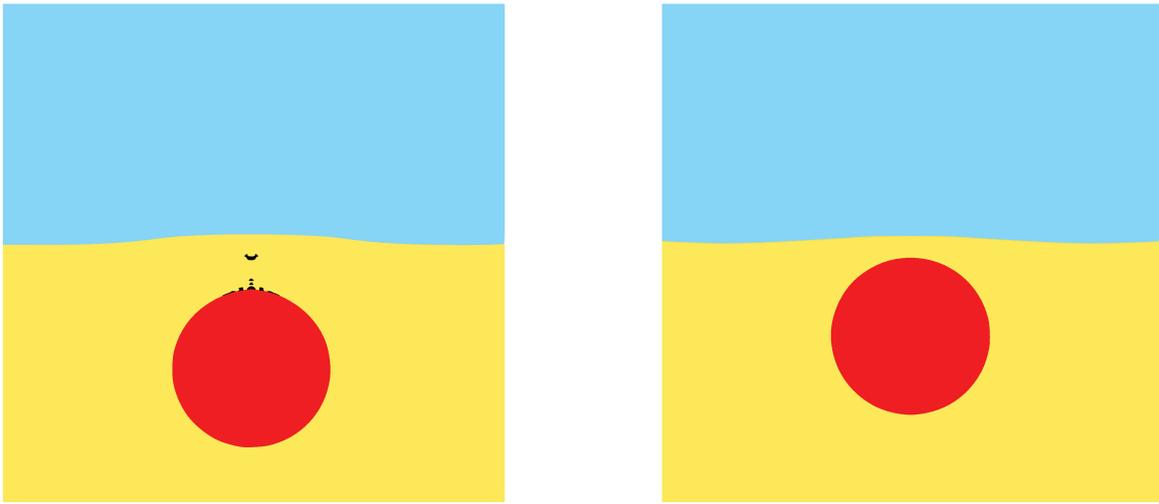


FIGURE 3.41 – Dans cette configuration la goutte d'eau doit être encapsulée par l'huile. Nous observons la présence de zones blanches dans les simulations (colorées en noir pour plus de clarté) dans le schéma advectif basique. Créant ainsi des ondes de surface et propulsant la goutte vers le fond. Dans la version corrigée le point triple est plus stable et les ondes de surface ont des amplitudes plus faibles.

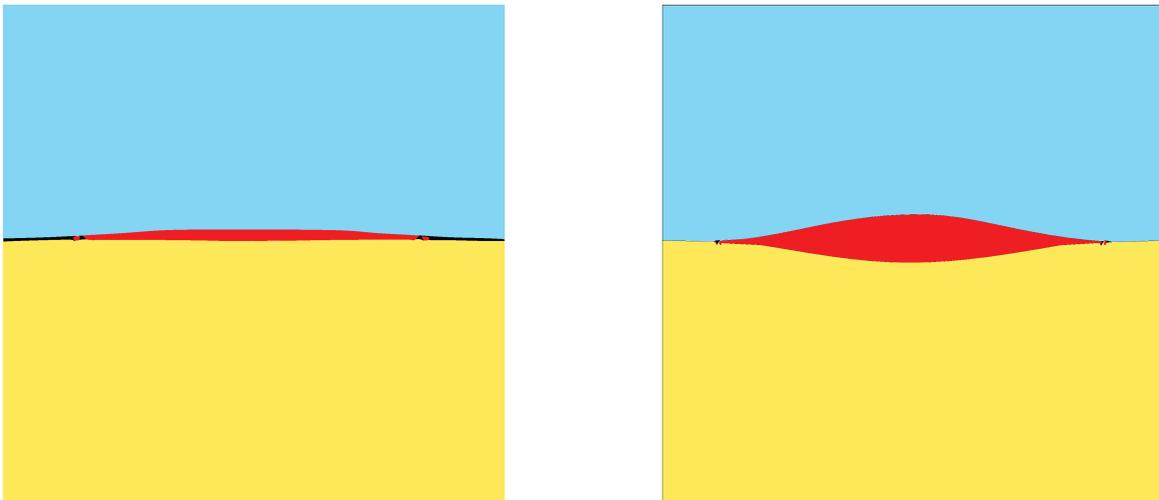


FIGURE 3.42 – Exemple du mouillage de l'eau sur l'huile. Les deux images ont été prises aux mêmes instants dans les simulations  $\bar{t} = 0.402$ .

reconstruire différemment les interfaces dans les cellules bifluides autour du point triple. L'idée étant de forcer le collapse des doubles interfaces sur un seul et même segment. Pour ce faire il faut changer la méthode de calcul de la courbure en se basant sur les gradients de fonction de couleur et non sur les fonctions de hauteur. A ma connaissance les résultats montrent aussi des limites dans certaines configurations. D'autres perspectives seraient d'implémenter un autre schéma de résolution que VOF. En introduisant ici une résolution moment of fluid (MOF) rajoutant une équation permettant de mieux reconstruire les interfaces les unes par rapport aux autres Li et al. [65]. D'autres corrections géométriques ont aussi été abordées par [58] tandis que d'autres groupes travaillent sur une correction du calcul de tension de surface [141]. Cependant, à ce jour, aucune correction satisfaisante n'existe.

### 3.5.5 Qu'en est-il pour 4 fluides ?

L'un des avantages de la formulation utilisée (une fonction de couleur par fluide) suggère que nous pouvons aussi résoudre 4 fluides. En effet puisque les simulations trois fluides fonctionnent la question du 4 fluides ou plus est légitime. Nous pouvons donc facilement imaginer un système avec une fonction caractéristique par fluide considéré. Cependant combien d'interfaces avons nous ? La réponse est donnée par le système suivant,

nous supposons que chaque fluide est en contact avec les trois autres :

$$\left\{ \begin{array}{l} \gamma_{12} = \gamma_1 + \gamma_2 \\ \gamma_{13} = \gamma_1 + \gamma_3 \\ \gamma_{14} = \gamma_1 + \gamma_4 \\ \gamma_{23} = \gamma_2 + \gamma_3 \\ \gamma_{24} = \gamma_2 + \gamma_4 \\ \gamma_{34} = \gamma_3 + \gamma_4 \end{array} \right. \quad (3.11)$$

Nous disposons de 4 variables mais 6 équations. Il n'est donc pas possible d'avoir 4 tensions de surface indépendantes. Cependant introduire une fonction caractéristique supplémentaire dans un problème trois fluides peut se révéler utile dans certaine configuration. En effet prenons l'exemple de la figure 3.43, en distinguant les deux eaux par des fonctions caractéristiques différentes nous les rendons non miscibles. Cette technique s'avère utile pour empêcher la coalescence de ces deux domaines. Nous utiliserons cette technique dans le chapitre 6 dans un exemple similaire que nous détaillerons plus tardivement dans ce manuscrit.

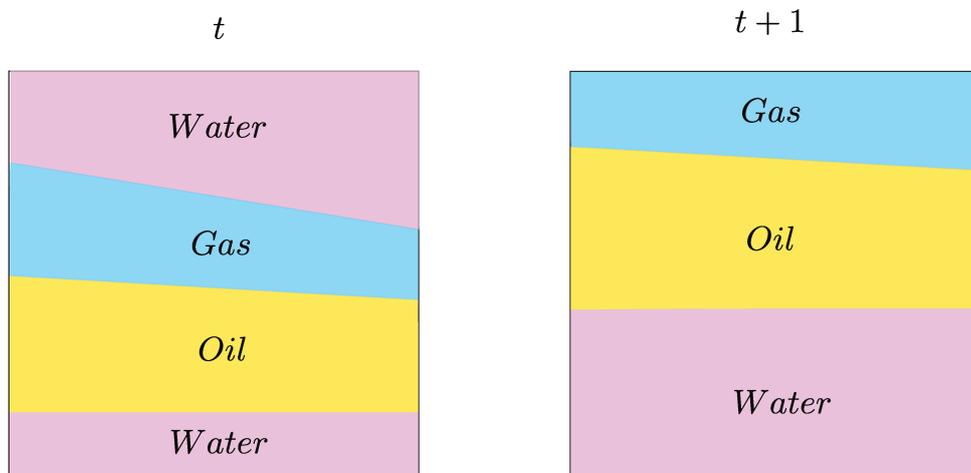


FIGURE 3.43 – Dans cette situation l'eau de la goutte et de la piscine se retrouvent dans la même cellule. Sachant qu'elles sont traitées avec la même fonction de couleur la reconstruction obtenue sera soit celle proposée ici soit un point triple (voir chapitre 2).

### 3.5.6 Conclusions et limite des corrections

La correction permet de fortement réduire les erreurs sur les fractions volumiques et donc sur la diffusion de l'erreur sur la masse autour du point triple. Cela assure un équilibre des flux massiques globaux au cours des itérations dans l'ensemble du domaine. En revanche la correction ne garantit pas la conservation locale de la masse. En effet la modification des flux se fait systématiquement dans une seule direction et sur une seule fonction de couleur, cependant rien ne prouve que le défaut de masse dans chacune des cellules concernées à cet instant soit associé à cette même fonction de couleur. Ainsi il est tout à fait envisageable d'avoir des situations où nous introduisons un surplus de masse d'un fluide et donc nous changeons la proportion des masses dans le système. Néanmoins grâce à la rotation de la correction sur les trois fonctions de couleur cette erreur est réalisée de manière homogène sur l'ensemble des fonctions de couleur dans toutes les directions moyennant ainsi l'impact de l'erreur. Globalement la correction permet une réduction des erreurs sur la fraction volumique mais ne permet pas une parfaite répartition de la masse. Notons que la modification des flux va jouer sur la reconstruction des interfaces, en effet les flux influent sur les valeurs des fonctions de couleur et donc sur la valeur des fonctions de hauteur utilisée pour reconstruire les interfaces. C'est pourquoi en proche point triple les interfaces semblent tout autant désordonnées qu'avant la correction. Cependant lorsque nous prenons une vision plus globale les interfaces sont moins impactées. Ainsi la modification des flux permet de mieux contraindre l'erreur autour du point triple sans pour autant empêcher la diffusion de l'erreur. Nous ne pouvons finalement pas affirmer que l'une ou l'autre des méthodes est réellement meilleure puisqu'elles sont dépendantes du problème étudié.

### 3.6 Conclusions

Dans ce chapitre nous avons décrit le passage du VOF deux fluides à VOF trois fluides. Nous soulignons les caractéristiques d'une telle méthode pour résoudre des problèmes physiques comportant trois fluides. Nous avons caractérisé cette dernière à l'aide de différents essais, de plus nous comprenons désormais les origines des erreurs venant principalement d'une mauvaise reconstruction géométrique des interfaces dès l'instant initial dans le point triple. Par la suite l'advection des interfaces va propager l'erreur dans les cellules voisines du point triple conduisant à un mauvais calcul du terme de tension de surface. Nous avons aussi exploré diverses solutions afin de limiter la propagation de l'erreur mais nous traitons ici les symptômes et non la cause. C'est pourquoi tant qu'aucune reconstruction de la géométrie du point triple dès l'instant initial ne sera parfaite nous ne pourrons avoir une résolution correcte des points triples. Cette méthode est certes imparfaite mais la vitesse de diffusion de l'erreur est faible par rapport à la dynamique des problèmes d'impacts que nous étudierons dans les chapitres suivants notamment dans le cas des points triples stables. Ainsi pour nos études la méthode VOF trois fluides utilisée dans la suite sera celle utilisant le schéma d'advection originel sauf mention contraire.

**Deuxième partie**

**Physique d'un impact**



---

Comme nous l'avons écrit dans la partie introductive l'étude des impacts de goutte en plus d'être à la fois un sujet riche de nombreux mécanismes est aussi directement relié à des problématiques concrètes pour l'industrie. Lorsqu'une goutte impact un substrat des gouttelettes peuvent être éjectées, ce comportement peut être soit recherché dans le cas des mélanges par exemple dans les chambres de combustion [109] ou au contraire c'est un effet à proscrire dans le cas de polluant ou de produits toxiques. C'est pourquoi dans la seconde partie de ce manuscrit nous allons présenter trois études concernant les impacts de goutte. Puisque la création de gouttelettes est un enjeu majeur pour de nombreux acteurs nous proposons de traiter plusieurs cas dans lesquels des projections peuvent avoir lieu. Dans la littérature nous disposons de beaucoup de données sur les impacts sur solides ou sur film du même liquide (fluide miscible) à la fois expérimentales et numériques (Yarin [136]; Josserand and Thoroddsen [52]). Plus particulièrement nous travaillons donc sur des impacts sur film liquide non miscible, pour identifier de nouveaux mécanismes. A ce jour nous ne disposons que de peu d'études sur les impacts trois fluides : nous pouvons citer entre autres différents groupes ayant travaillé sur ces problématiques (Blanken et al. [13], Sanjay et al. [104] or Wang et al. [129]). Le premier axe d'étude est développé dans le chapitre 4 et se concentre sur le piégeage d'une bulle de gaz entre la goutte et le substrat. Lorsque cette bulle remonte à la surface de la goutte elle explose pouvant libérer des micro gouttelettes dans l'atmosphère. Le piégeage de la bulle se fait au début de l'impact, cependant au temps plus long un splash peut apparaître pouvant projeter du fluide issu de la goutte mais aussi du substrat. Le chapitre 5 fera l'objet d'un travail sur l'influence des substrats sur le splash. Finalement dans le chapitre 6 nous étudierons la création d'un jet suite à l'impact d'une goutte. Précédemment nous avons développé et caractérisé une méthode numérique permettant la résolution de ces problèmes. Pour ces impacts sur fluides non miscible nous disposons de quelques études principalement expérimentales. En effet l'ajout d'un substrat liquide complexifie la dynamique et introduit de nouvelles questions. Plusieurs nouveaux paramètres sont à considérer : nous introduisons une nouvelle densité, une viscosité, une distance caractéristique ainsi que deux tensions de surface. L'ajout de ce substrat non miscible va donc avoir une action sur la nature de la bulle piégée que nous allons chercher à caractériser. A la vue de ce nombre de nouveaux paramètres nous concentrerons notre travail dans chaque chapitre seulement sur l'influence de certains paramètres pertinents.

Les travaux présentés dans le chapitre 4 porteront sur l'influence de la viscosité du film d'huile sur la dynamique de piégeage. Nous montrons en fig 3.44 plusieurs instants d'un impact d'une goutte d'eau (rouge) sur un film d'huile (jaune) non miscible. Au cours de la simulation nous observons qu'un disque de gaz (bleu) est piégé entre la goutte et le film. Ce mécanisme est similaire à celui observé pour des impacts sur fluide miscible [121] et sur solide [122]. De nombreuses études théoriques et numériques ont été menées en particulier par Korobkin et al. [57]; Kolinski et al. [56]; Bouwhuis et al. [15]; Klaseboer et al. [55]. Ensuite ce disque va se rétracter à cause des effets de tension de surface sous la forme d'une bulle. Dans nos travaux nous étudierons une situation où seule une bulle se forme, mais d'autres configurations sont aussi possibles avec l'enfermement d'un anneau de bulles (voir [123]). Nous nous intéresserons plus particulièrement à l'influence de la viscosité du film d'huile sur les caractéristiques du disque de gaz avant sa rétractation. L'objet de ce travail se concentre ainsi sur la nature du disque au moment du contact entre la goutte et le film. Nous chercherons à identifier les mécanismes physiques majoritaires régissant la dynamique du contact et ce au travers des caractéristiques du disque de gaz piégé.

L'explosion d'une bulle n'est pas l'unique option pour créer des gouttelettes à partir d'un impact. Dans le chapitre 5 nous étudierons comment la dynamique de l'étalement de goutte sur un substrat peut être modifiée. Ce mécanisme se produit à des temps plus longs que ceux observés dans le chapitre 4, une fois le contact entre la goutte et le film établi, plusieurs possibilités d'étalement de la goutte sont possibles. Nous observons (fig 3.45) deux cas possibles, les simulations présentées ici ont pour but d'illustrer les deux comportements post impact. A gauche la goutte vient pousser le film d'huile et s'étale dessus sans générer de gouttelettes c'est le régime de spreading. A l'inverse à droite une corolle se forme, cette dernière peut ensuite se déstabiliser en créant de nombreuses gouttes dans ce cas il s'agit d'un splash. Une fois encore l'ajout de ce film non miscible apporte de nombreux paramètres pouvant avoir une influence sur le splash et nous focaliserons nos travaux uniquement sur l'influence des propriétés de mouillage sur la transition vers le splash. Nous utiliserons les connaissances dont nous disposons sur les impacts sur solide comme référence. Des travaux réalisés par Almomhamadi and Amirfazli [5] démontrent les effets des propriétés de mouillage sur la dynamique d'étalement de la goutte. A partir de ces travaux nous construirons des diagrammes de phases illustrant comment la transition vers le splash est modifiée.

Ces deux précédents chapitres se concentrent sur des impacts sur films minces, cependant de nombreux travaux ont été réalisés pour des impacts sur des bains profonds en particulier par (Prosperetti et al. [88]; Pumphrey and Elmore [89]). Bien que dans cette situation une bulle soit aussi piégée au moment de l'impact, l'enjeu réside en général dans les projections de fluides par des jets post impact, générés par le collapse de la cavité créée par l'impact. En effet en fonction des paramètres physiques choisis la goutte peut traverser ou non le film d'huile et s'étaler en creusant une cavité dans le film (Fudge et al. [39]). Nous étudierons ce second cas, la cavité ainsi créée va dans un premier temps s'agrandir puis va se rétracter sur elle même. Dans cette configuration nous cherchons de nouveau à caractériser l'influence du film d'huile. Nous comparerons nos simulations avec

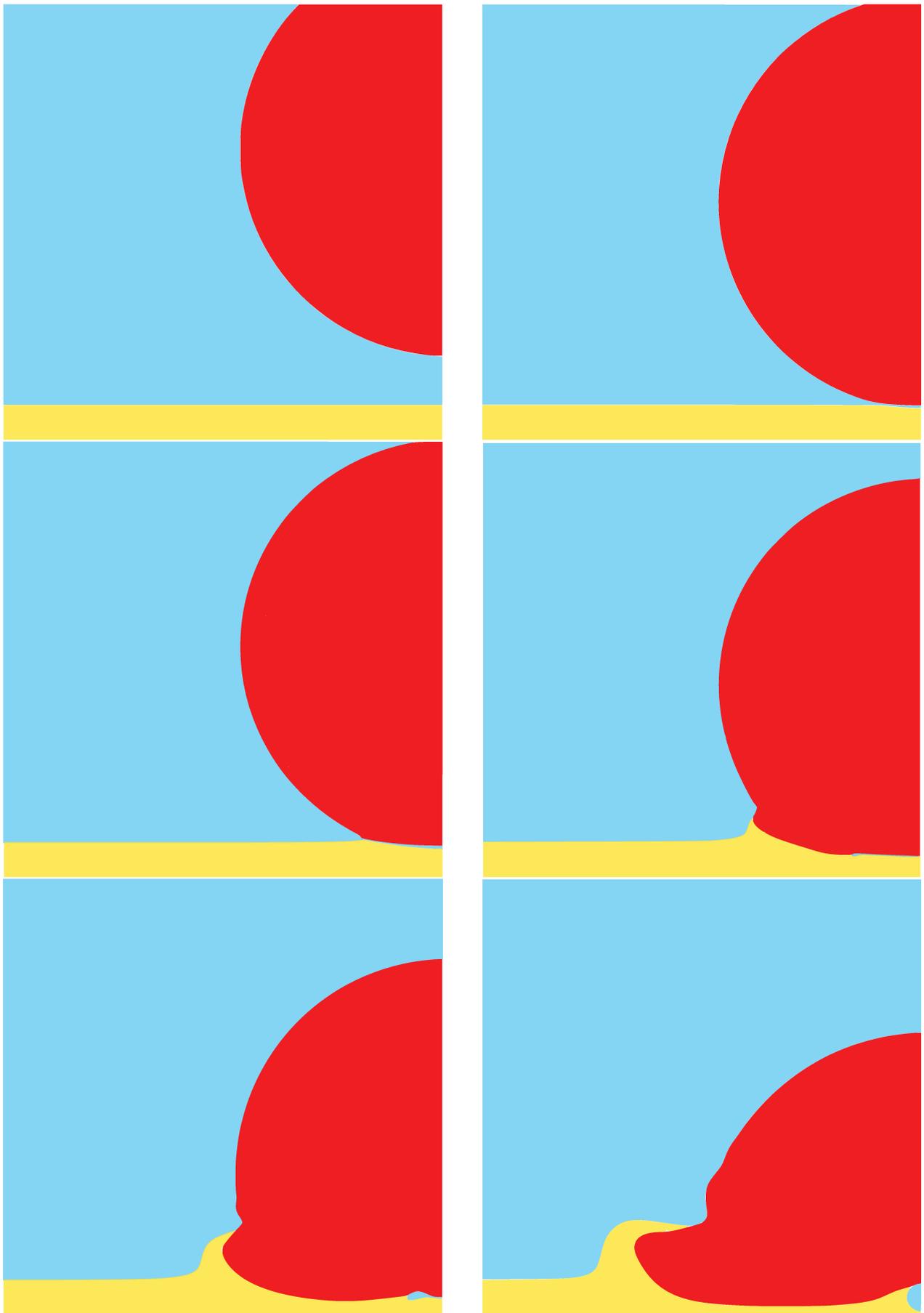


FIGURE 3.44 – Impact d’une goutte d’eau (rouge) de diamètre  $D = 3 \text{ mm}$  sur un film liquide d’huile (jaune) en présence d’air (bleu). L’huile et l’eau sont non miscible dans cette simulation. Nous observons l’impact à différents instants ( $t = 0, 22.4, 25.5, 40.9, 60.5$  et  $93.4 \mu s$ ). Nous observons une déformation des interfaces eau/gaz et huile/gaz lorsque la goutte est proche du film d’huile. Un disque de gaz est piégé entre les deux liquides, puis sous les effets de tension de surface il se rétracte pour former une bulle.

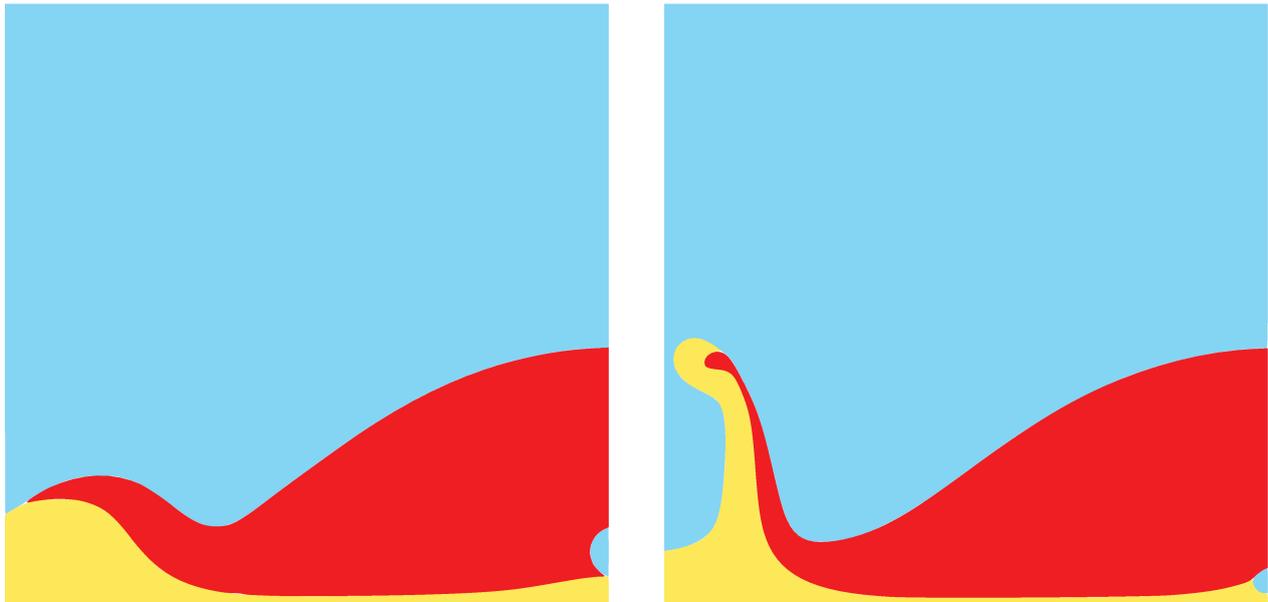


FIGURE 3.45 – Deux simulations dans lesquelles nous avons réalisé un impact pour différentes viscosités d’huile, vitesse d’impact et tensions de surface. Nous observons ainsi deux comportements possibles, un étalement (spreading) à gauche et une corolle (splash) à droite. Pour obtenir le spreading les paramètres utilisés sont  $V = 0.5 \text{ m/s}$ ,  $\mu_o = 0.2 \text{ Pa.s}$  et  $V = 20 \text{ m/s}$ ,  $\mu_o = 0.2 \text{ Pa.s}$  pour le splashing.

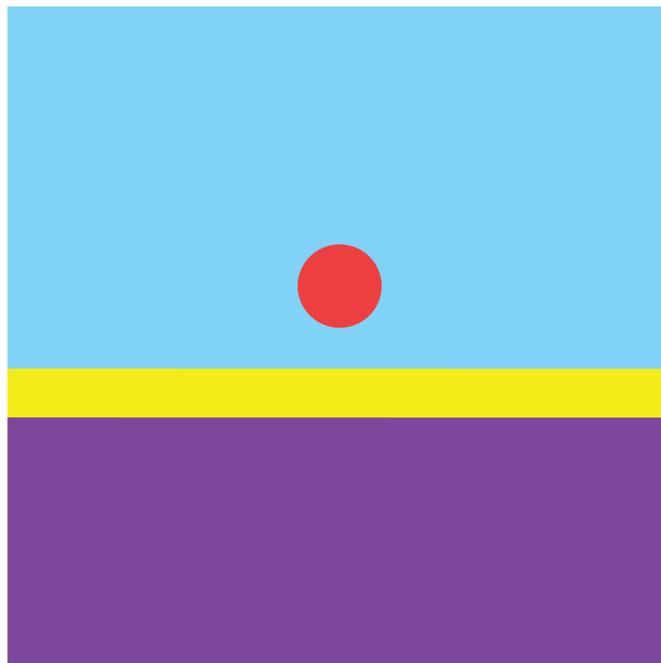
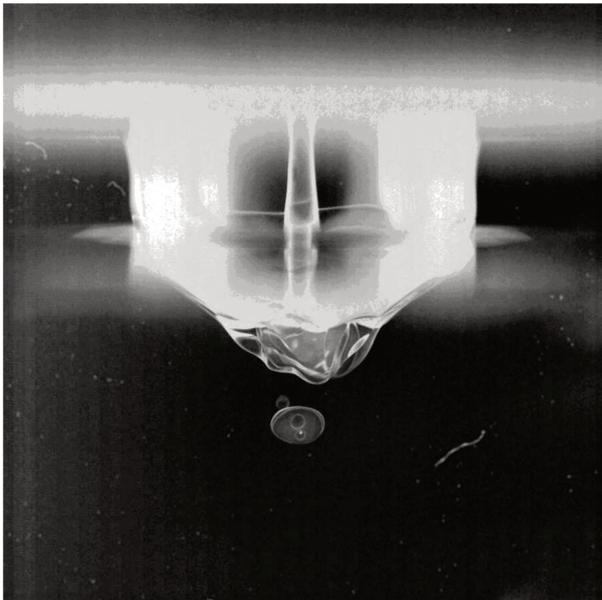


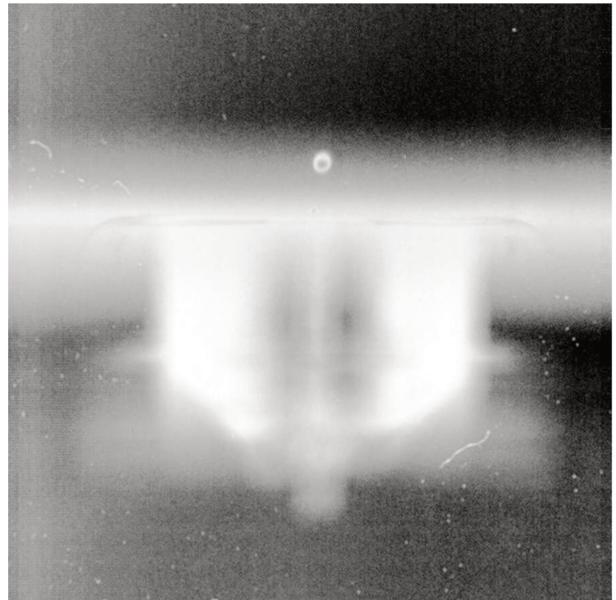
FIGURE 3.46 – Situation initiale, une goutte d’eau (rouge) impacte un film d’huile (jaune) déposé sur une piscine d’eau (violet) présence d’un gaz (bleu clair).

des données expérimentales réalisées par Guy-Jean Michon à l’Institut d’Alembert dans le cas d’un impact sur un film mince lui même déposé sur une piscine profonde (voir fig 3.46).

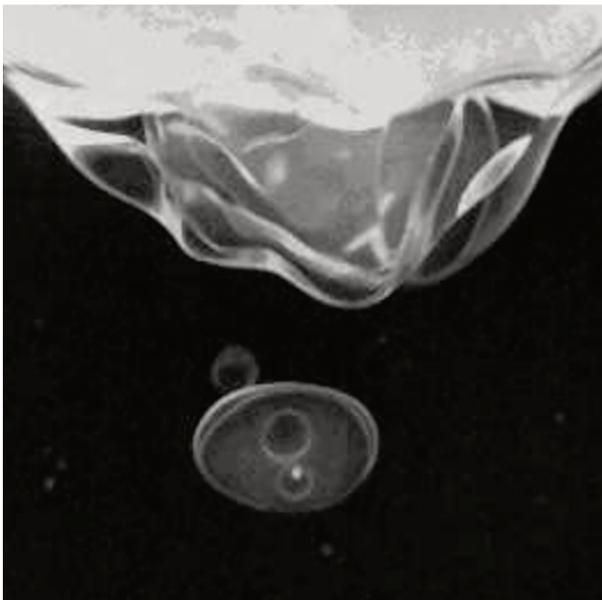
Les photographies et simulations présentées ici ne sont pas réalisées exactement pour les mêmes paramètres physiques en entrée, mais ont pour objectif d’illustrer les mécanismes que nous étudierons, les résultats sont donnés en fig 3.47. Nous observons sur la photographie deux jets, l’un partant vers la partie supérieure (dans le gaz) et l’autre contenant une bulle piégée dans un second fluide. Cependant il est impossible de discerner expérimentalement de quel mélange fluide il s’agit. Les simulations numériques permettent ainsi de mieux comprendre les mécanismes en présence. Des travaux antérieurs (Duchemin et al. [36], Michon et al. [73]) ont montré la présence d’une singularité lorsque la cavité s’effondre sur pour former un jet : nous chercherons à comprendre comment cette singularité est affectée par les effets visqueux du film d’huile.



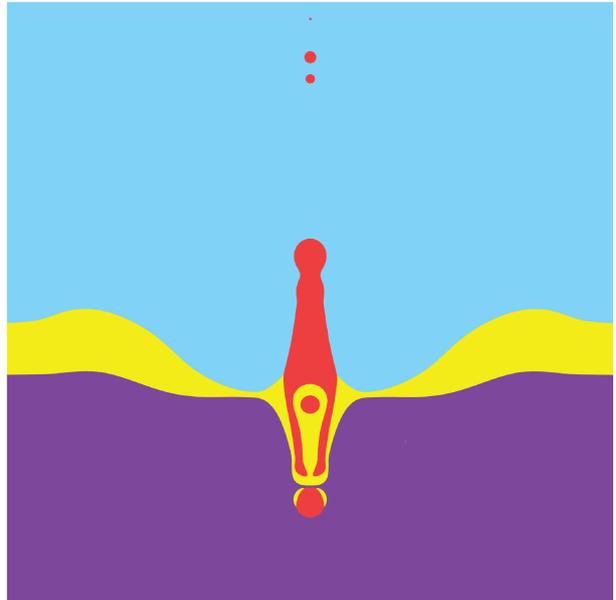
(a)



(b)



(c)



(d)

FIGURE 3.47 – Impact d’une goutte d’eau sur un film d’huile non miscible, lui même étant déposé sur une piscine d’eau. Les trois photographies ont été prises au même instant, en (a) nous avons la vue générale de la cavité créée par la goutte suivant l’impact. En se rétractant sur elle même la cavité va créer un jet se propageant vers le haut de la cavité, ce dernier peut ensuite se déstabiliser en petites gouttelettes (b). Dans le même temps un mélange complexe d’huile, d’eau et de gaz est propulsé vers le fond de la piscine (c). En (d) nous proposons une simulation multiphasique d’une situation très similaire, nous y observons des comportements similaires. (photographie ©Guy-Jean Michon)

## Impact d'une goutte aux temps courts...Piégeage d'une bulle

*Dans ce chapitre nous allons caractériser le piégeage d'une bulle de gaz lorsqu'une goutte tombe sur un substrat. Nous allons comparer nos résultats avec la littérature dans le cas d'un impact sur solide. Nous répondrons ensuite à la question suivante : En quoi la présence d'un film mince en guise de substrat affecte-t-il le piégeage de la bulle ?*

### Questions

1. Vrai ou faux : Une bulle de gaz peut-elle être piégée lors de la chute d'une goutte sur un solide? Si oui quel nombre sans dimension caractérise le mieux les propriétés de la bulle?
2. Rappeler l'expression de l'équation de lubrification.
3. Quelle est la différence principale entre un impact sur un solide et sur un liquide?
4. Dans le cas d'un impact sur film mince d'huile, comment choisir les propriétés physiques de l'huile pour qu'elle se comporte comme un solide?



FIGURE 4.1 – Jour de beau temps à Calais. [60]

**Réponses**

1. Vrai, au moment de l'impact les propriétés de la bulle sont caractérisées par le nombre de Stokes :

$$St = \frac{\mu_g}{\rho_l U D}$$

2. L'équation de lubrification en coordonnées cylindriques est donnée par :

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{h^3 r}{12\mu_g} \frac{\partial P}{\partial r} \right)$$

3. Lors de l'impact sur un liquide ce dernier sera lui aussi influencé par la lubrification du gaz et verra la forme de son interface modifiée.
4. A priori plus la viscosité de l'huile sera élevée plus son comportement devrait être similaire à celui d'un solide.

## 4.1 Introduction

Dans ce chapitre nous nous intéressons aux impacts sur film mince non miscibles et notamment aux instants précédents le contact. Plus particulièrement nous concentrons notre étude sur le piégeage des bulles de gaz. En effet lorsqu'une goutte impacte un substrat une bulle de gaz est emprisonnée entre la goutte et le substrat. Cette dernière peut ensuite remonter à la surface de la goutte et exploser libérant ainsi beaucoup de micro-gouttelettes et aérosols pouvant être dangereux. L'origine de ces bulles est bien comprise depuis plusieurs décennies et a fait l'objet de plusieurs études expérimentales et numériques [21] pour un impact sur solide. Nous cherchons à identifier quelle est l'influence d'un film visqueux sur les dynamiques de piépages de ces bulles. Nous utiliserons les outils numériques tri-fluides développés dans la partie précédente pour réaliser cette étude. L'objet de la première partie de ce chapitre sera d'abord d'obtenir des résultats de nos simulations pour des impacts sur solides que nous comparerons avec les données de la littérature. Cette première étude servira de référence pour comprendre les effets qu'un film liquide visqueux introduit sur le mécanisme de piégeage de la bulle.

## 4.2 Impact sur substrat solide

Dans cette section nous reproduisons des impacts sur frontières solides afin de vérifier si nos simulations sont en adéquation avec les données de la littérature [36;15;48]. Nous définissons d'abord les paramètres physiques, puis nous réaliserons les premières études quantitatives des résultats. Une fois ce premier travail effectué nous définirons nos outils de mesure, puis nous comparerons les données des simulations avec les hypothèses des modèles physiques.

### 4.2.1 Définition de la simulation

Pour ces simulations nous allons utiliser une goutte de solution aqueuse de rayon  $R = 1.5 \text{ mm}$  que nous ferons impacter sur les frontières de notre domaine de calcul à la vitesse  $V_{init}$ . Ainsi les propriétés physiques de la goutte sont données par  $\rho_w = 10^3 \text{ kg/m}^3$  pour la densité similaire à l'eau et une viscosité dynamique  $\mu_w = 0.002 \text{ Pa.s}$  égale au double de celle dans l'eau. Le gaz environnant est pris comme ayant des propriétés de l'air :  $\rho_g = 1 \text{ kg/m}^3$ , et  $\mu_g = 1.6 \times 10^{-4} \text{ Pa.s}$ . Nous choisissons volontairement une viscosité 10 fois supérieure à celle de l'air avec l'objectif de réduire les gradients de viscosité à l'interface eau/gaz permettant une résolution plus rapide (voir Chapitre 2 section 2.3.4 pour davantage de détails sur les pas de temps adaptatifs) sans pour autant affecter les phénomènes physiques observés. Pour décrire l'interface nous utilisons une tension de surface  $\gamma_{wg} = 0.07 \text{ N/m}$ . Nos simulations sont réalisées en géométrie 2D axisymétrique, la figure 4.2 rappelle les propriétés énoncées précédemment. Nous définissons l'origine des temps  $t = 0$  comme l'instant où la goutte toucherait le substrat s'il n'y avait pas de déformation. Toutes les valeurs des temps, rayons, vitesses et distances sont adimensionnées sauf précision contraire.

### 4.2.2 Impact sur solide : Observation du piégeage d'une bulle

Que se passe-t-il quand une goutte liquide tombe sur un solide? La situation initiale est simple, une goutte d'eau chute à vitesse constante dans du gaz. Différents pas de temps d'un impact typique sont donnés en fig 4.3, durant la chute la goutte tombe à vitesse constante  $U$  puis commence à ralentir à mesure qu'elle se rapproche du solide. Pour continuer sa descente la goutte chasse donc le gaz situé en dessous, cependant lorsque que la goutte se rapproche d'un obstacle ce régime permanent ne peut plus être respecté. Le gaz est désormais

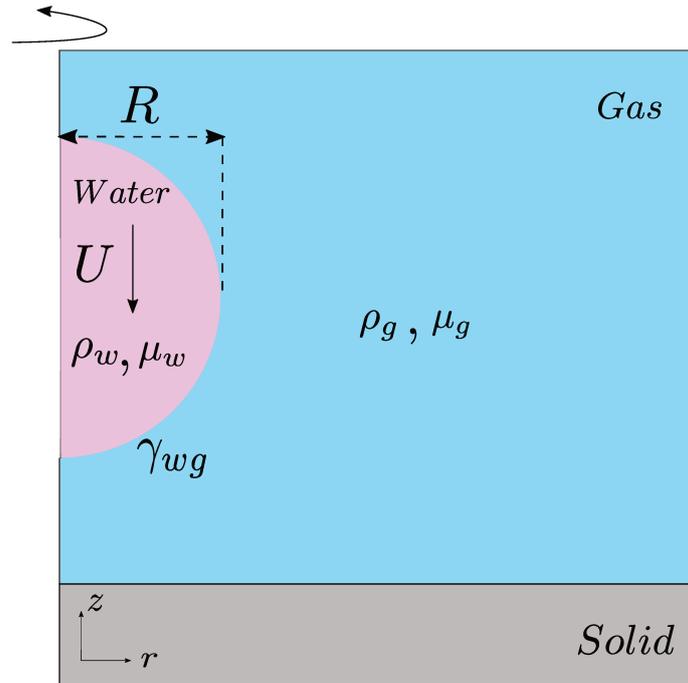


FIGURE 4.2 – Définition des grandeurs physiques utilisées dans les simulations en géométrie axysymétrique.

plus difficile à évacuer à cause de la présence du solide, deux forces vont donc s'opposer. La première est issue de l'inertie de la goutte qui s'oppose aux forces visqueuses dans le gaz. Ce mécanisme se traduit par un équilibre de force de pression à l'interface de la goutte et du film de gaz. En effet à cette interface la pression est obtenue par un équilibre reliant la force de pression dans le gaz, celle dans l'eau et les forces de tension de surface. Plus l'épaisseur de film de gaz est faible, plus l'influence du solide est importante ainsi lorsque l'épaisseur du film de gaz devient très petite devant la taille de la goutte, la force de pression imposée par la goutte au gaz n'est plus suffisante pour le chasser. Lorsque le film de gaz est suffisamment fin l'écoulement entre alors en régime de lubrification. Dès lors la goutte n'est plus dans le régime permanent de la chute libre et commence à se déformer. A ce stade c'est sous le centre de la goutte que les forces sont les plus élevées, en conséquence une ride circulaire se crée (appelée dimple voir fig 4.4), se propageant radialement sur les cotés de la goutte, là où les forces de pression dans le gaz sont moins élevées. C'est le dimple qui impactera le solide en premier enfermant ainsi un disque d'air. Nous introduisons en figure 4.5 les grandeurs utiles pour les mesures effectuées dans la suite de ce chapitre. Ensuite dû aux effets de tension de surface le disque de gaz se rétracte jusqu'à reformer une bulle située sous le centre de la goutte. Notre simulation semble retrouver les mêmes comportements que ceux décrits dans la littérature (Thoroddsen et al. [122]). Pour quantifier ces observations dans le prochain paragraphe nous introduisons  $h(r, t)$  la distance entre l'interface de la goutte et le solide, nous remarquons deux valeurs particulières :  $h_c(t) = h(0, t)$  la distance au centre de la goutte entre l'interface et le solide et  $h_{min}(t)$  comme étant la distance minimale entre la goutte et le solide. Nous notons aussi  $r_{dimple}(t)$  le rayon associé au dimple quand il existe. Suite à ces observations nous pouvons introduire l'hypothèse que le gaz est en régime de lubrification lorsque la goutte est proche de la paroi solide.

### 4.2.3 Justification de l'hypothèse de lubrification

Commençons par un relevé de vitesse, la figure 4.6 (a) affiche les vecteurs vitesse dans la goutte et le gaz. Dans l'eau, la vitesse est homogène au centre, la goutte descend à vitesse constante. Proche des interfaces la vitesse diminue et l'orientation des vecteurs change, le mouvement passe d'une translation verticale vers une translation horizontale. Dans le gaz en dessous de la goutte les vecteurs vitesses sont horizontaux, leur norme est plus faible lorsqu'ils sont proches de la paroi et de l'interface avec la goutte. Affichons maintenant la vitesse horizontale pour une abscisse donnée : sur la ligne noire. Les résultats sont présentés sur la figure 4.6 (b). Nous observons un profil parabolique caractéristique des régimes de lubrification ce qui corrobore les données de la littérature [35], [15]. Avant de poursuivre l'analyse nous devons expliquer le lien entre la pression, la lubrification dans le gaz et le nombre de Stokes. Le champs de vitesse obtenu dans le gaz lorsque la goutte est proche de la paroi correspond à un profil parabolique caractéristique de la lubrification. Vérifions que les hypothèses de la lubrification soient bien vérifiées ici, et reprenons les raisonnements développés par Wagner [127]. Tout d'abord le gaz est en régime de lubrification uniquement lorsque l'épaisseur du film est très petite devant la longueur des parois, ici  $h < R$ . Nous devons aussi avoir  $Re \ll \frac{R}{h}$ , avec  $Re = \frac{\rho_g UR}{\mu_g}$  le nombre

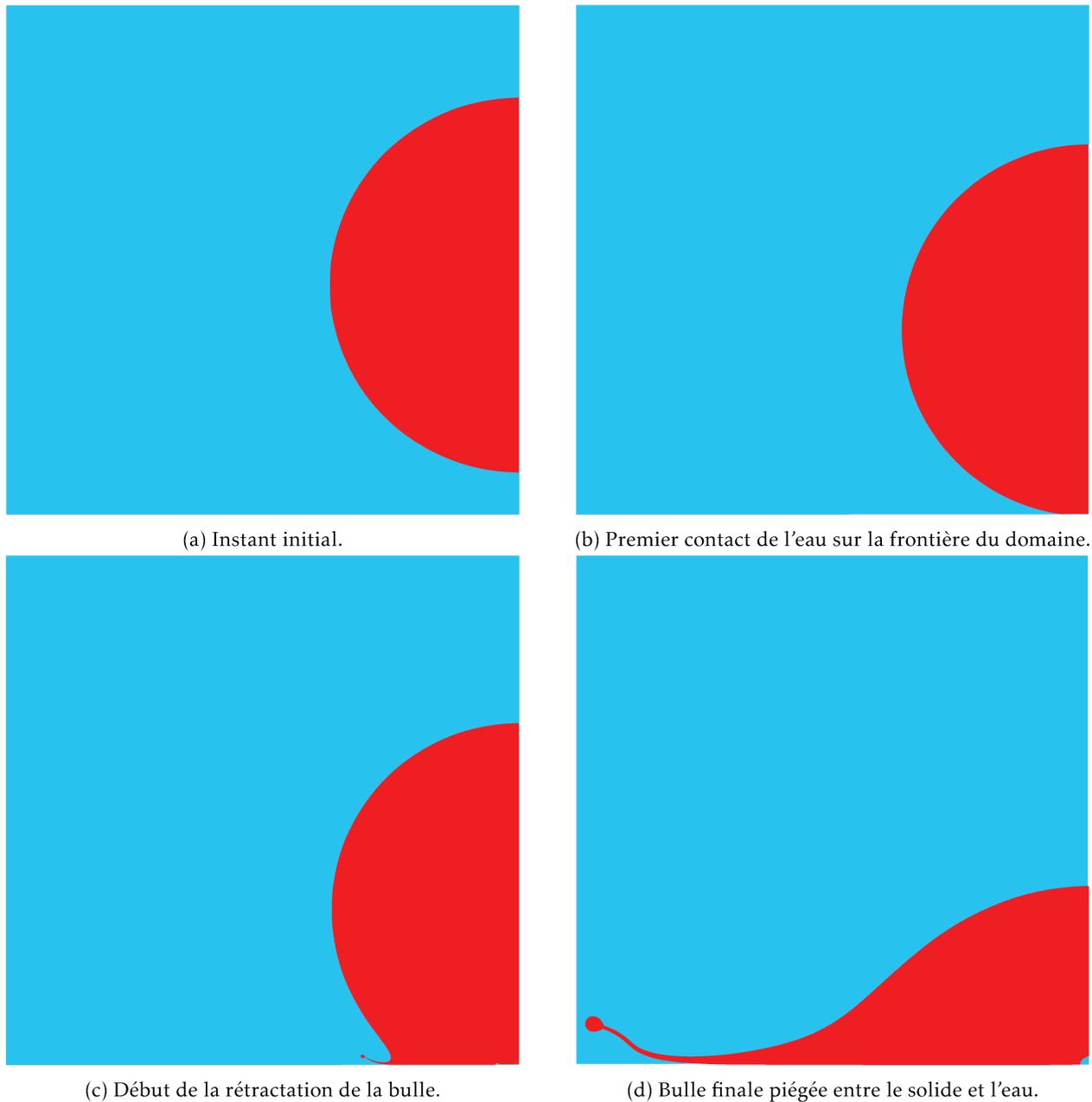


FIGURE 4.3 – Exemple de piégeage de bulle de gaz : Impact d'une goutte de rayon  $R = 3 \text{ mm}$ , l'eau touche le solide venant piéger un fin disque de gaz. Sous les effets de tension de surface ce dernier se rétracte jusqu'à former une bulle.

de Reynold associé au gaz. Cette condition revient à négliger les effets d'inertie devant les effets visqueux dans le gaz. Si ces conditions sont vérifiées alors nous pouvons observer la lubrification dans le film de gaz. Nous affichons en fig 4.7, pour l'épaisseur minimale ( $h_{min}$ ) du film de gaz, on observe pour les temps négatifs une décroissance quasi linéaire de la hauteur jusqu'à environ  $h_{min} = 0.01$  où la lubrification entre en jeu.



FIGURE 4.4 – Capture d'écran d'une simulation d'impact sur surface solide. Nous observons une légère déformation de l'interface d'eau, la zone plus épaisse est identifiée comme le dimple. C'est le point qui entrera en contact en premier avec le solide piégeant ainsi un disque de gaz.

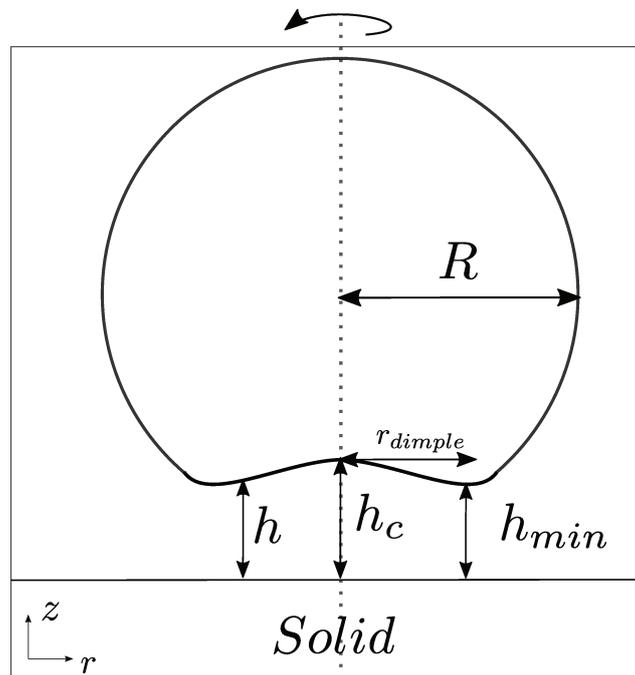


FIGURE 4.5 – Définition des grandeurs utilisées : La goutte de rayon  $R$  chute à la vitesse  $U$ , dû à la déformation de l'interface un dimple (bosse) de rayon  $r$  est créé. La distance minimale entre la goutte et le solide est notée  $h_{min}$ , la distance entre le solide et le centre de la goutte est notée  $h_c$ .

Dire que toute la goutte est ralentie n'est pas tout à fait exact, en effet nous mesurons la vitesse d'un point de l'interface de la goutte mais ce point physique est il toujours le même? La fig 4.8 montre la position radiale du minimum de la goutte au cours du temps. Nous observons que lorsque le régime de lubrification demeure, la position la plus basse n'est plus située sous le centre de la goutte. Il s'agit plutôt d'un point se déplaçant radialement. Nous voyons ici la création du dimple, ce mécanisme a déjà été caractérisé par Hartland et al. [43]. Nous remarquons aussi que le rayon du disque de gaz au moment du contact est égal au rayon du dimple. A l'aide de ces premières observations et mesures nous pouvons maintenant reprendre les équations de la lubrification pour identifier quels sont les paramètres physiques importants permettant de décrire au mieux le mécanisme de piégeage de la bulle.

#### 4.2.4 Solution de l'équation de lubrification

Nous cherchons une information sur la hauteur  $h$  (distance entre l'interface eau/gaz et la paroi solide) puisque c'est à partir de cette dernière que nous effectuons nos mesures. Le champs de vitesse horizontal  $u_{r,g}$  dans le gaz en régime de lubrification est solution de l'équation de Stokes :

$$\frac{\partial u_{r,g}^2}{\partial z^2} = \frac{1}{\mu_g} \frac{\partial P}{\partial r} \quad (4.1)$$

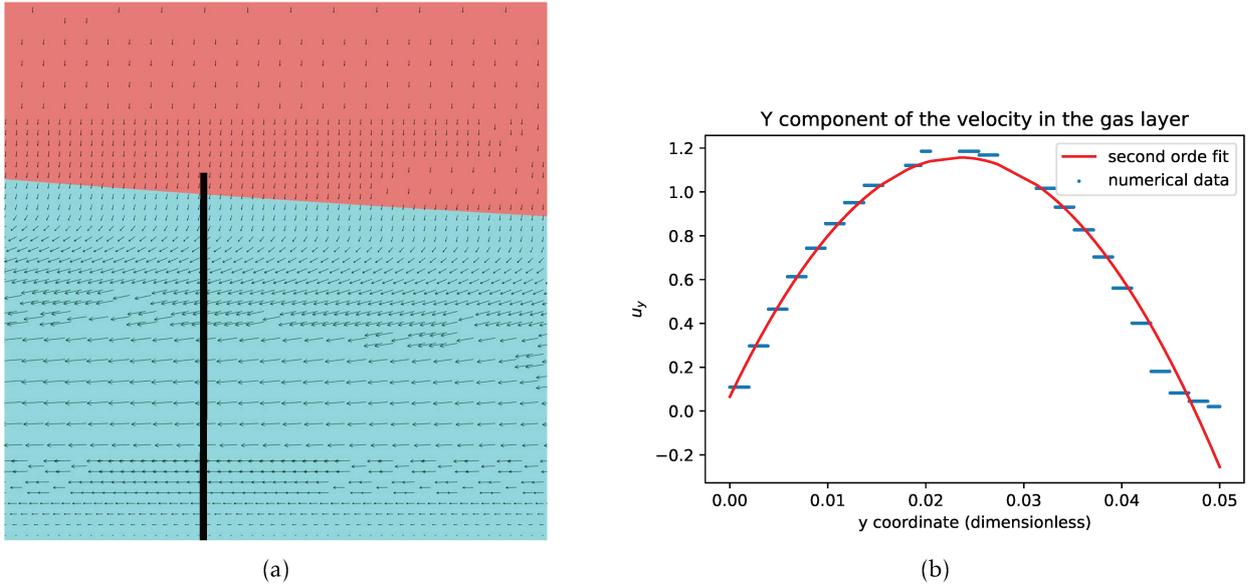


FIGURE 4.6 – (a) Capture d'écran d'une simulation, en rouge la goutte d'eau, en bleu le gaz. Les vitesses dans la goutte sont toutes orientées vers le bas, en revanche dans le gaz la direction varie. Le courant principal est horizontal, nous observons que la norme de la vitesse est égale à zéro à la paroi ce qui cohérent avec la condition limite imposée (mur). De plus nous constatons une continuité des vitesses à l'interface eau/gaz. Nous affichons ensuite la composante horizontale de la vitesse à une abscisse donnée : droite noire. Nous observons une distribution parabolique des vitesses, caractéristique des écoulements en régime de lubrification.

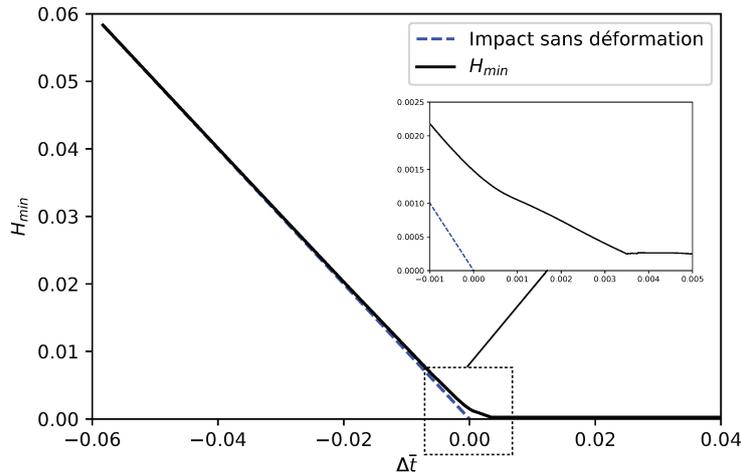


FIGURE 4.7 – Nous affichons la position adimensionnée du point le plus bas de la goutte au cours du temps. Le temps  $t = 0$  est défini comme le temps qu'il faudrait pour qu'une goutte avec les mêmes propriétés impacte le solide si elle n'était pas affectée par le gaz. Pendant la majeure partie de la chute la goutte n'est pas ralentie par le gaz. En revanche lorsque l'épaisseur du film de gaz devient plus faible  $\approx 0.01$  la goutte commence à ralentir. C'est à cet instant que le gaz entre en régime de lubrification.

Nous obtenons donc la solution générale :

$$u_{r,g} = \frac{1}{2\mu_g} \frac{\partial P}{\partial r} z^2 + Az + B \quad (4.2)$$

Avec  $A$  et  $B$  deux constantes à déterminer à l'aide des conditions limites. Puisque nous impactons sur un solide la vitesse  $y$  est nulle par définition, il vient alors  $B = 0$ . Le choix de la condition limite à l'interface eau/gaz est plus délicat. Nous souhaiterions utiliser l'égalité des contraintes à l'interface en notant

$$\mu_w \frac{u_{r,w}}{\partial z} = \mu_g \frac{u_{r,g}}{\partial z} \quad (4.3)$$

Cependant nous ne disposons pas d'information sur la vitesse locale de la goutte. Deux possibilités se dégagent soit nous imposons une condition de dirichlet à savoir  $u_r = 0$  ou une condition de Neumann  $\frac{\partial u_r}{\partial z} = 0$ .

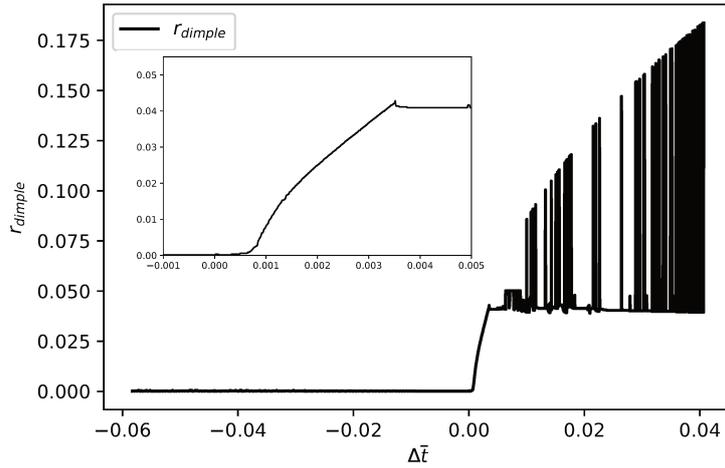


FIGURE 4.8 – Le rayon du dimple réfère à la position radiale du point de la goutte le plus bas. Durant toute la première phase de descente le point le plus bas est situé sous le centre de la goutte, donc le rayon du dimple est nul. Remarquons que lorsque l’augmentation de pression dans le gaz commence à ralentir la goutte, le dimple quant à lui ne se forme pas tout de suite, il faut attendre que la lubrification soit bien installée dans le gaz pour que le rayon du dimple commence à augmenter. Les grandes oscillations du rayon que nous observons ont lieu après l’impact et la détection n’est plus pertinente.

Pour orienter ce choix revenons sur la figure 4.6, la vitesse radiale  $y$  est quasiment nulle. C’est pourquoi nous continuons ce raisonnement en imposant une condition de dirichlet. Ainsi nous écrivons la solution suivante :

$$u_{r,g} = \frac{1}{2\mu_g} \frac{\partial P}{\partial r} z(z-h) \quad (4.4)$$

Puisque nous cherchons une condition sur  $h$  nous calculons le débit massique que nous relirons à  $h$  dans la suite :

$$Q_g(r) = 2\pi r \int_0^h u_{r,g} dz \quad Q_g(r) = -\frac{2\pi r}{12\mu_g} \frac{\partial P}{\partial r} h^3 \quad (4.5)$$

Nous pouvons maintenant estimer la variation de volume de gaz en dessous de la goutte pendant un temps  $dt$ , entre  $r$  et  $r + dr$  puisque

$$\delta V = 2\pi r dr \delta h = (Q_g(r) - Q_g(r + dr)) dt \quad (4.6)$$

ce qui donne :

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{h^3 r}{12\mu_g} \frac{\partial P}{\partial r} \right) \quad (4.7)$$

De cette équation nous pouvons obtenir  $h$  en fonction du temps, cependant l’étude analytique réalisée par Constantin et al. [23] montre que  $h$  ne tend pas vers 0 dans un temps fini. Néanmoins nous savons que physiquement une goutte touche bien le substrat, une ou plusieurs de nos hypothèses est donc fausse. De plus numériquement nous observons aussi un contact, ceci soulève trois questions : Quels sont les limites du modèle utilisé ici ? Pour quelles raisons observons nous un contact numériquement ? Est-ce consistant avec la physique de l’impact ? A ce stade nous avons observé un phénomène qui semble régi par la lubrification du film de gaz, afin de pouvoir argumenter sur l’importance de chacun des paramètres physiques nous devons réaliser une étude paramétrique. La littérature nous indique que le piégeage de la bulle est dû d’une part aux forces visqueuses dans le gaz et d’autres parts aux forces inertielles dans l’eau, l’équilibre entre ces deux forces étant quantifié par le nombre de Stokes. Nous consacrons la section suivante à la description de ce nombre et de sa signification physique.

#### 4.2.5 Que représente le nombre de Stokes ?

Dans cette section nous présentons l’origine du nombre de Stokes et nous introduisons succinctement les hypothèses des modèles de la littérature permettant d’expliquer le piégeage de la bulle. Nous discuterons en détail de chacune de ces hypothèses dans la section 4.2.9. Reprenons maintenant l’équation de lubrification

4.7 rappelée ci dessous :

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{h^3 r}{12\mu_g} \frac{\partial P}{\partial r} \right).$$

Si nous l'adimensionnons par le diamètre de la goutte  $D$ , la vitesse d'impact et la densité du liquide de la goutte  $\rho_l$ , nous obtenons l'équation de lubrification adimensionnée suivant :

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{1}{12St} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( rh^3 \frac{\partial P}{\partial r} \right), \quad (4.8)$$

avec le nombre de Stokes défini par :

$$St = \frac{\mu_g}{\rho_l U D}.$$

Le nombre de Stokes peut donc s'interpréter comme l'inverse d'un nombre de Reynolds basé sur le rapport entre les efforts visqueux dans le gaz et l'inertie de la goutte.

#### 4.2.6 Modèle de piégeage de la bulle

Il n'existe pas en général de solution analytique à cette équation et Wagner [127] a proposé un premier raisonnement par lois d'échelle (scaling). Il sera ensuite repris par de nombreux auteurs, par exemple (Duchemin and Josserand [35] ou Bouwhuis et al. [15] par exemple). Le point crucial de ce raisonnement est de relier les échelles de longueur radiales ( $r$ ) aux échelles de longueurs verticales, en prenant en compte la géométrie de la goutte ( $h$ ), suivant la relation d'intersection d'une goutte avec un plan horizontal  $r_j \propto \sqrt{hD}$ . Ensuite, en associant la variation de  $h$  à la vitesse  $h \sim Ut$  puis en équilibrant les pressions dans le gaz (par l'équation de lubrification) et dans le liquide (pression inertielle de la goutte) dans la zone concernée, on obtient des lois d'échelles pour les trois quantités pertinentes permettant de caractériser le piégeage de la bulle, à savoir : i) le rayon du dimple  $r_d$ , ii) l'épaisseur du disque de gaz sous la goutte  $h_d$ , liée à l'instant du piégeage  $t_{impact}$  et iii) l'échelle de la pression dans le gaz.

Plus précisément, il s'agit de faire dans un premier temps un bilan de quantité de mouvement verticale lorsque la goutte est très proche du substrat : comme l'illustre la figure 4.9, le champ de vitesse dans la goutte est ralenti dans une zone très petite en bas. Tant qu'il n'y a pas contact avec le substrat, ce ralentissement ne peut être dû qu'à la pression de lubrification dans le gaz, liée à l'évacuation du gaz confiné entre la goutte et le substrat, qui est donc dans un régime de lubrification.

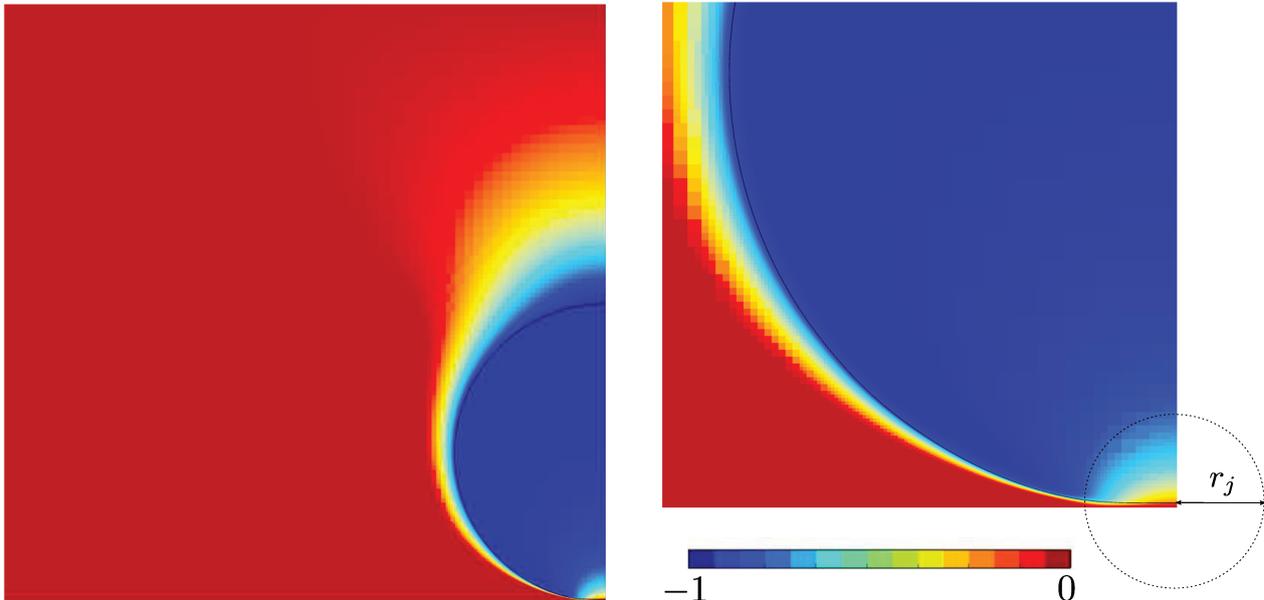


FIGURE 4.9 – Capture d'écran du champ de vitesse dans le domaine (le rayon de la goutte est de  $R = 3 \text{ mm}$ ), les valeurs limites sont fixées entre  $-1$  puisque la goutte chute à la vitesse numérique adimensionnée  $U = -1$  et  $0$  pour saturer la vitesse dans le gaz et rendre plus lisible les variations de vitesse au sein de la goutte. Sur la figure de droite nous observons une réduction de la vitesse verticale dans le bas de la goutte. La forme observée est un quart de cercle, cependant il s'agit d'une demi sphère en 3 dimension.

En estimant le volume concerné dans la goutte comme une demi sphère de rayon  $r_j$  associé à la hauteur de pénétration équivalente de la sphère non déformée dans le plan horizontal (voir schéma fig 4.13), on obtient

la relation d'échelle  $r_j \sim \sqrt{hD} \sim \sqrt{DUt}$ . Naturellement la goutte ne va jamais pénétrer le solide d'une telle manière mais il est réaliste d'imaginer que la quantité de fluide qui pénètre le solide doit être déplacé sur les côtés de la goutte durant la chute et qu'il s'agit donc de la quantité de volume (et donc de masse liquide) pertinente pour établir le bilan de quantité de mouvement verticale. Nous pouvons ainsi associer la longueur géométrique à celle du dimple formé par la pression de lubrification  $r_{dimple} \propto r_j$  (voir fig 4.14). En équilibrant la pression inertielle due à la variation de quantité de mouvement dans la zone de la goutte où la vitesse est déviée horizontalement (de taille typique  $r_{dimple}$  et la pression de lubrification dans le gaz sous cette zone, les lois d'échelles suivant ont été obtenues :

$$\text{À } t = t_{\text{impact}} \approx St^{2/3} \frac{R}{U} : \quad \frac{h_c(0, t_{\text{impact}})}{R} = \frac{h_d}{R} \approx (St)^{2/3}, \quad \frac{r_{dimple}(t_{\text{impact}})}{R} = \frac{r_d}{R} \approx St^{1/3}, \quad \frac{P_{lub}}{\rho_l U^2} \approx St^{1/3} \quad (4.9)$$

Il est intéressant de remarquer que ces prédictions théoriques ne font pas entrer en jeu les nombres de Reynolds et de Weber de la goutte, indiquant qu'il s'agit donc de lois d'échelles portant sur l'équilibre entre l'inertie de la goutte impactant et la lubrification du gaz. Notons par exemple qu'un modèle prenant en compte la tension de surface dans la déformation du dimple propose une mos d'échelle sensiblement différent (en  $St^{1/2}$  pour le rayon du dimple notamment), sans que les résultats numériques permettent de vraiment distinguer entre ces deux régimes (voir Klaseboer et al. [55]). Cependant, plusieurs études semblent montrer que le régime dominant pour l'enfermement de la bulle (à grand nombre de Weber au moins) est bien celui explicité ci-dessus [68;35;48]. Pour autant, il peut-être instructif de questionner les différentes hypothèses introduites dans ce modèle afin de pouvoir ensuite l'adapter au cas de l'impact sur un film liquide.

En résumé, nous avons rappelé l'origine du nombre de Stokes et expliqué succinctement le modèle conduisant aux lois d'échelle pour la géométrie de la bulle enfermée lors de l'impact en fonction de cet unique nombre. Avant de poursuivre nos études et de confronter nos simulations à cette théorie (section 4.2.9), nous devons nous assurer de la bonne résolution des calculs. Nous discutons donc de la définition du contact et de la qualité de la résolution numérique dans la partie suivante.

#### 4.2.7 Définition du contact

Comme nous l'avons évoqué, mathématiquement, le film de gaz ne peut pas s'annuler en un temps fini, il est donc a priori impossible pour le liquide de toucher le solide [111]. En fait, physiquement les gouttes impactant un solide entrent en contact à des échelles où les équations de Navier-Stokes ne sont plus pertinentes pour y décrire la physique. En effet un solide n'est jamais parfaitement lisse, chaque surface possède une rugosité différente. De plus la chimie du substrat et celle de la goutte peuvent aussi jouer un rôle au moment de l'impact. Nous pouvons donc estimer une longueur caractéristique à partir de laquelle l'équation de Navier-Stokes n'est plus valable car elle ne représente plus le mécanisme principal caractérisant l'écoulement. Nous pouvons par exemple estimer cette longueur à partir des échelles de rugosité typique. Des travaux menés par Range and Feuillebois [91] ont décrit l'influence de la rugosité sur l'impact. En nous basant sur les rugosités les plus faibles utilisées dans ses expériences nous pouvons estimer des tailles caractéristiques de l'ordre de 100 nm à 1  $\mu m$ . Dans nos simulations nous observons un contact lorsque la goutte entre dans la dernière maille, en effet nous avons des conditions de mouillage par défaut ce qui s'assimile à une condition limite sur la fonction de couleur (voir chapitre 2). Nous obtenons alors une longueur de coupure de l'ordre de la taille de la maille. Si nous comparons avec les échelles de rugosité cela correspondrait à un niveau de raffinement de 16, dans ce cas la taille de maille serait de 91 nm. Pour des raisons de rapidité d'exécution nous ne pouvons pas utiliser des maillages aussi fins, par contre nous choisissons une longueur de coupure numérique à partir de laquelle nous définissons qu'il y a un contact, cette dernière devant être la plus petite possible mais aussi supérieure à une taille de maille. Une nouvelle question voit maintenant le jour, comment savoir si le niveau de raffinement utilisé est suffisant pour résoudre la physique souhaitée? Nous savons que numériquement avec un raffinement infini nous n'observerons jamais le contact, une étude de convergence n'a donc pas de sens ici mais nous pouvons réaliser une étude de sensibilité de la simulation vis à vis du niveau de maillage.

#### 4.2.8 Etude de sensibilité

Une première façon d'aborder ce problème serait de choisir une distance de coupure physique. Prenons par exemple 3  $\mu m$  soit 1/1000 du diamètre de la goutte, nous obtenons les résultats présentés en fig 4.11.

Le niveau de raffinement 11 est le plus petit que nous ayons ici, en effet dû à nos échelles un niveau de raffinement 10 correspond à une taille de maille supérieure à 3  $\mu m$  nous ne pouvons définir de contact dans ces conditions. Pour cette longueur de coupure les résultats convergent en fonction du maillage. En revanche sommes nous sûr qu'en choisissant une longueur de coupure 3  $\mu m$  nous capturons suffisamment bien la physique du contact? Nous pouvons gagner en précision en faisant dépendre la longueur de coupure en fonction de la taille de maille. Notre longueur de coupure doit être la plus petite possible mais toujours d'un

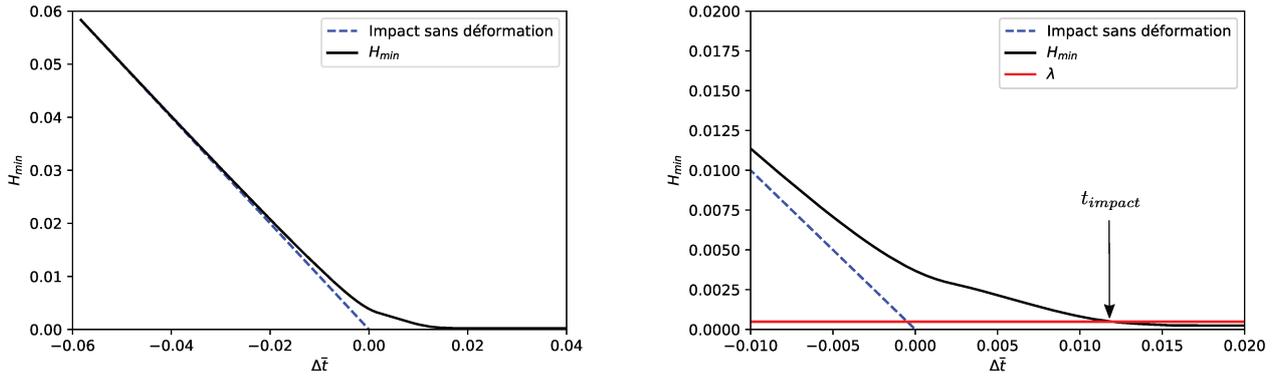


FIGURE 4.10 –  $H_{min}$  au cours du temps comparé à la chute théorique sans déformation. Nous observons peu de temps avant le contact, une réduction de la vitesse de chute due à la lubrification dans le film de gaz. La distance  $\lambda$  représente la longueur à partir de laquelle nous détectons le contact. Elle est choisie ici à  $1,47 \mu\text{m}$  (soit  $1/1000$  du rayon de la goutte) ce qui correspond exactement à la taille de la plus petite cellule possible dans cette simulation. Ici le temps d'impact pour cette simulation vaut  $t_{impact} = 0.012$ .

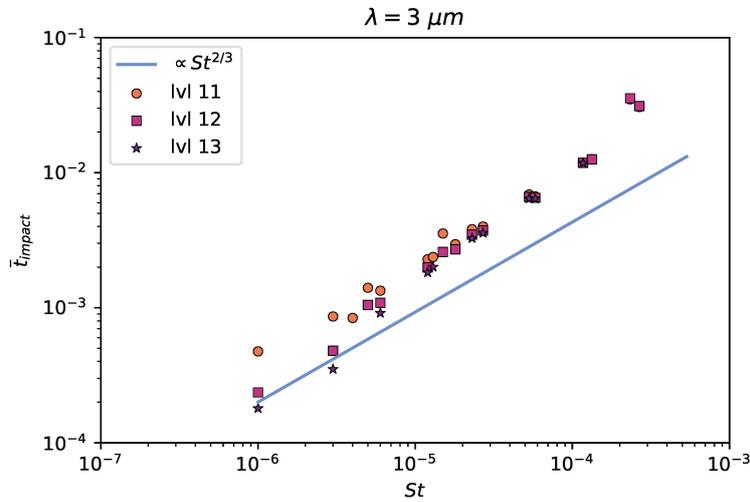


FIGURE 4.11 – Comparaison des temps d'impact pour différents niveaux de raffinement en fonction des nombres de Stokes. Nous choisissons ici une longueur de coupure  $\lambda = 3 \mu\text{m}$ . Nous remarquons que l'ensemble des points sont confondus notamment pour les Stokes supérieurs à  $10^{-5}$ , le maillage n'a que peu d'influence dans cette zone. A cotrario pour les Stokes plus faibles nous observons une différence : plus les mailles sont petites plus le temps d'impact est faible.

taille supérieure à une taille de maille strictement afin d'éviter tout effet de bord. La figure suivante 4.12 montre ces mêmes temps d'impact obtenus pour les mêmes simulations mais avec  $\lambda = 1.1\Delta x$ .

Augmenter les niveaux de raffinement va nécessairement augmenter les temps d'impacts. En effet numériquement la goutte va toucher le solide lorsque le liquide entrera dans la dernière cellule, cependant nous rappelons qu'analytiquement il n'y a pas de singularité à temps fini pour le contact. C'est pourquoi nous ne pouvons pas converger en maillage mais nous remarquons une diminution de la sensibilité des résultats lorsque la taille de maille diminue. Ainsi nous sommes confrontés à une difficulté technique, nous ne pouvons pas augmenter indéfiniment ces niveaux, les temps de calculs deviennent excessifs. De plus nous remarquons que la différence entre les niveaux 12 et 13 n'est pas significative. C'est pourquoi dans la suite des simulations nous utiliserons les paramètres suivants : niveau 12 et  $\lambda = 1.1\Delta x \Leftrightarrow \lambda = 1.6 \mu\text{m}$ . Nos simulations produisent maintenant des résultats dont nous connaissons les erreurs associées. Nous pouvons donc discuter les hypothèses des lois d'échelle présentées en section 4.2.5.

#### Note sur la précision des mesures

La précision de nos mesure est soumise à la taille de maille utilisée, nous rappelons que les simulations sont réalisées en niveau de raffinement 12, ce qui correspond à des mailles de l'ordre de  $2 * 10^{-4}$ . En observant les données à grands nombres de Stokes, nous avons une précision suffisante sur nos mesures, nous n'observons

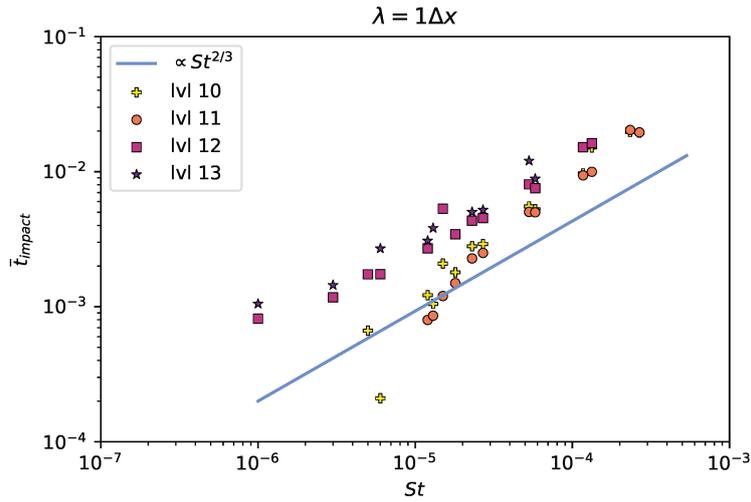


FIGURE 4.12 – Deux familles de courbes se distinguent, les niveaux de raffinements les plus faibles 10 et 11 d’une part et les plus élevés 12 et 13 suivent les mêmes variations. Pour les bas niveaux nous observons une chute violente du temps d’impact dès que les Stokes sont inférieurs à  $10^{-5}$ . En revanche les niveaux 12 et 13 semblent s’aligner sur une droite de pente constante. Nous remarquons aussi que les temps d’impacts liés au niveau 13 sont plus grands que ceux des autres niveaux.

que peu de variations entre les niveaux 12 et 13. En revanche à plus faibles nombres de Stokes ( $\approx 10^{-6}$ ) nous approchons de la limite de résolution.

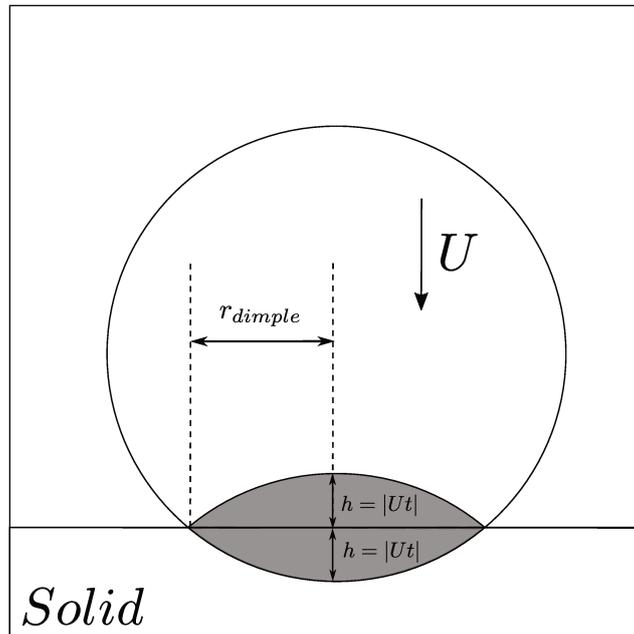


FIGURE 4.13 – La cavité se forme à cause des différences de pression dans le gaz et la goutte, le fluide qui aurait dû impacter le solide est donc déplacé. Nous pouvons supposer que les distances de pénétration dans le solide sont du même ordre de grandeur que l’épaisseur de la cavité à savoir de l’ordre de  $|Ut|$

#### 4.2.9 Discussion des hypothèses du modèle

Dans la suite de ce chapitre nous souhaitons étudier l’influence d’un film d’huile sur le piégeage de la bulle, pour cela nous devons bien maîtriser les arguments conduisant aux lois d’échelle mentionnées précédemment. Nous disposons maintenant de plusieurs simulations, nous nous sommes assurés de la qualité des résultats produits. Nous confrontons donc les arguments utilisés entre autre par les auteurs suivants (Philippi et al. [82]), et (Duchemin and Josserand [35]) avec les résultats de nos simulations. Ce travail servira d’étalon lorsque nous réaliserons une étude analogue lors de l’impact sur liquide.

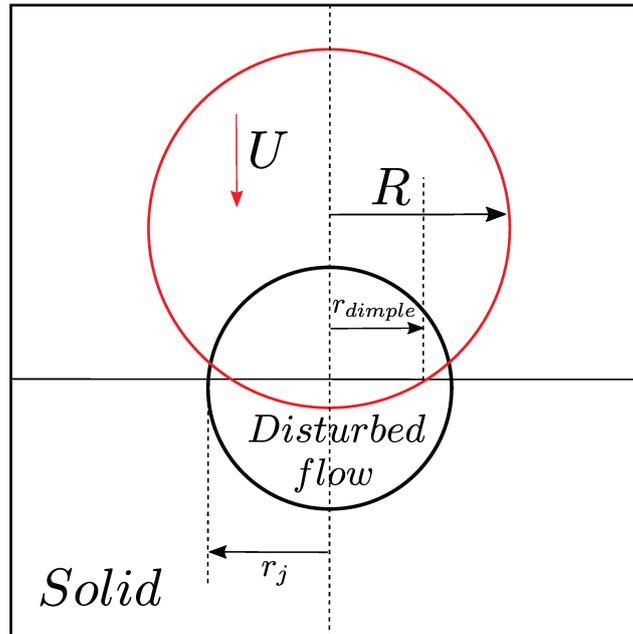


FIGURE 4.14 – La goutte impacte un substrat solide sans être déformée, nous considérons une zone autour de l’impact dans laquelle l’écoulement est perturbé. Le rayon du dimple est défini comme le rayon d’intersection entre la goutte et le solide à l’intérieur de la zone perturbée.

#### Argument sur $h$

Dans un premier temps décrivons ce que nous observons. Prenons l’exemple de la simulation présentée en fig 4.10. La goutte chute à une vitesse  $U$ , la descente est monotone jusqu’à des temps proches de l’impact ( $\Delta \bar{t} \approx -0.02$ ). A cet instant la goutte est ralentie, le gaz entre en régime de lubrification. Sur la goutte ces effets se traduisent par une déformation de l’interface : c’est la création d’un dimple. En impactant le solide ce dimple vient piéger une bulle de gaz, c’est cette dernière qui est caractérisée par les lois d’échelles mentionnées précédemment. Pour construire ces lois l’hypothèse suivante est énoncée dans la littérature :

$$h \approx Ut \quad (4.10)$$

Pour comprendre l’origine de cette correspondance nous nous reportons à la figure 4.13. Supposons que la goutte puisse traverser le solide sans être déformée, dans ce cas une portion de sphère se déplaçant à la vitesse  $U$  se déplacerait dans le solide. Puisque cette situation est impossible, une manière d’interpréter l’argument est donc de dire que l’eau du volume devant traverser le solide doit être déplacée dans la direction radiale. Nous savons que ce mécanisme intervient lors de la création du dimple. Ainsi une cavité sous la goutte se crée et on peut le modèle considère que l’épaisseur du dimple de gaz sous le centre de la goutte évolue alors en  $Ut$ . Bien sûr on s’attend à ce que cette loi d’échelle soit valable de plus en plus aux temps courts ( $Ut \ll R$ ), car si nous poursuivons ce raisonnement en supposant que la moitié de la goutte a traversé le solide, alors la cavité devrait être égale à la moitié de la goutte, ce qui n’est pas possible. La force de cet argument est donc de proposer une estimation de l’ordre de grandeur de l’évolution de l’épaisseur du film de gaz proche de l’impact. Il est d’ailleurs pertinent de remarquer que pour les temps négatifs,  $h \sim |Ut|$  correspond à l’épaisseur du film de gaz qui resterait à chasser si la goutte n’était pas déformée et on peut alors considérer que cette longueur est également pertinente pour l’estimation de la lubrification dans le gaz (bien sûr toujours pour les temps proches de l’impact, c’est à dire tels que  $|Ut| \ll R$ ). Nous affichons en figure 4.15 la profondeur de la cavité sous le centre de la goutte que nous comparons à  $Ut$  (pour  $U = 1$  en variable adimensionnée). L’information intéressante réside dans la puissance de  $t$ . En effet, on observe bien une évolution affine de l’épaisseur de la cavité (et donc l’épaisseur du film de gaz sous le centre) pour les temps avant l’impact (mais où  $t$  est positif cependant). De plus cette courbe nous démontre que dans les temps négatifs (avant l’impact théorique) il n’y a pas encore de cavité, alors que la lubrification est déjà en oeuvre comme l’ont montré les figures sur l’évolution de  $h_{min}(t)$ . La goutte subit un ralentissement ainsi qu’une déformation qui conduira à la formation du dimple dans un second temps.

Cela signifie que la cavité créée sous la goutte évolue de façon similaire à la partie de sphère qui aurait dû traverser le solide. Nous montrons également sur la figure 4.15 la profondeur de la cavité pour différent nombre de Stokes (donc différentes vitesses) au cours du temps. Nous illustrons ainsi le comportement linéaire de l’épaisseur de la cavité (et donc du film de gaz) sous la goutte.

**Résumé :** La question importante de ce passage se résume par : Comment varie  $h$  en fonction de  $t$ . Nos mesures sont en accord avec les arguments de la littérature. Nous verrons si ce résultat est toujours vrai pour des impacts sur films fluides ultérieurement dans ce chapitre.

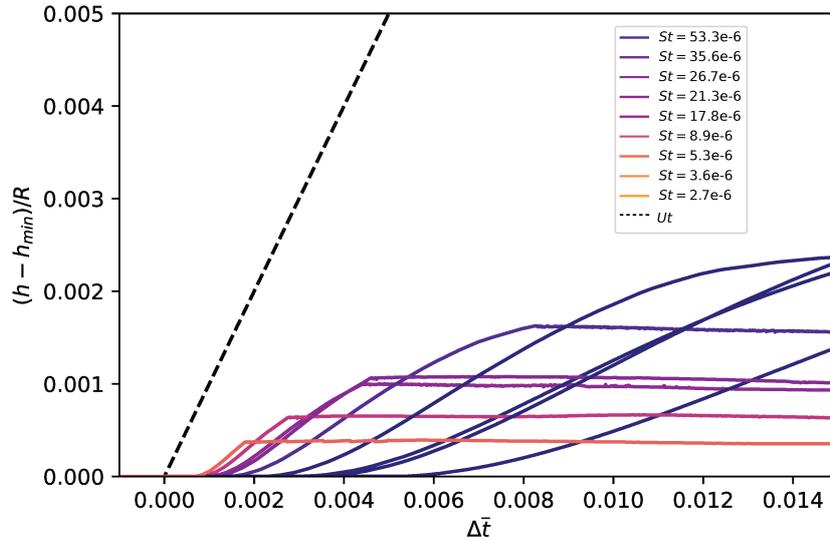


FIGURE 4.15 – Affichage de la profondeur adimensionnée de la cavité de gaz sous la goutte en fonction du temps adimensionné. L'ensemble des courbes suivent cette même pente durant toute la période où le dimple se forme sous la goutte jusqu'au contact. Nous observons une évolution linéaire de l'épaisseur en fonction du temps.



FIGURE 4.16 – Capture d'écran du dimple pour un impact à  $St = 2.67 * 10^{-4}$ . Nous observons un étalement du dimple sur une grande distance relative à la taille du rayon. L'interface de la goutte n'a plus une forme parabolique.

### Approximation sur le rayon du dimple

Reprenons le schéma de la figure 4.14 : l'hypothèse présentée ici consiste à assimiler la distance que parcourrait la goutte dans le solide si elle pouvait le traverser à la taille de la cavité créée par la lubrification. Nous avons montré précédemment que la distance verticale suivait bien cette hypothèse. Nous procédons maintenant à une analyse similaire pour le rayon. Le rayon du dimple peut être estimé de manière géométrique, la goutte pénètre le solide d'une distance  $h \approx Ut$  d'où :

$$r_{dimple}(t)^2 = 2RUt - (Ut)^2 \quad (4.11)$$

En négligeant les termes du second ordre il vient :

$$r_{dimple} \approx \sqrt{2RUt} \quad (4.12)$$

Le préfacteur dans la racine carré provient directement de l'intersection géométrique entre la sphère et le plan. Une prise en compte plus complète de l'écoulement potentiel généré lors de l'impact et de la masse à redistribuer radialement suggère en fait un préfacteur numérique différent (Wagner [127]; Riboux and Gordillo [95]; Philippi et al. [82]) :

$$r_{dimple} = \sqrt{3RUt} \quad (4.13)$$

Nous affichons les résultats obtenus pour plusieurs nombres de Stokes en figure 4.17. Le rayon du dimple est déterminé en prenant la position radiale de  $h_{min}$  soit  $h_{min}(t) = h(r_{dimple}, t)$ , ce qui explique les oscillations importantes au-delà du contact avec le substrat, soit après  $\bar{t} \sim 0.01$  (ceci sera également le cas par la suite lorsque nous caractériserons la pression dans le gaz). Nous retrouvons très bon accord quantitatif entre la loi d'échelle et les mesures.

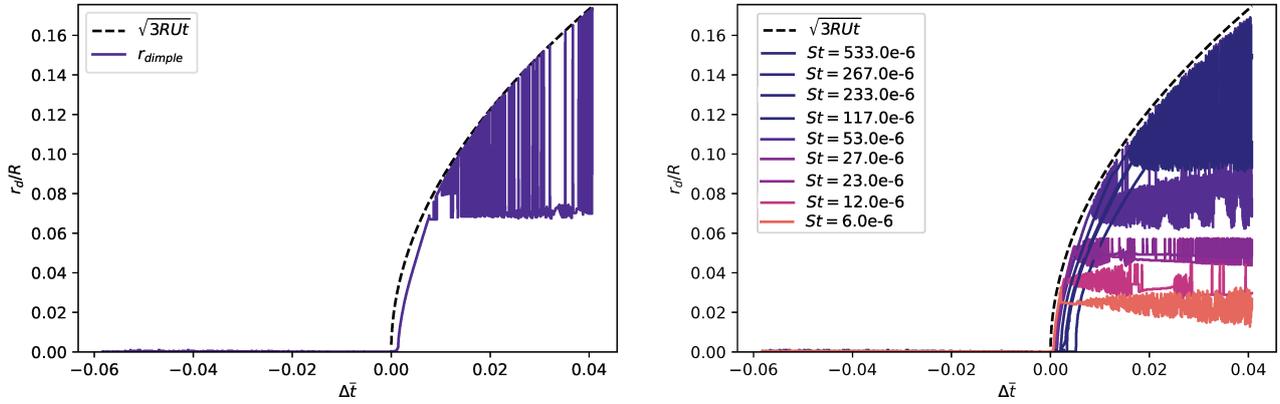


FIGURE 4.17 – (a) Comparaison entre la mesure du rayon du dimple (violet) et les résultats proposés dans la littérature. (b) Affichage des résultats obtenus pour une large gamme de nombre de Stokes

**Contact à l'équilibre des pressions d'inertie et de lubrification !**

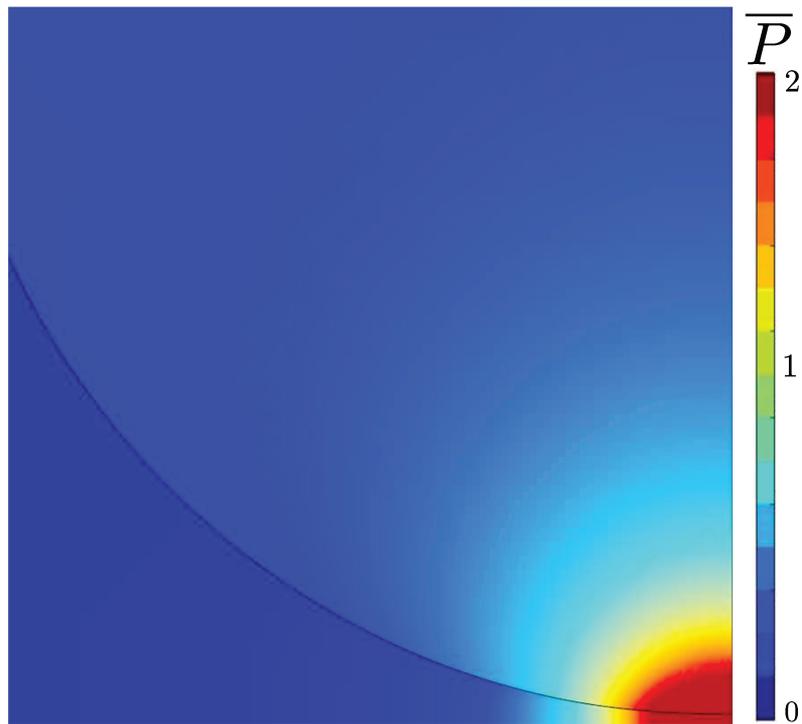
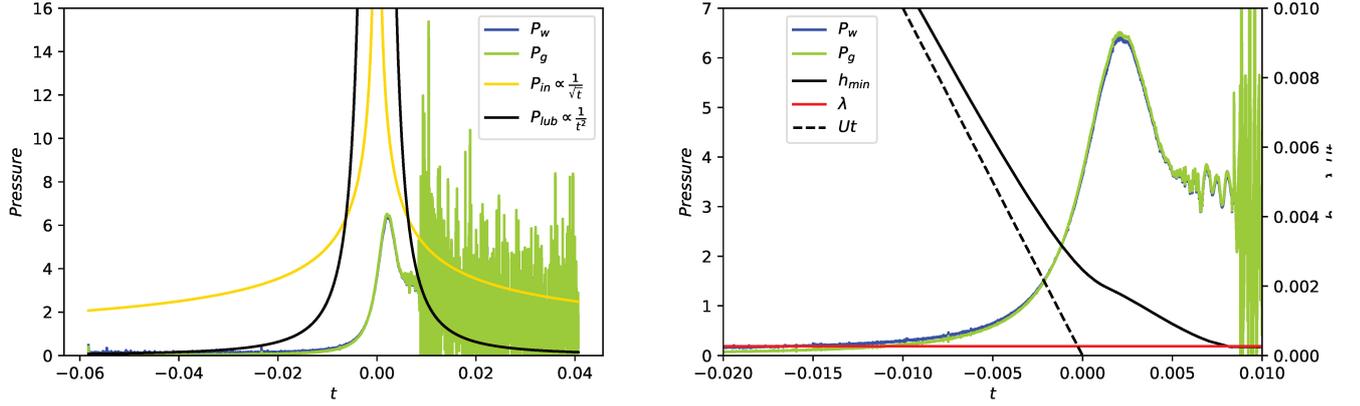


FIGURE 4.18 – Capture d'écran du champ de pression (adimensionné) dans un quart de goutte de rayon  $R = 1.5 \text{ mm}$  pour un impact à  $St = 5.3 \cdot 10^{-5}$ . Nous saturons volontairement le champ de pression pour illustrer plus clairement la zone de surpression ainsi que le gradient de pression dans la goutte.

Nous présentons en fig 4.18 un relevé de pression pour un impact effectué à  $St = 5.3 \cdot 10^{-5}$ .

Nous observons que la goutte semble n'être affectée par la lubrification que sur une zone de rayon  $r_j$ , où le champ de pression dans la goutte et dans le film d'air est important. Cette pression doit être suffisante pour dévier la quantité de mouvement verticale de cette portion de goutte en une vitesse horizontale. On peut donc estimer la pression nécessaire  $P_{in}$  que doit fournir la lubrification du gaz pour cela en faisant le bilan de quantité de mouvement sur le domaine ouvert composé de la demi-sphère de de la goutte de rayon  $t_j(t)$



(a) Mesure de la pression maximale dans le gaz  $P_g$  et la goutte  $P_w$  sur l'axe de symétrie. Les deux pressions suivent les mêmes variations au cours du temps. Nous affichons ensuite les loi d'échelle associées aux pressions inertielles  $P_{in} \propto \frac{1}{\sqrt{|t|}}$  (jaune) et de lubrification  $P_{lub} \propto \frac{1}{t^2}$  (noire)

(b) Zoom sur les mesures de pression dans le gaz et dans l'eau durant la période de lubrification et d'impact. Nous affichons en guise de repère les courbes de l'impact sans déformation (pointillés noirs), la distance de coupure  $\lambda$  servant à déterminer l'instant du contact et  $h_{min}$

FIGURE 4.19 – (a) Données de pression effectuées pour un impact sur solide à  $St = 5.3 \times 10^{-5}$ , Nous comparons la mesure avec la pression inertielle  $P_{in}$  et la pression de lubrification  $P_{lub}$ . (b) Comparaison des données de pression avec les caractéristiques de l'impact.

(à nouveau, on rappelle que cet argument est pertinent dans la limite des temps courts  $|Ut| \ll R$ , qui nous concernent) :

$$\frac{d}{dt}(\rho_w \frac{2}{3} \pi r_j^3 U) \sim \pi P_{in} r_j^2. \quad (4.14)$$

Ici  $P_{in}$  est donc l'échelle de pression qui doit être imposée à la goutte pour lui permettre d'être déviée horizontalement. En prenant  $r_j \sim \sqrt{RUt}$  on obtient :

$$P_{in} \sim 2\rho_w U \dot{r}_j \Leftrightarrow P_{in} \sim \rho_w U^2 \sqrt{\frac{R}{Ut}} = \rho_w U^2 \sqrt{\frac{R}{h}}. \quad (4.15)$$

Il est donc maintenant pertinent de savoir si la pression dans le gaz, issu de sa lubrification peut être suffisante pour dévier la goutte. En effet, on peut estimer l'échelle de pression  $P_{lub}$  dans le film de gaz à partir de l'équation de lubrification 4.7 en utilisant les mêmes lois d'échelle en prenant également  $\frac{dh}{dt} \sim U$ , donnant (on s'affranchit des préfacteurs numériques puisqu'on recherche seulement la dépendance en loi d'échelle) :

$$U \propto \frac{h^3 P_{lub}}{\mu_g r_j^2}, \quad (4.16)$$

avec  $r_j \sim \sqrt{2Rh}$ . On obtient donc en loi d'échelle, pour la pression de lubrification (ici  $h$  est l'échelle d'épaisseur du film de gaz, qu'on peut donc assimiler à  $h_c$  mais également à  $|Ut|$ ) :

$$P_{lub} \propto \frac{\mu_g RU}{h^2} \quad (4.17)$$

Nous avons donc deux pressions différentes, celle issue de la lubrification  $P_{lub}$  et la pression inertielle  $P_{in}$  déterminée ci dessus. Si on regarde leur dépendance en  $h \sim |Ut|$ , la pression inertielle évolue en  $\frac{1}{\sqrt{h}}$  alors que la pression de lubrification est en  $\frac{1}{h^2}$ . On peut ainsi obtenir une vision schématique de la formation du dimple et du piégeage de la bulle : au début de la chute ( $t$  négatif) la pression inertielle est majoritaire, en effet la lubrification n'a pas encore commencée et la goutte tombe sans se déformer. Cependant lorsque l'épaisseur du film de gaz diminue et que la lubrification commence, la pression associée  $P_{lub}$  est supérieure à la pression inertielle  $P_{in}$ . L'inertie de la goutte n'est plus suffisante pour poursuivre la chute, commence alors une étape de déformation due à la pression du gaz, créant le dimple. Au temps très court autour de l'impact la pression de lubrification domine et "empêche" donc la goutte de toucher le substrat. Cependant, pour  $t$  positif, la pression inertielle va diminuer moins vite que la pression de lubrification et il y aura un temps à partir duquel la lubrification ne pourra pas dévier l'inertie venant de la goutte : le liquide doit alors entrer en contact avec le substrat solide, puisque il ne peut pas traverser le solide. C'est ensuite la force de réaction du support qui vient

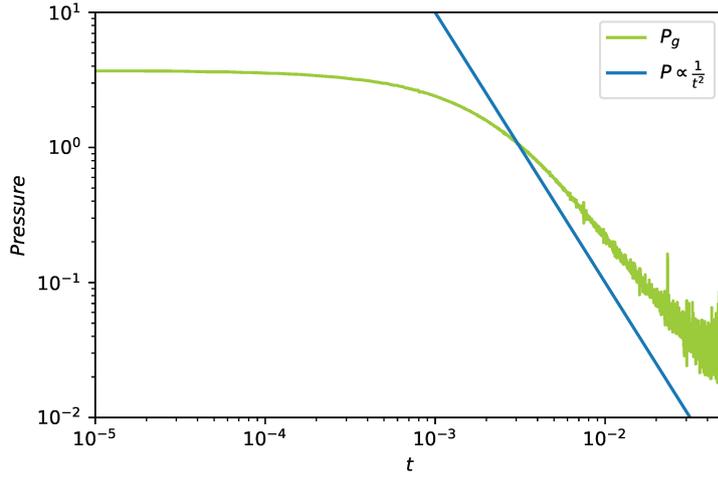


FIGURE 4.20 – Comparaison entre la pression mesurée dans le gaz et la pente de la pression de lubrification en  $\frac{1}{t^2}$ .

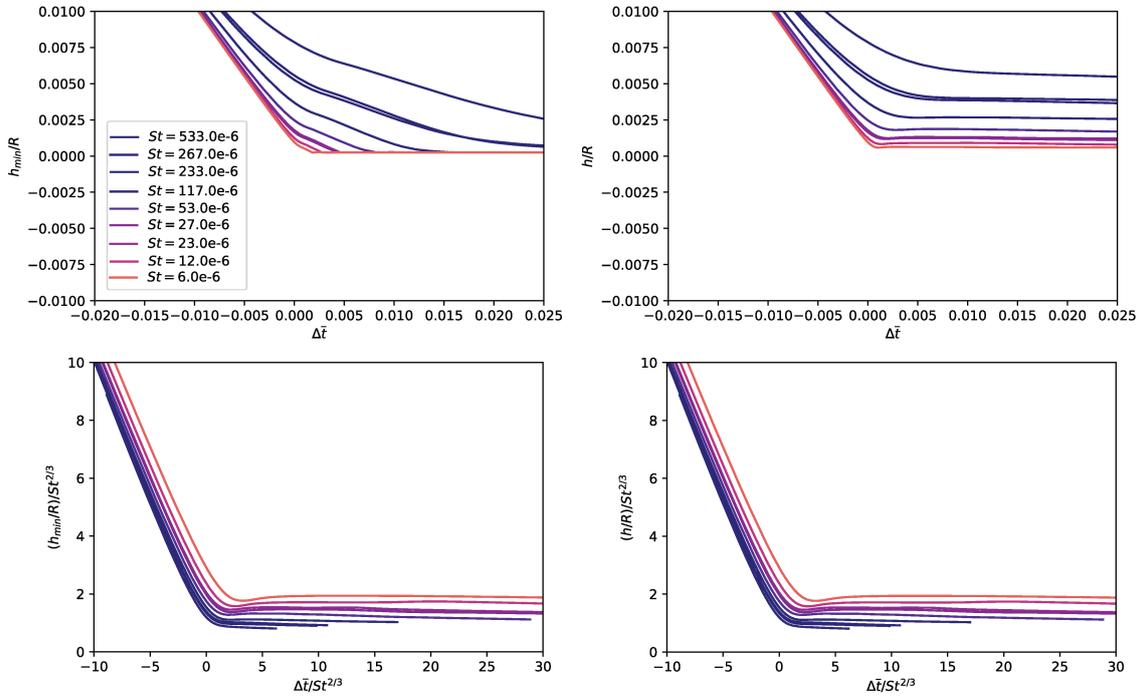


FIGURE 4.21 – Les figures (a) et (b) représentent respectivement les évolutions des distances  $h_{min}$  et  $h$  au cours du temps zoomées autour des temps d'impacts. Les figures (c) et (d) présentent les mêmes jeux de données remis à l'échelle en fonction des lois en  $St^{2/3}$ .

s'opposer à la force de pression inertielle. Ainsi la goutte ne peut pas toucher le solide tant que la pression dans le gaz est suffisamment forte. Il est donc intéressant de suivre l'évolution des pressions maximales dans le gaz et la goutte afin de voir comment elles se comportent en fonctions des lois d'échelle prédites. Nous observons sur figure 4.19 que la pression mesurée dans la goutte est en effet quasiment égale à celle mesurée dans le gaz, avec un pic important avant le piégeage de la bulle. Si trace en coordonnées logarithmique la pression proche du piégeage (figure 4.20), on remarque immédiatement qu'elle ne se comporte pas comme la pression inertielle, mais plutôt comme la pression de lubrification. Nous constatons ainsi que c'est bien la lubrification qui impose la force empêchant le contact de la goutte avec le substrat. Cependant comme les forces de pressions de lubrification décroissent plus vite avec le temps que celle liée à l'inertie, le contact a lieu *in fine*. A partir de ces observations, nous pouvons donc estimer l'instant du contact lorsque la pression de lubrification et la pression inertielle sont du même ordre de grandeur au moment du contact :

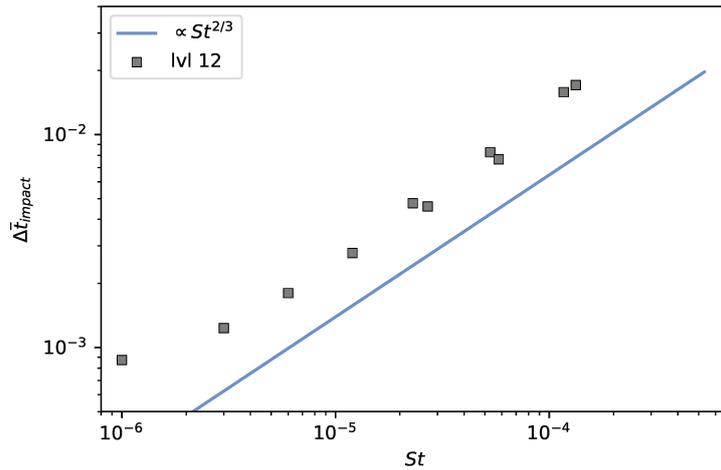


FIGURE 4.22 – Les temps d’impact s’alignent extrêmement bien avec la pente 2/3 confirmant que la physique du piégeage de la bulle est gouvernée par la lubrification dans le gaz.

$$\frac{\mu_g R U}{h^2} \sim \rho_w U^2 \sqrt{\frac{R}{h}} \Leftrightarrow \frac{h^{3/2}}{R^{3/2}} \propto St \quad (4.18)$$

Nous en déduisons immédiatement les relations entre les caractéristiques de la bulle piégée et le nombre de Stokes :

$$\frac{h_d}{R} \approx (St)^{2/3}; \quad \frac{r_d}{R} \approx St^{1/3}; \quad t_{\text{impact}} \approx St^{2/3}; \quad \frac{P_{\text{lub}}}{\rho_w U^2} \approx St^{1/3}$$

Lorsque nos mesures s’alignent avec ces lois d’échelle alors nous identifions la lubrification dans le gaz comme étant l’effet physique majoritaire. Nous présentons en fig 4.21 les remises à l’échelle des distances  $h$  et  $h_{\text{min}}$  par le nombre de Stokes. Nous observons pour les grands nombres de Stokes un réaligement des courbes significatif de la présence de la lubrification dans le film de gaz pour ces régimes d’impact. Cependant d’autres études ont aussi utilisées des raisonnements analogues par exemple les travaux Klaseboer et al. [55] en 2014 dans lesquels la pression dans l’eau est estimée par la relation de Bernoulli. Les lois d’échelle obtenues diffèrent légèrement puisqu’elle prenait en considération la déformation des interfaces dues aux tensions de surface. Désormais nous pouvons vérifier comment se situe nos données par rapport aux lois d’échelle précédentes.

#### 4.2.10 Impact sur solide et lubrification

Nous commençons par présenter en figure 4.22 le temps d’impact en fonction du nombre de Stokes. La tendance en  $St^{2/3}$  se vérifie sur l’ensemble du domaine d’étude, la lubrification est donc bien le phénomène dominant pour les bulles que nous avons étudié et nous retrouvons bien les résultats des auteurs. Comparons aussi les autres lois d’échelle avec nos données, chacune des lois illustre une des approximations qui a été utilisée. Nous affichons aussi les rayons du dimple au moment de l’impact en  $St^{1/3}$ , ainsi que le produit  $R * t_{\text{impact}}$  en  $St$  (fig 4.23).

Le produit rayon et temps d’impact donne un très bon alignement avec la pente unitaire confirmant de nouveau que la lubrification dans le gaz est bien l’effet majoritaire dans le piégeage de la bulle. Malgré ces bons alignements entre les mesures et les lois d’échelle issues de la lubrification, nous observons quelques écarts entre la théorie et le numérique. Sont-ils dus à un autre phénomène physique ou est-ce seulement sensible à la mesure? En 2017 Jian et al. [48] avait également notifié ce type d’effets remarquable que les lois d’échelle s’appliquaient moins bien sur les rayons notamment. Cependant d’autres auteurs Klaseboer et al. [55] ont proposé d’autres lois d’échelle en  $St^{1/2}$  en considérant les effets de tension de surface aux interfaces. Les données dont nous disposons sont établies pour des nombres de Stokes variant de  $10^{-6}$  à  $10^{-4}$ . Nous ne pouvons fournir de résultats pour des nombres de Stokes plus petits, les impacts étant réalisés alors à hautes vitesses nous obtenons des films de gaz très minces proches de la limite de résolution. Le niveau de raffinement étant fixé à 12 la taille de la plus petite cellule est de  $\frac{\Delta x}{R} = 2 * 10^{-4}$  en longueur adimensionnée. Les mesures pour des nombres de Stokes inférieurs à  $5 * 10^{-6}$  doivent être considérées avec précaution. De l’autre côté du spectre de mesure pour des Stokes très élevés nous effectuons des impacts très lents, ainsi la goutte n’impacte qu’avec peu d’inertie, en conséquence pour atteindre l’équilibre des forces de pression dans la goutte et le gaz

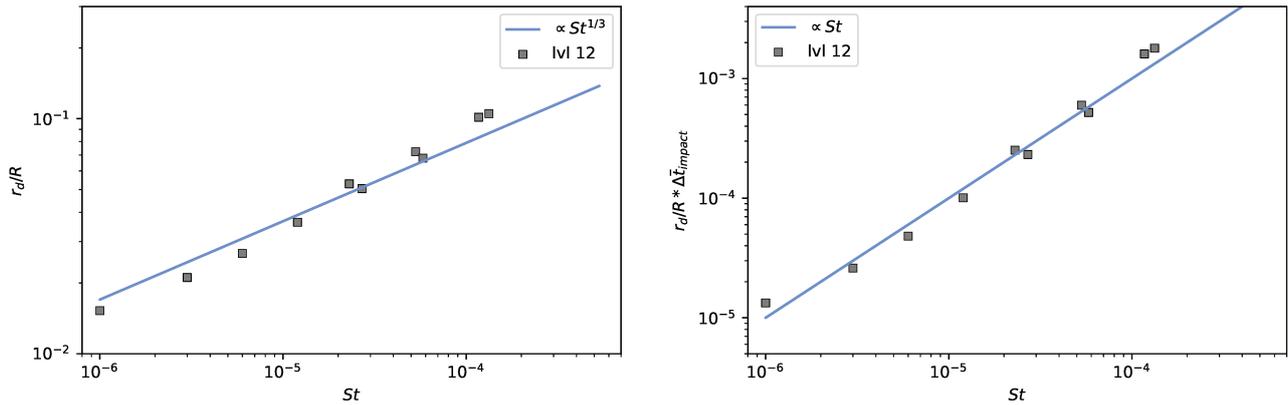


FIGURE 4.23 – Les rayons d’impact s’alignent avec la pente 1/3. Notons que la mesure est moins fiable que celle du temps d’impact puisque le rayon est détecté une fois le temps d’impact mesuré. De même le produit  $R\dot{t}_{\text{impact}}$  affiche un excellent alignement avec la pente unitaire comme suggérée par les scalings précédents.

il est nécessaire pour la goutte de s’étaler longtemps. Nous faisons face à des problèmes de taille finie, et nous observons ici des rayons de disques de gaz à l’impact très grands. Dans ce cas nous brisons l’hypothèse sur les rayons basée sur la conservation de la forme hyperbolique de l’interface.

### Résumé

Finalement nous avons comparé les simulations issues de notre code bi-fluide avec les données de la littérature, les comparaisons entre les lois d’échelle et les mesures permettent d’affirmer que nous retrouvons les résultats bibliographiques à savoir que la lubrification du film de gaz est l’élément majeur dans le mécanisme de piégeage de bulle. Nous pouvons désormais ajouter un film mince d’huile afin d’en étudier l’influence.

## 4.3 Impact sur film liquide mince

La caractérisation de la bulle piégée dans le cas d’un impact sur solide s’explique par un équilibre entre les forces d’inertie dans la goutte et les forces visqueuses dans le gaz. Cet équilibre s’exprime à l’aide d’un unique nombre sans dimension, le nombre de Stokes, cependant qu’en est il pour un impact sur un liquide? Nous avons vu chapitre 1 que l’ajout d’un substrat constitué d’un troisième fluide introduisait 5 nouveaux nombres sans dimension. Afin de comparer notre étude avec celle d’un impact sur solide nous réalisons plusieurs séries d’impacts aux mêmes nombres de Stokes et nous considérerons plusieurs mesures tel que le temps d’impact, le rayon du dimple ou encore l’épaisseur maximale du film de gaz lors du contact. A ce jour nous ne disposons pas d’expérience nous permettant de valider nos simulations, nous allons donc d’abord essayer d’intuiter les phénomènes que nous devrions observer. Puis en nous basant sur nos mesures nous décrirons les mécanismes en présence.

### 4.3.1 Impact sur le même fluide

Ajouter un film mince va certainement modifier la dynamique de l’impact, commençons par une situation simple, l’impact d’une goutte d’eau sur un film mince d’eau. Dans ce problème, la goutte et le film sont constitués du même liquide, il s’agit d’un cas où les fluides sont miscibles.

#### Impact sur film miscible

Nous simulons un impact sur un film fluide miscible, cette simulation est donc bi-fluide et n’utilise qu’une unique fonction de couleur. Nous observons une descente ainsi que la formation d’un dimple tout à fait similaire au cas solide (fig 4.24 (gauche)). Néanmoins nous constatons une déformation de l’interface de la goutte mais aussi du film d’eau, désormais ce problème contient deux interfaces. Nous remarquons aussi que lorsque l’épaisseur du film de gaz devient inférieure à 1 cellule la goutte et le film coalescent. Ceci est dû à l’utilisation d’un code diphasique, nous sommes dans la situation décrite dans le chapitre 2, une unique fonction de couleur est utilisée pour décrire la goutte et le film. Ainsi dans la simulation l’eau associée à la goutte et au film est exactement la même. La physique observée ici n’est pas différente de celle exposée dans le cas solide, la résolution stricte des équations de Navier-Stokes conduisent à une singularité à temps infini et le film de gaz ne devrait pas se rompre [137]. La précision de la simulation est donc encore limitée à une taille de maille.

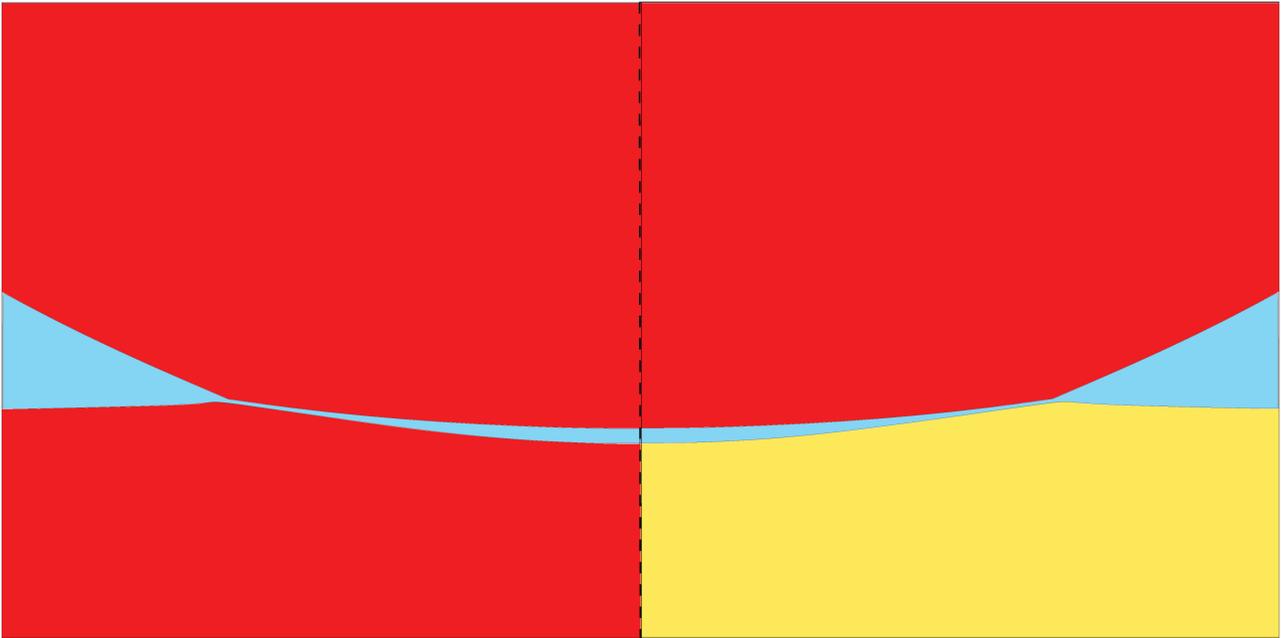


FIGURE 4.24 – Impact à réalisé à  $St = 5.3 * 10^{-5}$ , à gauche simulation deux fluides miscibles (impact d'eau sur film d'eau), à droite simulation non miscible avec un film "d'huile" ayant les mêmes propriétés physiques que le film d'eau du film de gauche. L'unique différence entre les deux simulations réside dans le caractère miscible ou non. Les captures d'écran ont été réalisées pour des temps d'impact de  $t = 0.42 \text{ ms}$ .

En outre de ces considérations numériques nous pouvons comparer qualitativement ce résultat avec celui issu d'une simulation tri-fluide permettant d'ajouter le caractère non miscible entre la goutte et le film liquide.

### Impact sur film non miscible

Nous réalisons maintenant la même simulation mais dans une version non miscible en utilisant le code 3-fluide. La descente et l'effet de la lubrification dans le gaz sont identiques au cas miscible 4.24 (droite)). La première différence apparaît lorsque l'eau de la goutte se retrouve en présence de l'eau du film dans la même cellule. Le code utilisé ici est celui décrit dans le chapitre 3, ainsi nous supprimons artificiellement la coalescence. Cependant la physique résolue dans cette dernière maille est-elle pour autant correcte? Conformément à nos précédentes études, lorsque nous résolvons les équations de Navier-Stokes dans une cellule contenant les trois fluides nous générons nécessairement une erreur. Cependant dans le cadre de notre étude nous nous intéressons aux premiers instants du contact. Les erreurs liées au point triple ne sont donc pas un facteur limitant. Il n'y a donc pas de différence pour la mesure des caractéristiques du disque de gaz entre une simulation miscible et non miscible, cependant observons nous des changements entre un impact sur solide et un impact sur film liquide?

### Comparaison avec le cas solide

La comparaison entre un impact sur solide et sur film liquide montre des différences notables. En effet la fig 4.25 montre deux images prises au même instant d'un impact réalisé pour le même nombre de Stokes, cependant dans le cas solide le contact s'est déjà produit contrairement à l'impact sur film liquide. Dans le cadre des impacts sur films liquides le substrat est déformable, c'est pourquoi la forme du disque de gaz est différente de celle obtenue dans le cas solide. Qualitativement nous observons donc déjà une différence, remarquons aussi que la viscosité du film d'huile vaut 10 fois celle de l'eau. Ce choix n'est pas anodin, si nous voulons étudier l'influence des paramètres physiques (densité, viscosité ou tension de surface) du film liquide, nous devons utiliser un code tri-fluide. Seule l'étude de l'influence de la géométrie, à savoir l'épaisseur du film peut se faire avec un code bi-fluide.

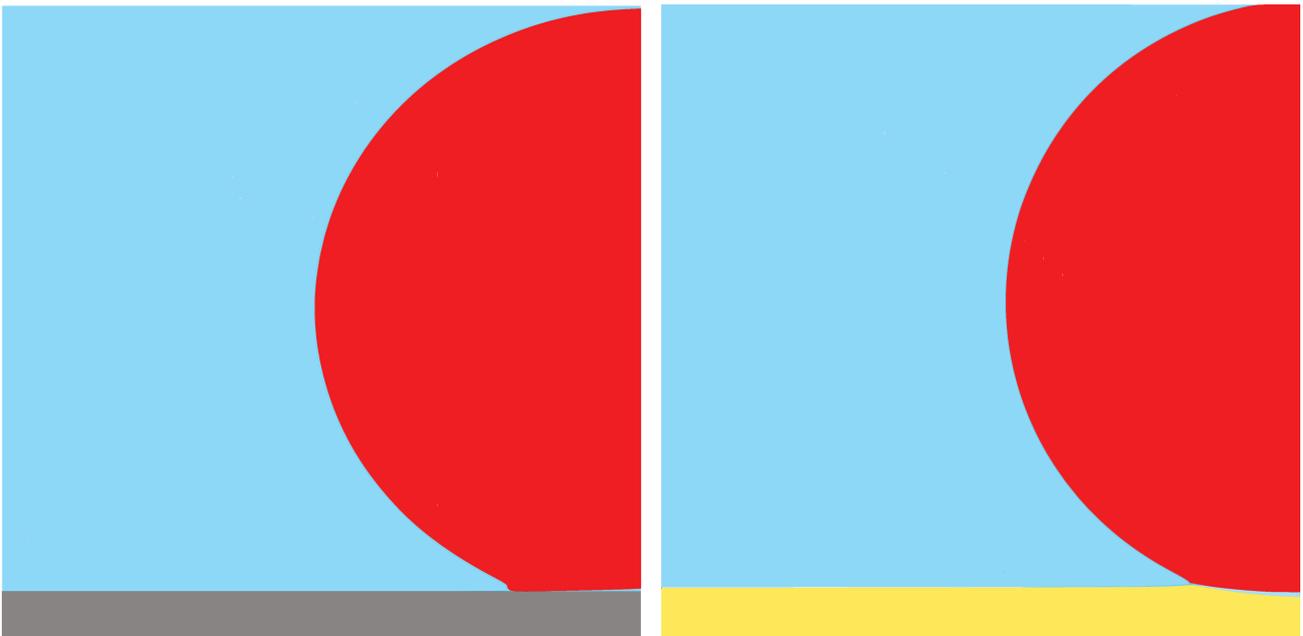


FIGURE 4.25 – Comparaison entre deux impacts à  $St = 5.3 * 10^{-5}$  ( $R = 3e \text{ mm}$ ) sur solide et sur film liquide de viscosité  $\mu_o = 0.02 \text{ Pa.s}$ . Le solide (gris) a été rajouté a posteriori pour comparer les deux impacts dans les mêmes conditions. La simulation utilisée ici est la même que celle présentée en début de chapitre. Les deux images sont prises au même temps  $t = 0.42 \text{ ms}$ , dans le cas solide le contact a déjà eu lieu et la goutte commence sa phase d'étalement. En revanche le contact entre l'eau et l'huile n'a pas encore eu lieu à ce stade.

### Résumé

Nous avons identifié des différences notables entre les impacts sur solide et sur liquide, notamment sur les temps d'impacts et les formes de bulles piégées. Nous souhaitons en apprendre davantage sur le rôle des différents paramètres physiques du film liquide. Notre étude propose d'utiliser la méthode numérique tri-fluide développée dans le chapitre 3 pour répondre à ces questions. Avant de poursuivre notre travail de compréhension des phénomènes physiques en présence, nous devons redéfinir les outils de mesure que nous utiliserons dans cette partie.

### 4.3.2 Impact sur de l'huile

#### Définition du domaine d'étude

Nous avons observé que la présence d'un film liquide modifie qualitativement la dynamique de piégeage de bulle entre la goutte et le substrat. Nous allons dans la suite de ce chapitre identifier les mécanismes en présence. Cependant avant de commencer nous devons restreindre notre étude : en effet comme précisé précédemment l'ajout d'un film non miscible introduit de nouveaux paramètres (fig 4.26). Dans notre étude nous cherchons à quantifier l'influence de la viscosité du substrat et nous ferons donc varier principalement la vitesse d'impact  $U$  et la viscosité de l'huile  $\mu_o$ . Ces paramètres d'études sont aussi les plus accessibles expérimentalement, a contrario de la tension de surface puisque cela nécessite l'ajout de surfactant, tandis que la densité est difficile à varier dans une large gamme d'étude.

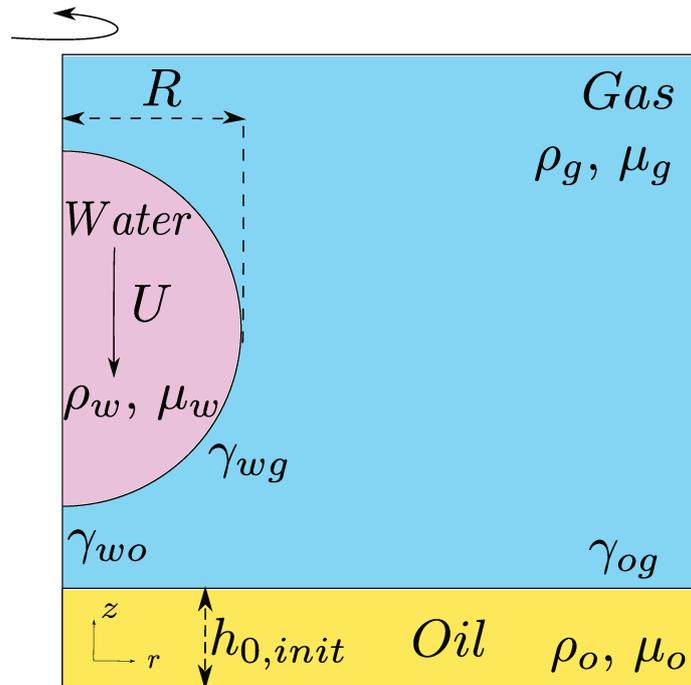


FIGURE 4.26 – Ensemble des paramètres physiques associés à l'impact sur un film liquide. Contrairement à l'impact sur solide l'ajout du film liquide introduit une nouvelle viscosité, une densité, une épaisseur, et deux tensions de surface. A noter que l'interface eau/huile n'est pas représentée sur ce schéma mais elle est amenée à se créer au cours de l'impact.

#### Définition technique de l'outil de mesure

Nous repartons des définitions énoncées précédemment dans le cas d'un impact sur solide. Nous allons donc mesurer la distance minimale entre l'interface eau/gaz et l'interface eau/huile. Nous définissons le temps d'impact lorsque cette distance sera plus petite qu'une certaine longueur critique  $\lambda_l$ .

Cependant de nouvelles difficultés techniques apparaissent, désormais nous ne calculons plus une distance entre une interface et une frontière du domaine dont l'abscisse était parfaitement définie à  $z = 0$ . Néanmoins nous continuons d'utiliser les fonctions de hauteur pour calculer la distance (fig 4.27). Deux choix s'offrent à nous, soit nous calculons la distance minimale entre deux interfaces, soit nous cherchons pour chaque abscisse la distance minimale correspondante. En d'autres termes cela revient à calculer les distances verticales entre les deux interfaces.

Pour faciliter les mesures nous choisissons la seconde option, à noter que pour réaliser cette mesure nous devons avoir une donnée dans les interfaces eau/gaz et huile/gaz à la même abscisse. Or puisque nous utilisons un maillage adaptatif (section 2.3.4) rien ne garantit que les deux coordonnées existent (voir fig 4.28).

C'est pourquoi nous les comblons avec une interpolation linéaire d'ordre 1. Désormais nous nous assurons qu'à chaque donnée issue de l'une des interfaces, il lui correspond une unique coordonnée à la même abscisse dans l'autre interface. Remarquons que comme nous déduisons un temps d'impact depuis une mesure de distance entre deux interfaces, nous attachons une plus grande importance aux mesures réalisées sur les distances sous la goutte puisque c'est à cet endroit que l'épaisseur du film de gaz est la plus grande. Lorsque nous affichons les mesures de  $h$  au cours du temps les erreurs de mesures sur le temps d'impact sont donc amoindries ce qui rend cette observable plus fiable. De même les rayons des disques de gaz à l'impact sont les données les

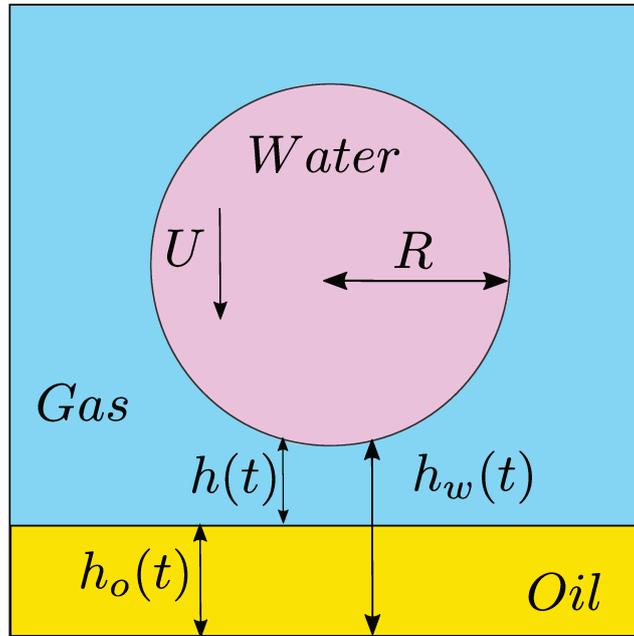


FIGURE 4.27 – Définition des variables pour les impacts sur films liquides. Notons que les grandeurs  $h_o$  et  $h_w$  sont des grandeurs mesurées. La distance entre les interfaces eau/gaz et gaz/huile est donnée par  $h = h_w - h_o$ . L'ensemble des autres paramètres sont identiques à ceux utilisés dans le cas solide.

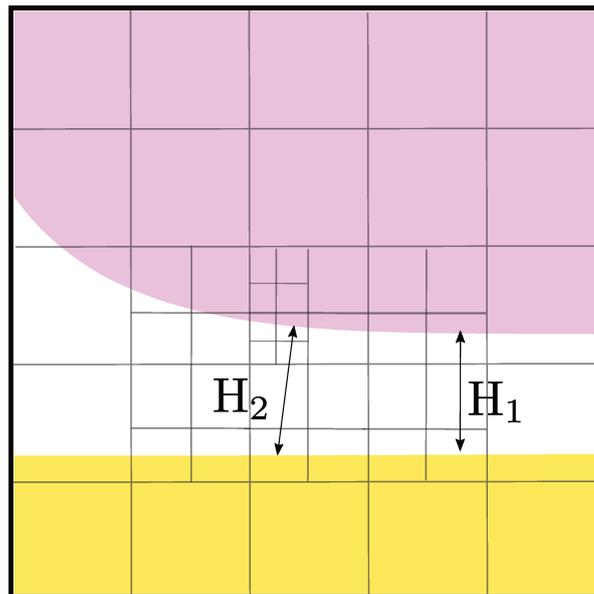


FIGURE 4.28 – L'utilisation d'un critère de mesure doit être consistante. Nous définissons  $h_{min}$  comme la distance verticale minimale entre la goutte et l'huile. Pour ce faire nous devons nous assurer que pour chaque cellule de l'une des interfaces il existe bien une cellule correspondante dans l'autre interface. Dans le cas où nous mesurons  $H_1$  il s'agit de la quantité souhaitée. En revanche dans le cas  $h_2$  nous devons forcer le raffinement de l'interface d'huile. Pour ce faire nous réalisons une interpolation linéaire d'ordre 1 pour créer les valeurs manquantes.

plus sensibles aux incertitudes puisqu'ils sont mesurés une fois le temps d'impact déterminé. Dans la suite de ce manuscrit nous attacherons donc plus d'importance aux mesures de  $h$  et du temps d'impact.

**Point sur les notations :** Nous travaillons avec des nombreuses variables, nous avons noté l'épaisseur du film de gaz  $h(x,t)$  ainsi que le rayon du dimple  $r(x,t)$ . Ce sont donc deux variables du temps et de l'espace. A cela nous ajoutons  $h_{min}(x,t)$  qui représente l'épaisseur minimale du film de gaz. Nous serons aussi amené à travailler sur l'épaisseur du film gazeux situé sous le centre de la goutte, cette grandeur est notée  $h_c(t)$  et ne dépend que du temps. Finalement nous définissons au moment du contact les grandeurs  $r_d$  et  $h_d$  étant les valeurs de  $r(x,t)|_{t=t_{impact}}$  et de  $h_c(t = t_{impact})$

## Résumé

Nous disposons maintenant de méthode de mesures adaptées à nos problématiques, nous pouvons maintenant reprendre l'étude physique de l'impact. Nous commencerons plusieurs séries d'impacts afin d'identifier les paramètres physiques les plus susceptibles d'influencer les mécanismes de piégeage de la bulle.

### 4.3.3 Premiers impacts

Nous réalisons différents impacts pour trois viscosités d'huile différentes, toutes autres grandeurs étant égales par ailleurs. Les viscosités prennent les valeurs suivantes :  $\mu_o = 0.002 Pa.s$ ,  $\mu_o = 0.02 Pa.s$  et  $\mu_o = 0.2 Pa.s$  soit respectivement 1 fois, 10 fois et 100 fois la viscosité utilisée pour l'eau. D'abord qualitativement (fig 4.29) nous comparons les deux viscosités les plus extrêmes de notre échantillon. Nous observons une différence notable sur la forme des deux disques de gaz piégé. Une différence entre les temps d'impact pour chacune des viscosités mais aussi une différence dans les formes des interfaces au moment de l'impact. De plus nous remarquons que dans le cas de plus faible viscosité le contact semble se faire plus tôt. Nous identifions clairement un effet de la viscosité sur les propriétés de la bulle piégée. Nous remarquons que pour des viscosités élevées les déformations d'interface sont quasiment similaires à celles obtenues lors d'un impact sur solide. Cette observation corrobore notre première hypothèse, un fluide infiniment visqueux peut être assimilé à un solide.

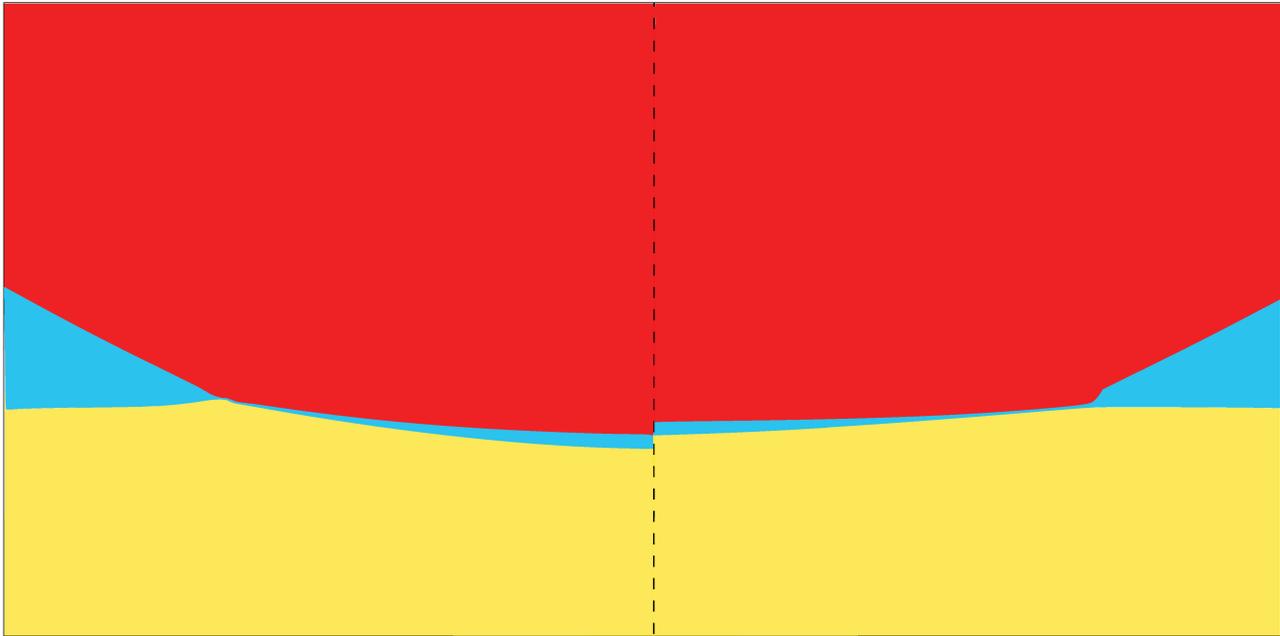


FIGURE 4.29 – Capture d'écran d'impacts à  $t = 0.42 ms$  réalisée à  $St = 5.3 * 10^{-5}$  pour deux viscosités de film d'huile d'épaisseur  $h_{0,init} = 0.3 mm$ . A gauche  $\mu_o = 0.002 Pa.s$  (équivalent à celle de la goutte), à droite  $\mu_o = 0.2 Pa.s$ . Bien que les gouttes sont toutes deux très proches du film d'huile, nous remarquons une différence très nette sur la forme des disques de gaz et sur la déformation des interfaces.

L'impact d'une goutte sur un film non miscible fait intervenir de nombreux paramètres physiques, dans la section précédente nous soulignons l'importance de la lubrification dans le film de gaz ce qui se traduit par une étude en fonction du nombre de Stokes, cependant d'autres nombres adimensionnés sont à considérer a priori :

$$St = \frac{\mu_g}{\rho_w UR}; \quad \frac{\rho_o}{\rho_w}; \quad \frac{\mu_o}{\mu_w}; \quad \frac{\mu_g}{\mu_w}; \quad \frac{\sigma_{wo}}{\sigma_{wg}}; \quad \frac{\sigma_{og}}{\sigma_{wg}}; \quad \frac{h_1}{h_0} \quad (4.19)$$

Remarquons que les autres nombres sans dimension comme le Reynolds et le Weber sont aussi à considérer. Dans notre étude nous fixons les ratios de densité, l'épaisseur du film d'huile ainsi que les propriétés de mouillage afin de ne décrire uniquement que les effets de la viscosité. Tout comme dans le cas d'impact sur solide nous disposons de plusieurs informations au moment de l'impact : le temps  $t_{impact}$ , le rayon du disque de gaz  $r_{dimple}$ , la hauteur du disque de gaz en dessous du centre de la goutte  $h$ . Ainsi nous montrons que chacune de ces mesures ne peut dépendre que du nombre de Stokes et des ratios de viscosité. Afin d'en décrire les influences nous procéderons comme pour le cas solide, nous allons pour chaque mesure vérifier ses dépendances en fonction des grandeurs pertinentes du problème.

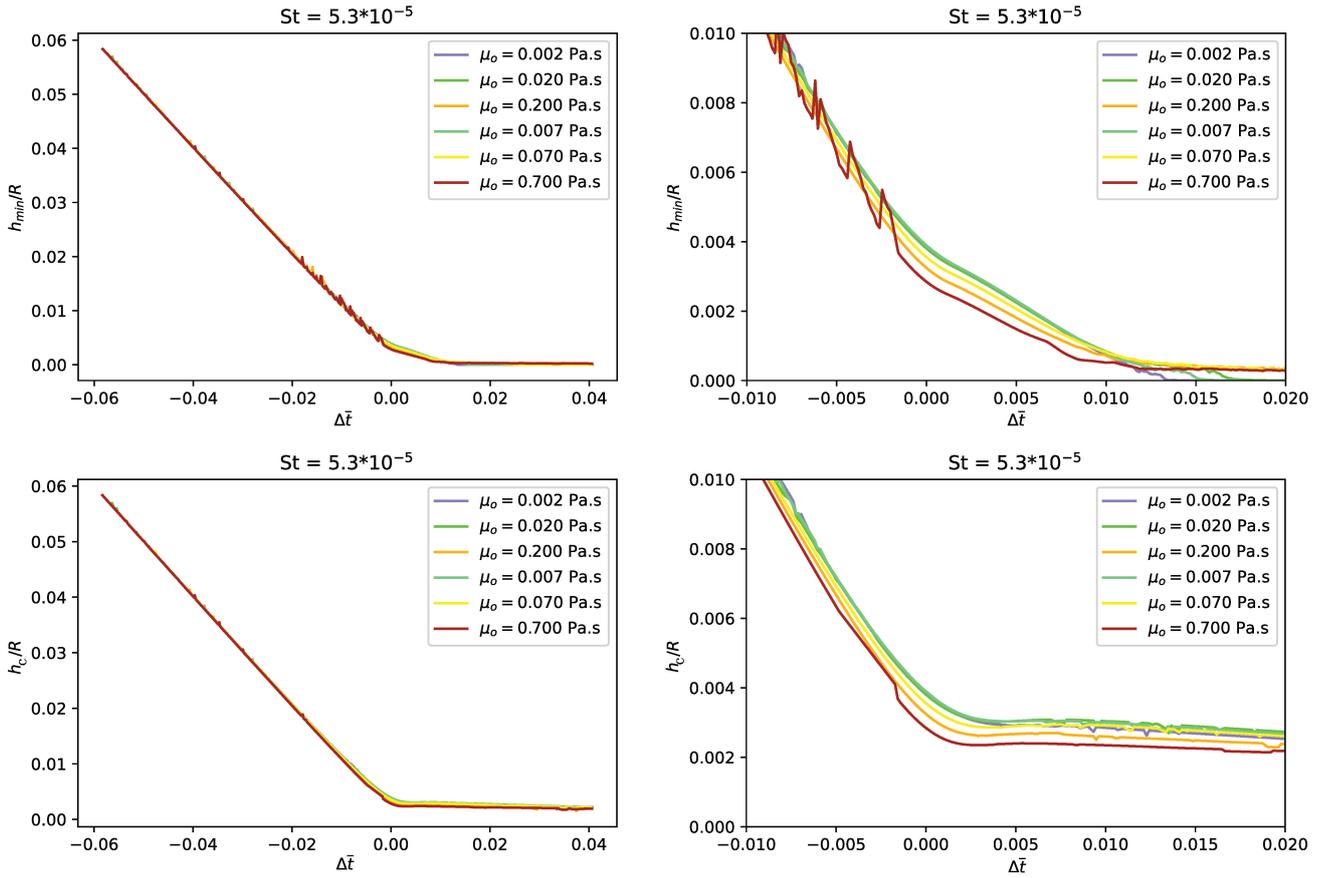


FIGURE 4.30 – Tracé de  $h_{min}$  (haut) et  $h_c$  (bas) en fonction du temps pour 6 viscosités du substrat, allant de 1 fois à 350 fois la viscosité de l'eau. Nous observons une différence de comportement en fonction de la viscosité. Nous affichons en noir la courbe obtenue dans le cas solide pour le même nombre de Stokes.

#### 4.3.4 Influence de la viscosité du film

Dans un premier temps nous affichons les courbes de  $h_{min}$  et  $h_c$  représentant la distance minimale entre la goutte et le film d'huile (resp la distance sous le centre de la goutte) au cours du temps (fig 4.30). Nous comparons l'évolution de la hauteur minimale de la goutte au cours du temps avec celle de l'impact sur un solide au même nombre de Stokes. De prime abord la dynamique de chute est similaire pour les six cas étudiés. Les premières différences de comportement apparaissent lorsque la lubrification dans le gaz commence. Les impacts sur liquide sont plus ralentis que celui sur le solide, se traduisant par une décroissance plus lente de  $h_{min}$  et  $h_c$ . De plus nous remarquons que l'impact sur le film d'huile ayant la viscosité la plus élevée est celui dont le comportement se rapproche le plus de l'impact sur un solide. Lorsque la viscosité du film décroît le temps d'impact est retardé, remarquons que pour des viscosités de l'ordre de 10 fois celle de la goutte ce comportement n'est pas aussi marqué. Les temps d'impacts tendent à se réduire de nouveau lorsque la viscosité diminue au delà d'un certain seuil. Nous investiguerons plus en détail cette observation dans la suite du chapitre.

Nous avons identifié une dépendance en fonction de la viscosité du substrat, dans le cas solide les caractéristiques de la bulle dépendaient majoritairement de la viscosité du gaz et de l'inertie de l'eau. Les effets de la viscosité du film d'huile observés ici sont ils suffisamment importants pour modifier le mécanisme de piégeage de la bulle?

Dans cette partie nous voulons identifier comment la présence d'un film liquide visqueux influence le piégeage de la bulle. La lubrification était le mécanisme dominant pour les impacts sur solide, il est donc raisonnable de vérifier si c'est toujours le cas. Nous affichons les différentes valeurs de  $h_{min}$  et  $h_c$  en fig 4.31 obtenues pour 10 valeurs du nombre de Stokes et pour une unique viscosité d'huile  $\mu_o = 0.02 \text{ Pa.s}$ . Nous y observons une très nette stratification en fonction du Stokes, en effet plus sa valeur est élevée plus le temps d'impact est retardé. L'allure générale de ces courbes n'est pas sans rappeler celles obtenues pour les cas solides. Nous essayons donc en fig 4.32 de rescaler ces courbes à l'aide du nombre de Stokes, en utilisant les mêmes lois que celles obtenues dans la partie précédente, c'est à dire en traçant  $h/St^{2/3}$  en fonction de  $\Delta\bar{t}/St^{2/3}$

Nous observons un alignement des courbes pour des Stokes supérieurs à  $St = 5 * 10^{-6}$ . Ce regroupement de courbes illustre que la lubrification est un des effets dominants pour cette valeur de viscosité et pour des

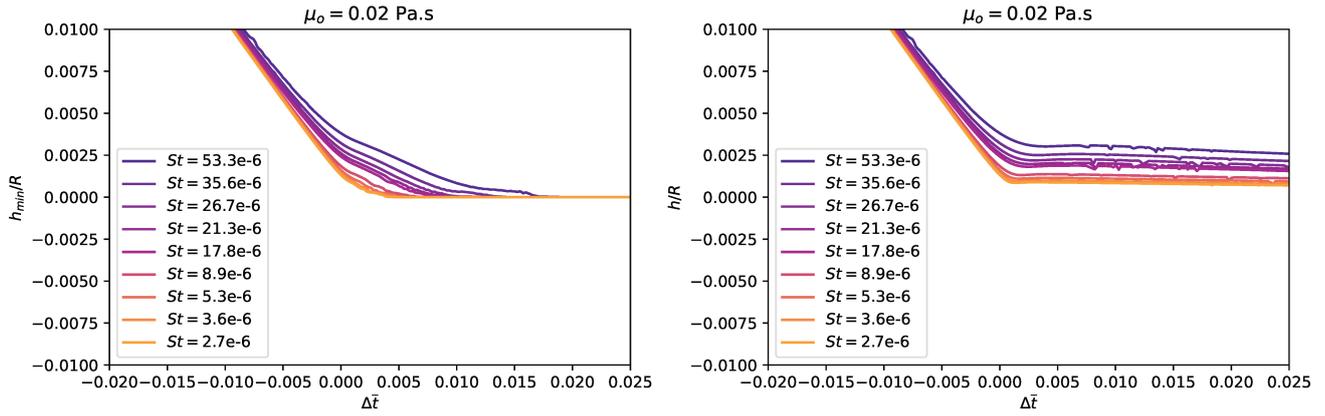


FIGURE 4.31 – Tracés des évolutions temporelles des distances  $h_{min}$  et  $h_c$  associées à différentes valeurs de Stokes pour une viscosité d’huile fixée.

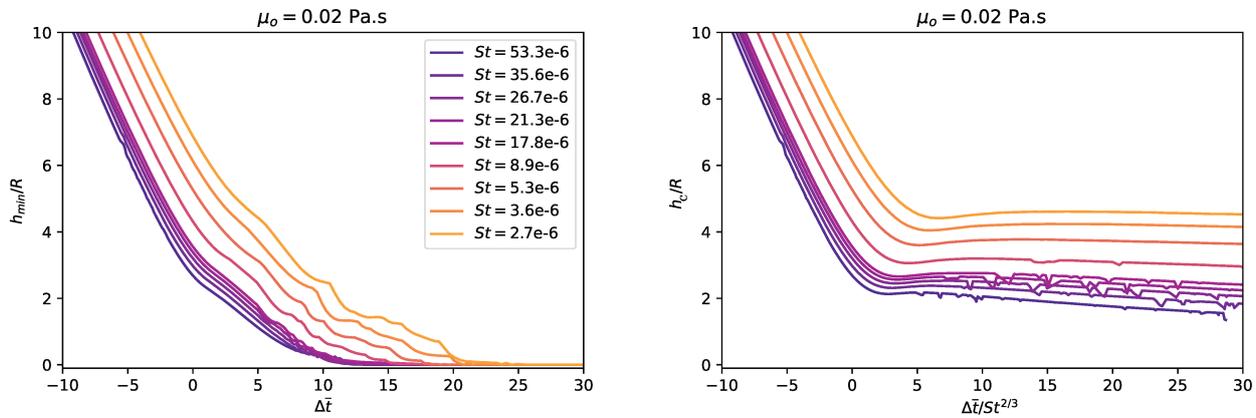


FIGURE 4.32 – Remise à l’échelle des distances  $h_{min}$  et  $h_c$  par le nombre de Stokes. Les courbes pour des viscosités supérieures à  $\mu_0 = 5e-6 Pa.s$  s’alignent sur une même courbe dans la zone où la lubrification dans le gaz fait effet. Les viscosités inférieures ne sont pas autant affectées par ce rescaling.

Stokes suffisamment grands. Malgré ces observations nous ne pouvons pas conclure que la lubrification dans le gaz est l’unique mécanisme ou que la viscosité de l’huile ne joue qu’un rôle mineur dans le mécanisme de piégeage de la bulle. Nous affichons en fig 4.33 des données similaires mais réalisées pour une viscosité ( $\mu_0 = 0.002 Pa.s$ ) d’huile inférieure à celle présentée dans la fig 4.31. Les conclusions que nous tirons de ce jeu de données sont similaires à celles énoncées précédemment. Nous ajoutons qu’il n’y a pas de différence notable de comportement, en revanche nous affichons en fig 4.34 des données pour une viscosité 10 fois supérieure ( $\mu_0 = 0.2 Pa.s$ ) à celle initialement présentée. En comparant ces trois séries de données nous confirmons qu’il existe une plage de Stokes pour lesquels la lubrification est un phénomène majeur dans le mécanisme de piégeage de bulle, mais nous remarquons aussi que pour des Stokes plus faibles un autre phénomène doit intervenir. Par ailleurs nous observons de légères différences entre les courbes obtenues pour les différentes viscosités. Nous rappelons que les viscosités choisies ne font intervenir que des valeurs pour lesquelles le comportement de l’impact est similaire conformément aux résultats présentés en fig 4.30. Nous pouvons maintenant quantifier ces différences et rechercher l’effet de la viscosité de l’huile. Dans un premier temps nous affichons en fig 4.35, 4.36a et 4.36b le temps d’impact, les rayons du disque de gaz à l’impact et la hauteur sous le centre de la goutte  $h_c$  pour une viscosité du film d’huile de  $0.02 Pa.s$ .

Nous comparons ces données à celles issues des impacts sur solide, pour ces trois mesures nous observons un alignement des points liquides et solides mais décalés d’un préfacteur différent. Comme nous l’avons observé précédemment, les temps d’impacts sur liquide sont retardés, mais ils suivent bien un alignement en  $St^{2/3}$ . Nous avons aussi vu que les simulations avec des nombres de Stokes inférieurs à  $\approx 10^{-5}$  suivaient moins bien les rescaling en  $St^{2/3}$ . Cependant au regard de nos données nous n’observons pas de changement de pente significatif pour le moment à l’exception du point en  $St = 10^{-6}$  sur lequel nous reviendrons ultérieurement. L’analyse des courbes des rayons confirme les résultats précédents, nous rappelons qu’à l’instar des impacts sur solide la mesure des rayons étant faite après la mesure du temps d’impact cette dernière souffre d’une plus grande sensibilité aux incertitudes de mesure. Comme nous l’avons précédemment évoqué la mesure la

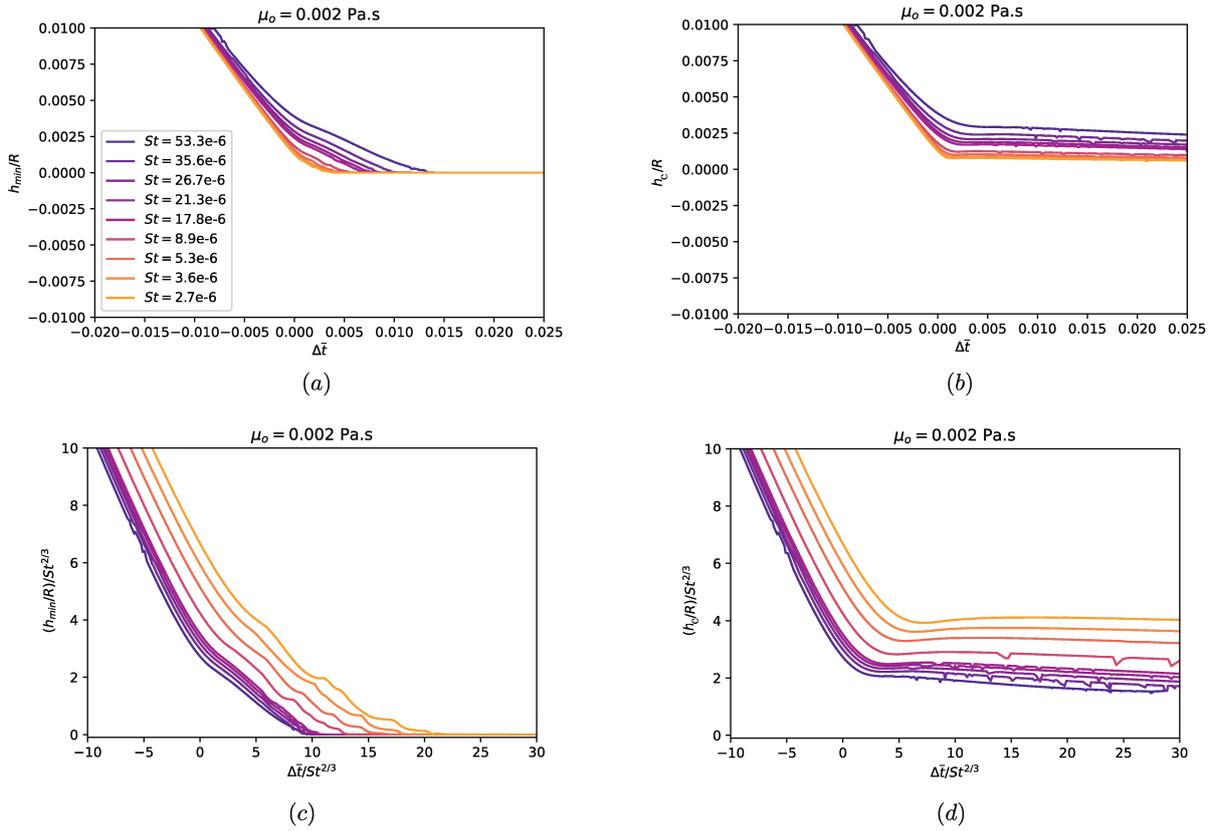


FIGURE 4.33 – Tracés des jeux de données obtenus pour une viscosité du film d’huile égale à celle de la goutte  $\mu_o = \mu_w = 0.002 \text{ Pa.s}$ . En (a) et (b) nous affichons les données brutes issues des simulations. En figure (c) et (d) nous effectuons une remise à l’échelle en fonction du nombre de Stokes.

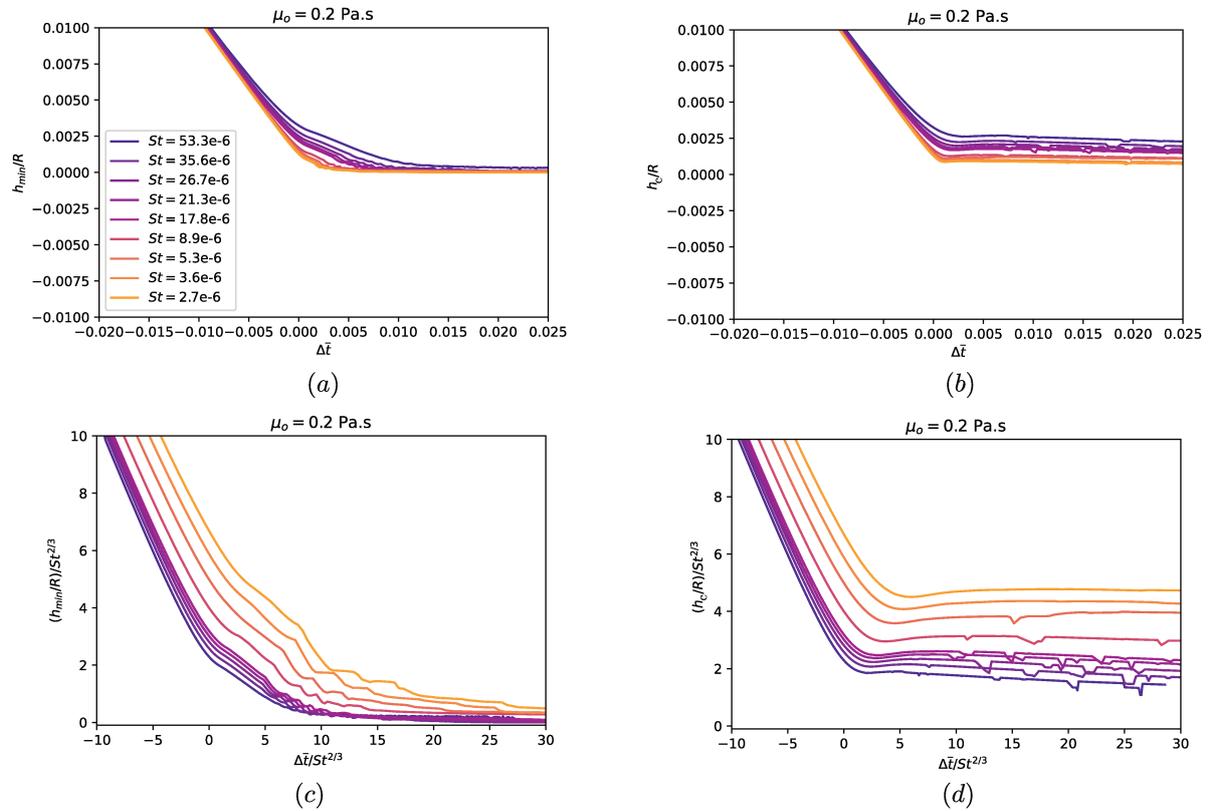


FIGURE 4.34 – Tracés des jeux de données obtenus pour une viscosité du film d’huile égale à 100 fois celle de la goutte  $\mu_o = 100 * \mu_w = 0.2 \text{ Pa.s}$ .

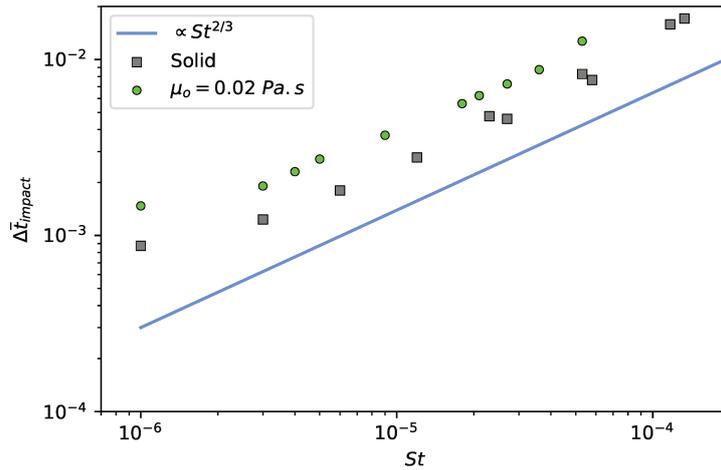
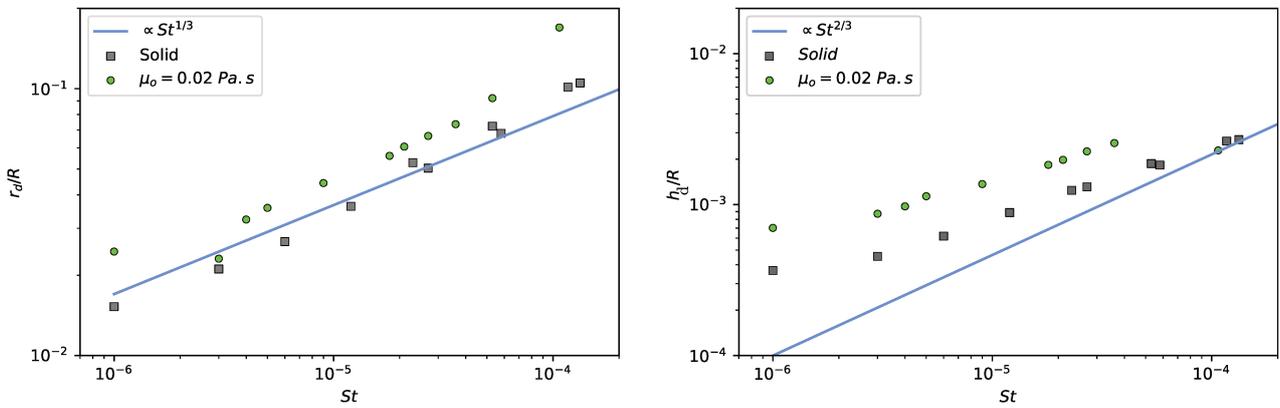


FIGURE 4.35 – Temps d’impact adimensionné en fonction du nombre de Stokes. Nous obtenons un alignement correct avec la pente en  $St^{2/3}$  mais aussi avec les données d’impact sur solide. Nous remarquons un décalage constant entre les données solides et liquides, ces dernières ont des temps d’impact plus lents.



(a) Rayon du disque de gaz mesuré au moment de l’impact. Nous remarquons des variations similaires entre les impacts sur liquide et sur solide.

(b) Mesures des épaisseurs de gaz sous le centre de la goutte ( $h_d$ ). Les données liquides suivent les mêmes tendances que celles obtenues pour des impacts sur solide.

FIGURE 4.36 – Mesures des rayons d’impact et des épaisseurs des films de gaz sous la goutte au moment de l’impact pour un film de viscosité  $\mu_o = 0.02 \text{ Pa.s}$  et d’épaisseur initiale de référence de  $h_{0,init} = 0.3 \text{ mm}$ .

plus fiable que nous avons est celle de  $h_c$  (voir section 4.3.2). Néanmoins les résultats présentés confirment les précédentes analyses du temps d’impact et du rayon. Nous observons donc une tendance en  $St^{2/3}$  (resp  $St^{1/3}$  pour le rayon) mais décalée d’une constante. Plusieurs questions autour de cette constante peuvent être soulevées. Ce décalage dépend-il de la viscosité du film d’huile? Le changement de comportement observé lors des rescaling en  $St^{2/3}$  sont-ils aussi visibles au travers de cette constante? Est-ce réellement une constante ou est-ce une fonction du Stokes et de la viscosité de l’huile?

Pour continuer nous devons avoir une vision plus globale des résultats obtenus, nous affichons en fig 4.37 l’ensemble des mesures de  $h_d$  pour différents Stokes et différentes viscosités. Analysons le comportement global, en prime abord l’ensemble des points s’aligne bien avec la référence en  $St^{2/3}$ . Par ailleurs en analysant plus finement nous observons que les viscosités les plus élevées (triangle orange) sont bien les points les plus proches de ceux du cas solide mais uniquement dans une certaine partie du graphe. Cette observation est valable pour les nombres de Stokes supérieur à  $10^{-5}$ , dans cette gamme nous observons une stratification par viscosité, plus la viscosité est petite, plus  $h_d$  est grand et donc éloigné du cas de référence solide. Nous avons déjà observé une différence de comportement autour des nombres de Stokes  $\approx 10^{-5}$ . Nos observations nous avaient déjà confirmées que la lubrification dans le gaz était bien un phénomène dominant dans le piégeage de la bulle pour les  $St > 10^{-5}$  ce qui correspond exactement aux observations que nous faisons ici. De plus la stratification des résultats par viscosité conforte l’idée que la viscosité du film d’huile joue néanmoins un rôle dans cette région. De l’autre côté du graphique nous observons une inversion de la stratification par viscosité. Maintenant les viscosités les faibles conduisent à des longueurs de  $h_d$  plus petites que pour les grandes

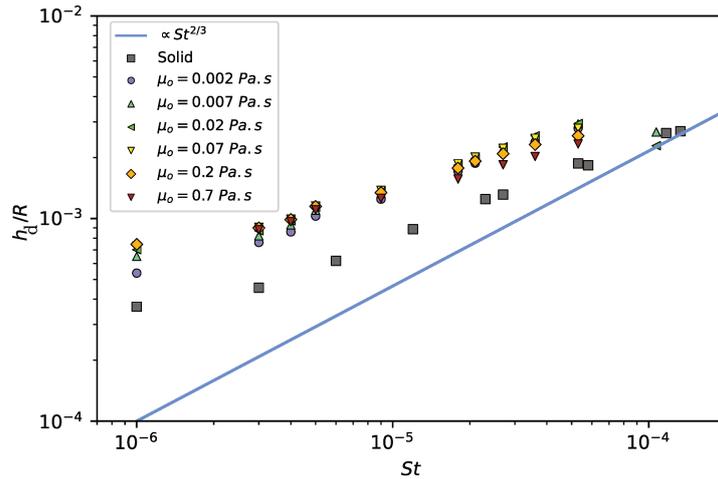


FIGURE 4.37 – Affichage des données de  $h_d$  pour différentes viscosités de film d’huile allant de 1 fois à 350 fois celle de l’eau de la goutte. Nous comparons ces résultats avec les données issues des impacts sur solide (étoiles noires) et nous affichons la pente en  $St^{2/3}$  caractéristique de la domination du phénomène de lubrification dans le piégeage des bulles.

viscosités. Ce résultat est contre intuitif et va à l’encontre de notre hypothèse de départ stipulant que plus la viscosité est élevée, plus l’impact doit être semblable au cas solide quelque soit le nombre de Stokes. Cette constatation ne peut s’expliquer que par la présence de l’huile dont la viscosité varie. Cette analyse permet d’établir que la longueur  $h_d$  dépend d’une part du nombre de Stokes et de la viscosité de l’huile. Nous pouvons en fait exprimer  $h_d$  tel que :

$$h_d = f\left(\frac{\mu_g}{\mu_o}, St\right) \quad (4.20)$$

Avec  $f$  une fonction à déterminer. A l’instar de l’étude sur solide nous pouvons désormais vérifier la robustesse des hypothèses conduisant aux lois d’échelle en fonction du nombre de Stokes. Par cette démarche nous pourrions identifier comment la viscosité de l’huile influence la déformation des interfaces, et donc en quoi ces changements opèrent sur la mécanique globale du piégeage de la bulle.

### 4.3.5 Contrôles des hypothèses du modèle

Si la loi d’échelle en  $St^{2/3}$  ne fonctionne pas sur les mêmes plages dans le cas liquide et solide, cela signifie que l’une des hypothèses du modèle sur solide n’est pas totalement respectée ou qu’un autre phénomène du même ordre de grandeur vient s’y ajouter. Pour ce faire nous allons vérifier les hypothèses du modèle en nous basant sur nos mesures. A l’instar de la section 4.2.9 pour le cas solide nous allons étudier chacune des hypothèses pour établir l’origine des différences observées lors du piégeage dans la section précédente 4.3.3

#### Etude du rayon

La définition du rayon que nous avons donné se base sur la distance radiale du dimple au centre de la goutte. Pouvons nous utiliser cette même définition dans le cas liquide? Nous observons une déformation de l’interface eau/gaz mais aussi une modification de la topologie de l’interface huile/gaz. Nous définissons alors le rayon du disque de gaz comme étant la distance à laquelle nous mesurons  $h_{min}$ . Dans les faits cette distance est équivalente à celle des données du rayon du dimple dans l’eau.

Nous comparons maintenant les rayons obtenus pour des séries de mesures à viscosité constante fig 4.38. Le comportement des rayons suit bien une loi en racine carrée des échelles de distances verticales. L’argument utilisé dans le cas solide est lui aussi valide dans le cas des impacts sur liquide. A l’instar des mesures sur les distances verticales  $h_{min}$  et  $h_c$  nous remarquons que la remise à l’échelle fonctionne mieux pour des nombres de Stokes supérieurs à  $10^{-5}$ .

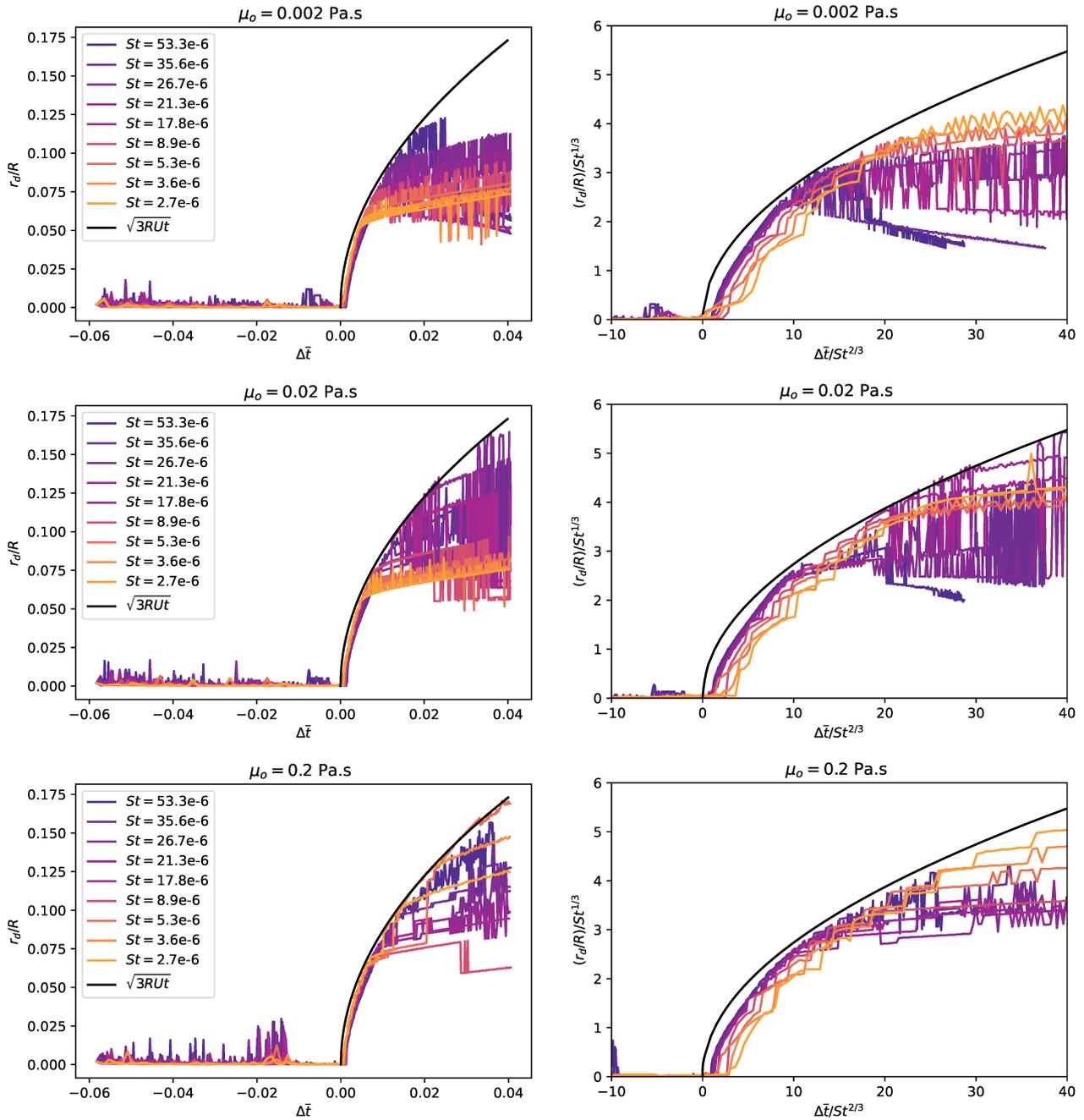


FIGURE 4.38 – Tracés des rayons du dimple à différentes valeurs du nombre de Stokes. Sur les courbes de droite nous comparons les données brutes avec la courbe de référence  $\sqrt{3RUt}$  correspondant au scaling géométrique utilisé pour valider l'argument sur le rayon. Les courbes de gauche représentent les mêmes jeux de données mais normalisés par le nombre de Stokes.

### Étude de l'argument sur $Ut$

Le contrôle de l'argument sur la distance verticale est lui beaucoup plus difficile à effectuer. En effet pour mesurer la taille de la cavité créée par le dimple dans le cas solide, nous l'avons naturellement défini par la différence entre  $h_{min}$  et  $h_c$ . Dans le cas d'un impact sur liquide nous observons une déformation dans les deux interfaces liquides et donc la création potentielle de deux dimples. Ainsi le volume du disque de gaz au moment de l'impact peut se comprendre comme la somme des volumes des deux cavités : l'une crée par la déformation de l'eau et l'autre par celle de l'huile. Commençons par une observation simple de la distance des interfaces par rapport à la frontière de référence. Dans la littérature Fudge et al. [39] ont démontré que la vitesse d'une goutte tombant sur un film liquide était égale à la moitié de la vitesse initiale. Nous retrouvons ces comportements, au début la goutte chute à la vitesse  $U$ , dès lors que la lubrification commence la vitesse diminue et suit une évolution en  $\frac{1}{2}U$ . Ainsi nous pouvons confirmer l'hypothèse  $h \propto Ut$ . Le préfacteur  $\frac{1}{2}$  ne

rentre pas dans la considération en loi d'échelle que nous réalisons ici. Précisons maintenant nos mesures en regardant la profondeur des dimples dans l'eau et dans l'huile, nous présentons d'abord fig 4.39 l'évolution temporelle de la position des interfaces d'eau, d'huile et de la distance entre les deux ( $h_w - h_o$ ). Nous observons que lorsque la goutte approche du film d'huile, l'espace entre les deux interfaces est quasiment constant. En revanche nous remarquons que la goutte traverse le "niveau zero" à savoir le niveau initial de l'interface huile/gaz. En effet dans le cas solide la goutte ne pouvant pas traverser la surface elle devait s'étaler radialement, mais ici la déformation de l'interface d'huile permet à la goutte de poursuivre sa chute en dessous du niveau d'huile initial. Pour une meilleure comparaison avec le cas solide nous affichons maintenant la profondeur des cavités créées par les dimples dans les deux liquides (fig 4.40). Cette fois encore nous observons un comportement linéaire en fonction du temps, cependant des différences entre les deux dimples apparaissent. Celui de l'interface d'huile a une évolution beaucoup plus proche d'un déplacement de solide, le niveau de l'interface se déplace à la vitesse  $U$ , ce phénomène dépend nécessairement du nombre de Stokes, ainsi plus la vitesse sera élevée (petit Stokes) plus ce trait sera renforcé. En revanche pour les interfaces d'eau un décalage est observé, l'interface de la goutte est plus sensible aux déformations. Nous montrons en fig 4.29 deux situations pour différentes viscosités, nous remarquons que le bas de la goutte est bien sous le niveau initial de l'huile. Mais nous constatons aussi que pour des faibles viscosités les dimples de l'eau ne ressemblent que peu à ceux observés pour des impacts solides. En effet puisque la déformation de l'huile permet à la goutte de chuter plus longtemps il n'est pas nécessaire de déplacer la même quantité de fluide radialement dans la goutte lorsque l'on compare un impact sur liquide et sur solide au même instant. Cette mesure explique les observations faites en fig 4.29 au début de cette partie. Nous pouvons alors définir que pour un nombre de Stokes donné la déformation de la goutte sera d'autant plus forte que l'huile est visqueuse, a contrario l'interface d'huile se déformera d'autant moins. Finalement de ces mesures nous concluons que l'hypothèse d'une évolution linéaire des tailles de dimples sont cohérentes, cependant nous remarquons aussi que la viscosité du film d'huile joue un rôle important sur les déformations des interfaces liquides.

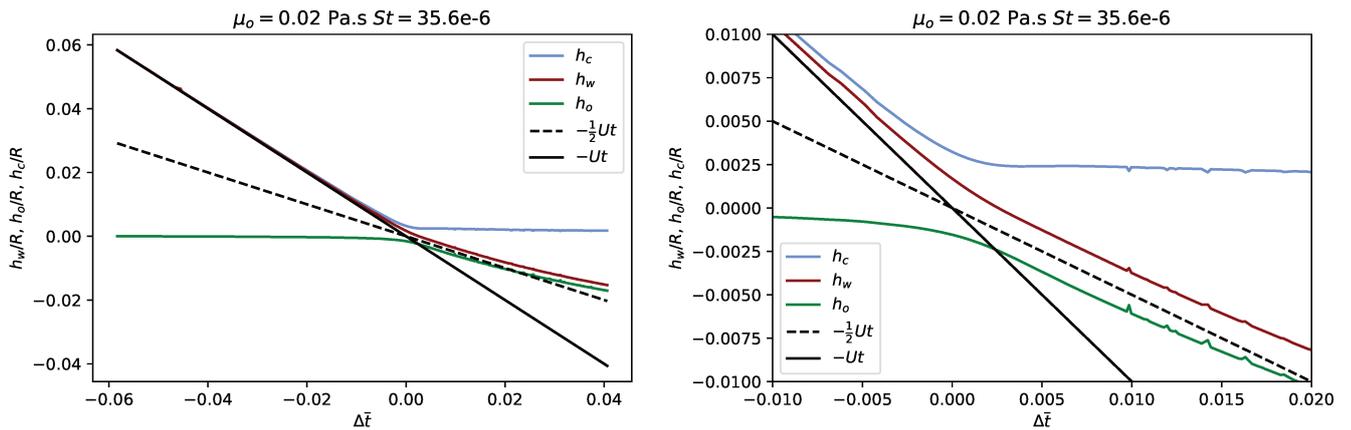


FIGURE 4.39 – Évolution de  $h$ , la distance entre les interfaces d'eau et d'huile au centre de la goutte,  $h_w$  s'interprétant comme la taille de la cavité créée par le dimple de la goutte et  $h_o$  l'équivalent de  $h_w$  dans l'huile.

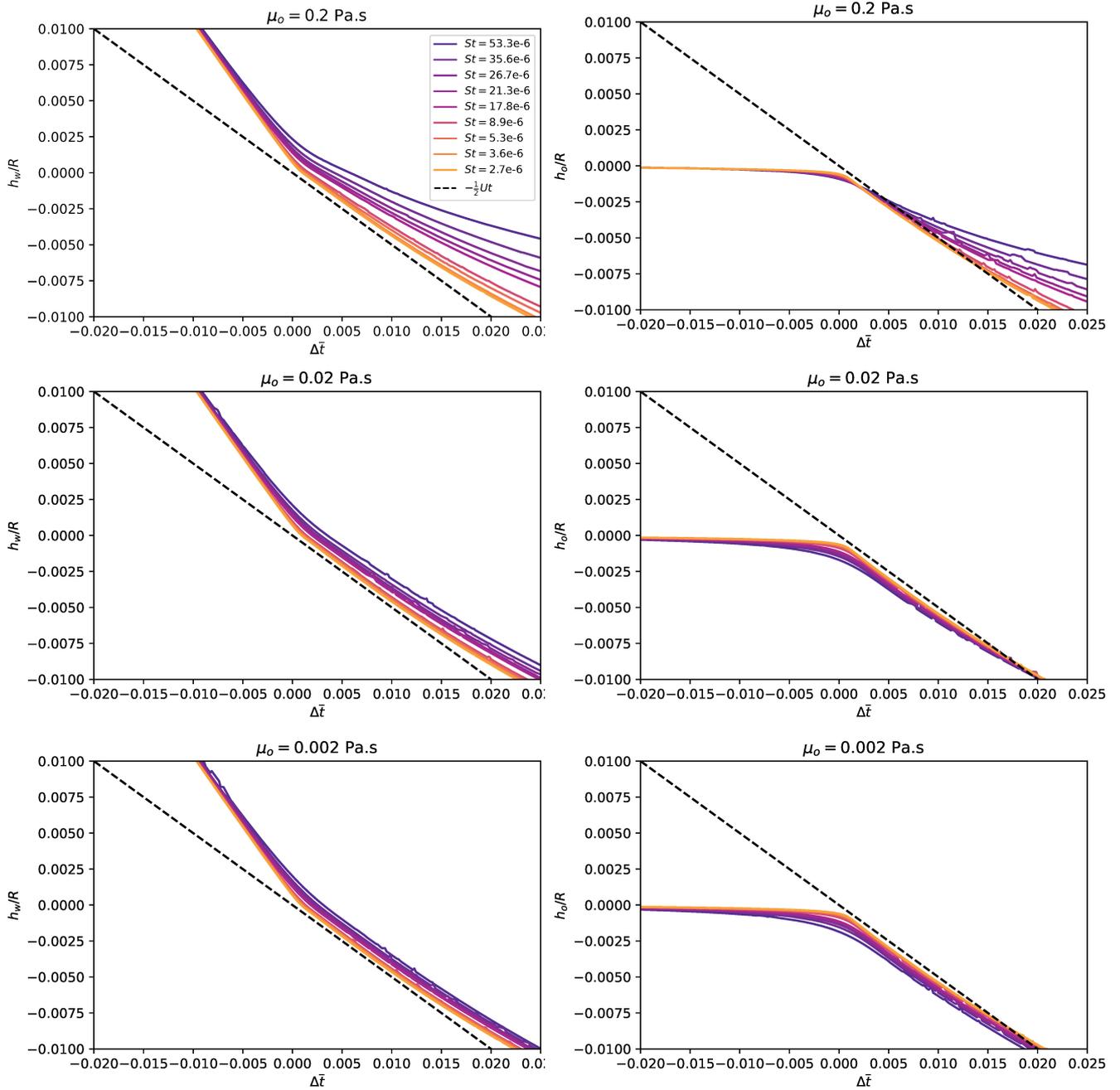


FIGURE 4.40 – Comparaison de la taille caractéristique des cavités créées dans la goutte et dans l’huile dues aux déformations causées par la chute. Dans les deux fluides l’échelle caractéristique est donnée par  $h \approx Ut$ .

### Argument sur la Pression

Les hypothèses concernant les échelles verticales et radiales démontrent une forte corrélation entre la viscosité du film d’huile et la dynamique de l’impact. Bien que des différences majeures apparaissent entre les impacts sur solide et sur liquide, les hypothèses conduisant au scaling en  $St^{2/3}$  sont néanmoins robustes jusqu’à présent. L’étude des relevés de pression doit permettre de confirmer les observations précédentes, et va peut-être apporter sont lot de réponses concernant le mécanisme du piégeage. La fig 4.41 affiche le champ de pression pour un impact à  $St = 5.3 \times 10^{-5}$  sur un film de viscosité  $\mu_o = 0.02 Pa.s$ . A l’instar du cas solide nous retrouvons un gradient radial de pression dans le bas de la goutte, de plus nous détectons aussi un fort gradient dans l’huile. Sans surprise il s’agit d’une différence prévisible entre les deux cas étudiés. En effet le régime de lubrification dans le gaz permet de transmettre l’ensemble des forces normales sur le film d’huile. Dans le cas solide la force imposée du solide vers le gaz est égale à la résistance du support et devrait correspondre à celle exercée par un film d’huile de viscosité infinie. Ceci n’étant pas le cas ici nous observons donc un gradient de pression, ce dernier étant à l’origine des forces permettant le déplacement radial de l’huile. A partir de ces éléments nous pouvons questionner l’intensité des gradients présents dans les trois fluides.

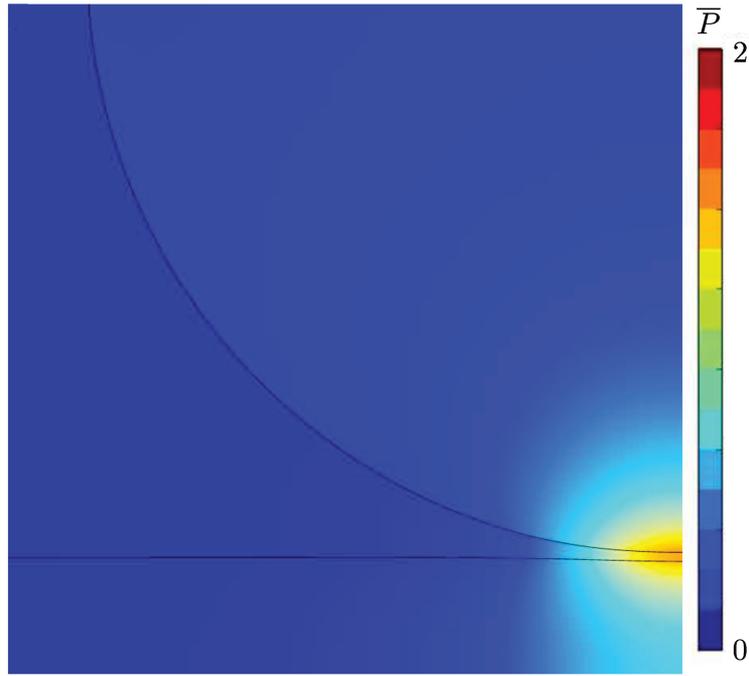


FIGURE 4.41 – Capture d'écran du champ de pression dans les trois fluides. Simulation réalisée pour une goutte de rayon  $R = 1.5 \text{ mm}$  impactant un film d'huile d'épaisseur  $h_o = 0.15 \text{ mm}$ . Le nombre de Stokes associé est de  $St = 5.3 * 10^{-5}$ .

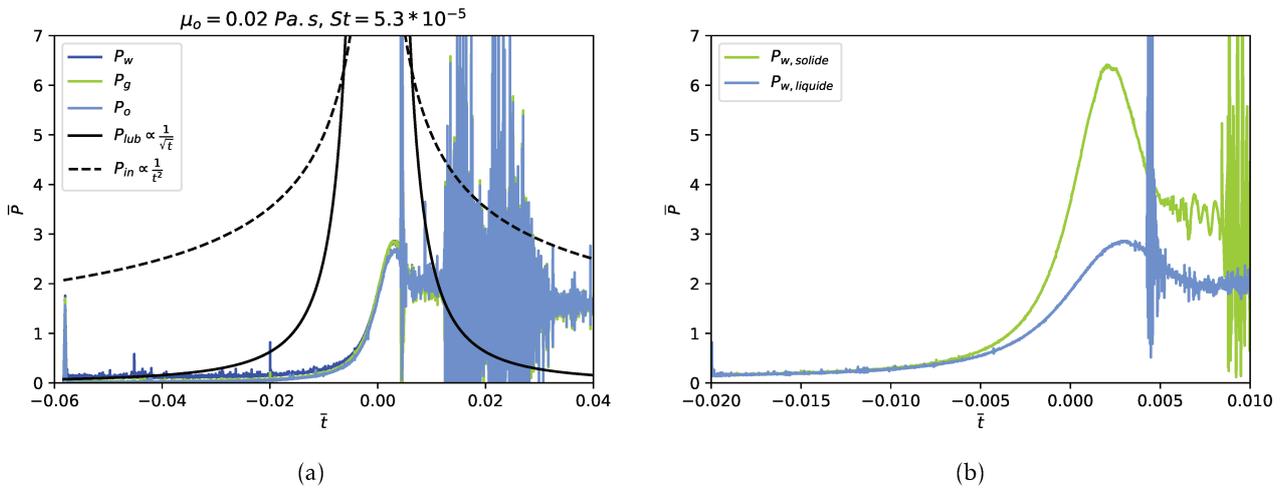


FIGURE 4.42 – Comparaison entre les pressions maximales mesurées dans chacun des fluides ( $P_w$  (eau),  $P_g$  (gaz) et  $P_o$  (huile)) (a). Comparaison entre la pression dans l'eau pour un impact sur solide et sur liquide (b). La mesure est effectuée au même nombre de Stokes. La viscosité de l'huile est de  $\mu_o = 0.02 \text{ Pa.s}$ .

La fig 4.42 (a) affiche les trois pressions maximales relevées sur l'axe de symétrie sous le centre de la goutte. Les trois pressions maximales sont équivalentes et leurs variations rappellent celles obtenues pour les impacts solides. Une comparaison entre ces deux jeux de données est affichée en fig 4.42 (b) (les mesures sont réalisées pour le même nombre de Stokes). La pression maximale obtenue dans l'eau pour l'impact solide est presque deux fois supérieure à celle des impacts sur liquide. De plus les effets de la viscosité du film d'huile sont une fois encore flagrants, plus la viscosité est élevée, plus les maximums de pression se rapprochent de la mesure du cas solide (fig 4.43).

Nous devons maintenant répondre à la question suivante : Est-il correct de supposer que la pression de lubrification dans le gaz est égale à la pression inertielle dans la goutte? Indépendamment des variations de viscosité la présence d'un film liquide autorise la déformation de ce dernier. Que la pression mesurée dans le gaz soit deux fois inférieure dans le cas liquide que dans le cas solide ne remet pas en cause le raisonnement expliquant que la goutte commence à s'étaler radialement lorsque la pression dans le gaz (Pression de lubrification) est supérieure à celle imposée par l'inertie de la goutte.

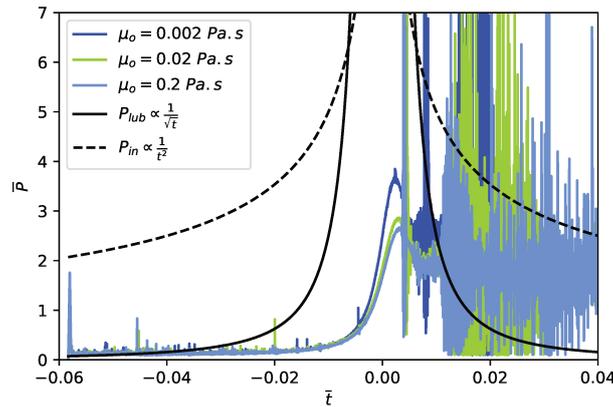


FIGURE 4.43 – Mesure de l'influence de la viscosité sur le maximum de pression dans l'eau.

### Résumé

Nous avons confronté les hypothèses du modèle aux mesures issues des simulations. Bien que nous observions des différences notables entre les impacts sur solides et liquides, les hypothèses sont cohérentes. Nous confirmons ici que la lubrification dans le gaz est le mécanisme majeur dans le piégeage de la bulle. Cependant nous avons affiné notre compréhension concernant les effets de la viscosité dans le film liquide. Dans la partie suivante à partir des observations issues des mesures précédentes nous expliquerons qualitativement et quantitativement l'influence de la viscosité du film d'huile sur les déformations des interfaces et donc sur la dynamique de l'impact.

### 4.3.6 Étude détaillée de la dépendance en viscosité

Dans cette section nous reprenons chacune des parties de ce chapitre pour identifier les éléments importants dans le mécanisme de piégeage. Nous avons observé qualitativement les différences entre les impacts sur films liquides et sur solide (fig 4.25). Nous identifions en particulier l'influence de la viscosité du film d'huile, comme nous avons observé cet effet au début de cette partie sur les impacts sur de l'eau (fig 4.24). Quantitativement nous mesurons un retard pour les temps d'impact caractéristique sur des films liquides comparés au substrat solide (fig 4.37). Chronologiquement pendant l'impact la goutte tombe de manière similaire que le substrat soit liquide ou solide jusqu'à ce que l'épaisseur du film de gaz soit suffisamment petite pour que les effets de la lubrification commencent à avoir lieu. Cette lubrification du film de gaz a pour effet de transmettre toutes les forces normales provenant de la goutte sur le film d'huile. Ainsi le film d'huile lorsqu'il n'est pas encore déformé subit la même force que celle que subit le solide au même instant. Cette force de pression vient donc appuyer sur l'huile qui commence à se déformer. Cependant en se déformant l'huile crée une cavité permettant à la goutte de s'enfoncer d'autant plus facilement. C'est la raison pour laquelle nous observons des champs de pression nettement moins élevés lors des impacts sur films liquides. La résistance du substrat est moins élevée que dans le cas solide, ainsi la quantité de fluide dans la goutte à devoir être évacué radialement est plus faible. Ce déplacement de l'interface d'huile permet aussi d'expliquer les différences dans les formes de gouttes, nous remarquons que plus les viscosités d'huile sont faibles plus les déformations de l'huile sont grandes, alors que la forme de l'interface eau/gaz n'est que peu modifiée 4.29.

Remarquons que déformer le film d'huile implique la création d'un dimple ayant tendance à réduire le temps d'impact, en effet dans ce cas l'interface d'huile se rapproche de celle de la goutte. Conformément à nos mesures cette tendance à réduire les temps d'impact n'est pas dominante face au retard imposé par l'affaissement du niveau d'huile sous la goutte. En résumé la présence d'un film visqueux permet à la goutte de poursuivre sa chute plus longuement, les efforts liés à la lubrification du gaz étant désormais répartis sur deux interfaces déformables. Contrairement aux impacts sur solide la goutte a la possibilité de traverser l'interface initiale du substrat ce qui explique pourquoi nous observons des temps d'impacts plus lents. Pour comprendre le décalage qui existe entre les impacts sur liquide et sur solide nous devons donc considérer le déplacement de l'interface de l'huile. Dans la suite de cette section nous reprendrons les équations de la lubrification et nous chercherons à faire intervenir la déformation de l'interface huile/gaz.

### Ajout de la déformation de l'interface du film

Nous avons confirmé la présence de la lubrification dans le film de gaz comme le mécanisme majoritaire dans le piégeage de la bulle, cependant cette lubrification se fait dorénavant entre deux interfaces mobiles. Nous reprenons donc le même raisonnement que celui de la section 4.2.9 ayant abouti à la construction des

lois d'échelle en fonction du nombre de Stokes. Nous avons défini le contact comme étant l'instant où les forces de pression dans le gaz et celles dans la goutte étaient égales. Nous conservons ici cette définition. Les forces dans la goutte permettant de définir une pression inertielle sont des forces venant s'opposer à la lubrification. Nous avons estimé les forces de lubrification comme étant les forces dans la goutte devaient dépasser pour pouvoir continuer sa chute. C'est pourquoi nous conservons ici l'expression de la pression inertielle dans la goutte rappelée ci-dessous :

$$P_{in} \propto \rho_w U^2 \sqrt{\frac{R}{h}} \quad (4.21)$$

En revanche l'estimation de la pression de lubrification doit être modifiée à cause de la présence d'une seconde interface mobile : nous reprenons donc la solution des équations de lubrification rappelée ci-dessous :

$$\frac{dh}{dt} = \frac{1}{12\mu_g} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial P}{\partial r} h^3 \right) \quad (4.22)$$

Supposons désormais que les échelles verticales soient de la forme  $h + \delta\epsilon$ , avec  $\delta\epsilon$  représente la déformation de l'interface huile/gaz sous le centre de la goutte. En conservant les mêmes hypothèses sur le rayon et la pression nous obtenons une nouvelle expression de l'ordre de grandeur de la pression de lubrification :

$$P_{lub} \propto \frac{\mu_g UR}{(h + \delta\epsilon)^2} \quad (4.23)$$

Nous pouvons donc reconstruire une nouvelle loi d'échelle en égalisant les pressions, nous obtenons alors :

$$\left( \frac{h}{R} \right)^3 = St^2 \left( 1 + \frac{\delta\epsilon}{h} \right) \quad (4.24)$$

Tout l'enjeu est désormais d'estimer la distance  $\delta\epsilon$  en fonction de la viscosité. Nous développons ce point dans la partie suivante.

### Estimation de l'enfoncement du film d'huile

Dans la figure 4.40 nous avons, pour trois viscosités d'huile différentes, affiché les positions des interfaces d'eau et d'huile sous le centre de la goutte. Nous souhaitons affiner cette étude en observant une nouvelle quantité :  $\delta\epsilon$  représentant le déplacement vertical l'interface du film d'huile. Les interfaces s'enfoncent d'autant plus que la vitesse d'impact est élevée (petit nombre de Stokes). Ce comportement est ensuite renforcé par la viscosité, plus le film d'huile est visqueux moins l'enfoncement sera profond. Ainsi nous comprenons déjà que l'enfoncement dépend de deux paramètres, le nombre de Stokes et la viscosité de l'huile. Nous cherchons donc à exprimer  $\delta\epsilon$  comme il suit :

$$\frac{\delta\epsilon}{R} = \mathcal{F} \left( \frac{\mu_g}{\mu_o}, St, \frac{\rho_o}{\rho_w}, \frac{\sigma_{og}}{\sigma_{ow}}, \frac{h_0}{R} \right) \quad (4.25)$$

Avec  $\mathcal{F}$  une fonction à déterminer. Pour la suite de nos analyses nous devons mesurer l'enfoncement  $\delta\epsilon$  à l'instant du contact, nous devons ensuite estimer les variations de  $\delta\epsilon$  en fonction des deux paramètres de la fonction  $\mathcal{F}$ . La figure 4.44 présente les évolutions de l'enfoncement en fonction du nombre de Stokes pour des viscosités d'huile variables. La figure 4.45 présente les mêmes données tracées en fonction de la viscosité de l'huile. Nous remarquons une évolution non monotone de l'enfoncement en fonction de la viscosité à Stokes constant où deux régimes se distinguent. Le premier à grand nombre de Stokes où la viscosité ne joue aucun rôle, et un second où la dépendance est linéaire. A ce stade il n'est pas possible d'affirmer que ce comportement est observé quelque soit le nombre de Stokes du fait du faible nombre de mesure dans la gamme de Stokes concernée. Nous remarquons que pour les Stokes les plus faibles seul un régime indépendant de la viscosité est observé. Puisque les gammes d'études dont nous disposons sont cependant peu étendues, la mesure d'une pente par régression linéaire s'effectue avec de grosses incertitudes. Lorsque nous mesurons l'enfoncement à viscosité constante pour différents Stokes nous observons une dépendance linéaire. Nous proposons ici de chercher si un comportement général se dégage à partir de considérations asymptotiques.

### Définition des comportements asymptotiques

1. Comportement lorsque  $\frac{\mu_o}{\mu_g} \rightarrow \infty$

Dans ce cas la viscosité de l'huile est extrêmement élevée, pouvons nous confirmer que le film liquide se comporte bien comme un solide indéformable? La réalité est plus nuancée, nous observons des modifications de la topologie des interfaces même à très grandes viscosités. Calculons le nombre de Reynolds

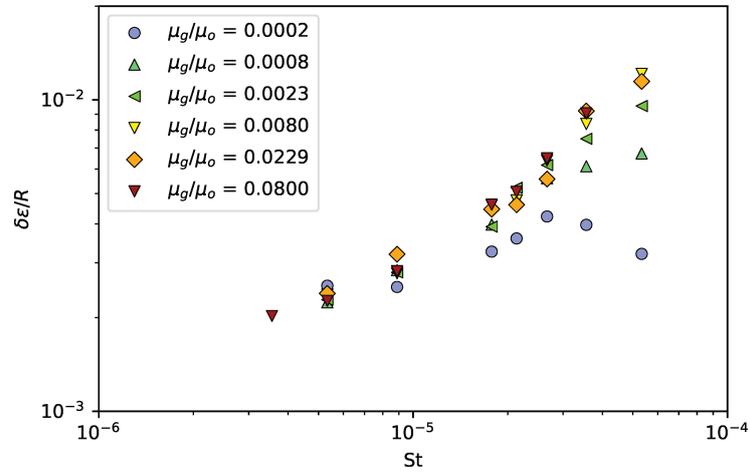


FIGURE 4.44 – Evolution de l'enfoncement en fonction du nombre de Stokes pour différents ratios de viscosité.

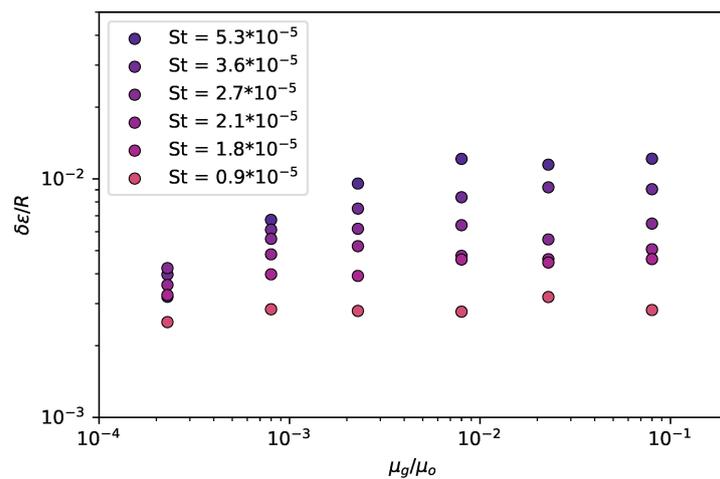


FIGURE 4.45 – Evolution de l'enfoncement en fonction du ratio de viscosité pour différents nombres de Stokes.

associé à l'écoulement radial dans le film d'huile. Pour des grandeurs typiques de l'écoulement et une viscosité 10000 fois supérieure à celle de l'eau nous la comparons avec le ratio des longueurs  $R$  et  $h_o$  ( $\frac{R}{h_o} = 0.1$ )

$$Re = \frac{\rho_o U h_{o,init}}{\mu_o} = \frac{900 * 1 * 3e-4}{20} = 0.0134 < \frac{R}{h_o} \quad (4.26)$$

Nous remarquons qu'en faisant tendre la viscosité du film vers l'infini le film d'huile entre en régime de lubrification, pour déterminer ce régime asymptotique nous devons estimer l'effet de la lubrification dans le film sur l'enfoncement.

$$\frac{\delta\epsilon}{dt} = \frac{1}{12\mu_g} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial P}{\partial r} h_{o,init}^3 \right) \quad (4.27)$$

Nous conservons les mêmes hypothèses sur les rayons, les distances verticales et la pression que précédemment. En introduisant  $t \propto St^{2/3} \frac{R}{U}$ ,  $h \propto St^{2/3} R$  et  $P \propto \rho_w U^2 \sqrt{\frac{R}{h}}$  nous obtenons la relation suivante pour  $\delta\epsilon$  :

$$\frac{\delta\epsilon}{R} \propto \frac{\mu_g}{\mu_o} \frac{h_{o,init}^3}{R^3} St^{-4/3} \quad (4.28)$$

Pour rappel  $h_{o,init}$  représente la hauteur initiale du film d'huile. De plus nous précisons que nous utilisons l'expression de la pression dans la goutte, mais nous aurions pu utiliser la pression de lubrification pour ce calcul puisque  $\delta\epsilon$  est estimé au moment de l'impact, à cet instant les pressions inertielles dans la goutte, et de lubrification dans le gaz sont donc du même ordre de grandeur. Ainsi nous obtenons une nouvelle loi d'échelle pour l'enfoncement dans des fluides peu visqueux :

$$\delta\epsilon \propto St^{-4/3} R \quad (4.29)$$

Nous obtenons donc dans les cas d'impact sur films liquides extrêmement visqueux un scaling de l'enfoncement de l'ordre de  $\delta\epsilon \propto St^{-4/3} R$ .

## 2. Comportement lorsque $\frac{\mu_o}{\mu_g} \rightarrow 0$

Pour ce raisonnement considérons que les effets de la viscosité du film d'huile, sont négligeables devant les effets inertiels, le film d'huile est donc dans le même régime que la goutte. Dans ce cas nous assimilons les variations de  $\delta\epsilon$  tel que :

$$\delta\epsilon \propto St^{2/3} R \quad (4.30)$$

Ces deux comportements asymptotiques nous permettent de borner les mécanismes aux infinis. Nous proposons alors d'utiliser une loi de Padé pour réunir les deux comportements asymptotiques dans une formulation unique. Nous proposons donc d'utiliser une fonction  $\phi$  de la forme :

$$\phi = A \frac{\left(\frac{\mu_g}{\mu_o}\right)^\alpha St^\beta}{B + \left(\frac{\mu_g}{\mu_o}\right)^\delta St^\gamma} \quad (4.31)$$

Avec  $A, B, \alpha, \beta, \delta, \gamma$  des paramètres à définir.

### Détermination des constantes

1.  $A$  et  $B$  sont deux paramètres que nous ajusterons à partir de nos mesures.
2. L'observation des résultats précédents démontre une dépendance linéaire en viscosité (fig 4.44), nous avons donc  $\alpha = \delta = 1$ .
3. Pour des viscosités très élevées nous avons déterminé un scaling en  $St^{-1/3}$ , le comportement de  $\phi$  lorsque la viscosité du film tend vers l'infini est alors décrit par :

$$\lim_{\mu_o \rightarrow \infty} \phi = \frac{A}{B} \frac{\mu_g}{\mu_o} St^\beta \quad (4.32)$$

ce qui impose  $\beta = -4/3$ .

4. Pour déterminer la constante  $\gamma$  nous utilisons les lois d'échelle lorsque la viscosité du film visqueux tend vers zéro le comportement asymptotique associé est celui d'un impact sur solide en  $St^{2/3}$ . La fonction  $\phi$  se simplifie en :

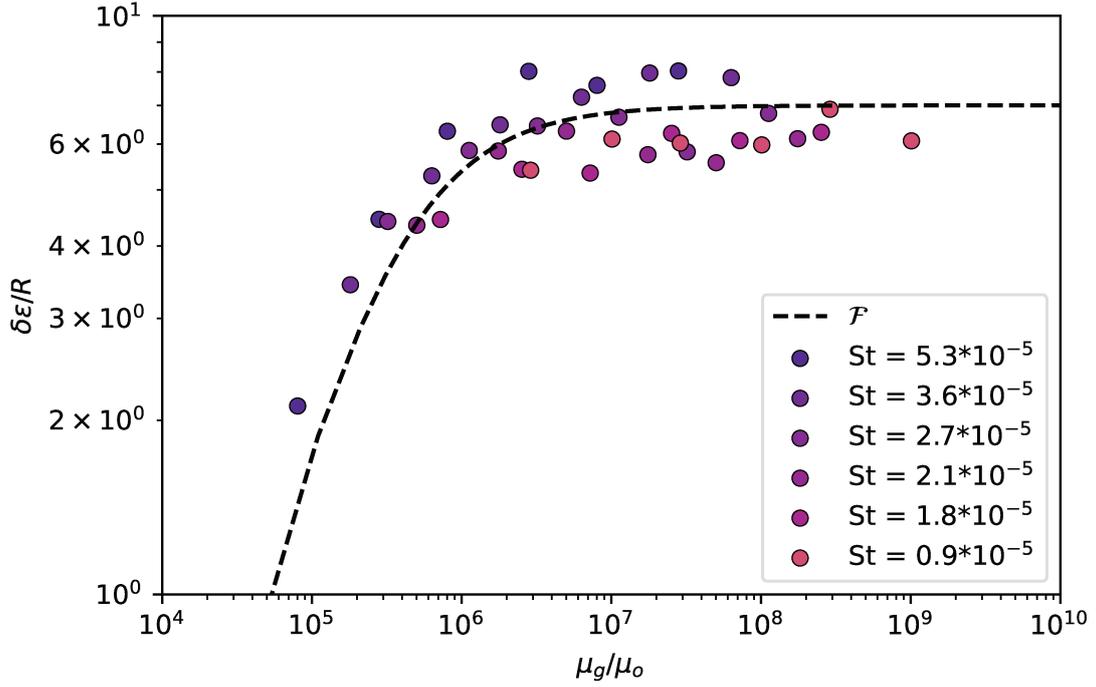


FIGURE 4.46 – Affichage de l'enfoncement remis à l'échelle en fonction des lois asymptotiques définies par la fonction 4.35.

$$\lim_{\mu_o \rightarrow 0} \phi = ASt^{-4/3-\gamma} \propto St^{2/3} \quad (4.33)$$

En utilisant la relation 4.29, nous cherchons  $\gamma$  tel que le comportement asymptotique soit de la forme  $\propto St^{-4/3}$  ce qui impose  $\gamma = -2$

Finalement nous obtenons à partir des comportements asymptotiques une forme de la fonction  $\phi$  :

$$\phi = A \frac{(\frac{\mu_g}{\mu_o})St^{-4/3}}{B + (\frac{\mu_g}{\mu_o})St^{-2}} \quad (4.34)$$

Désormais nous pouvons rescaler les données présentées en fig 4.45 et chercher les meilleurs fits numériques pour les constantes  $A$  et  $B$ . Ces deux constantes contiennent la physique de toutes les variables non étudiées ici par exemple : l'épaisseur du film d'huile ou encore sa densité. La figure 4.46 présente les résultats obtenus avec  $A = 7$  et  $B = 3.10^5$ . Nous observons un bon alignement des données avec la courbe  $\phi$ , la réunion des deux comportements asymptotiques permettent de justifier la distribution des points au travers des différentes gammes de nombre de Stokes et de ratios de viscosité. Dès lors nous proposons la loi d'évolution suivante pour  $\mathcal{F} = \delta\epsilon$  :

$$\frac{\delta\epsilon}{R} = \mathcal{F} = \frac{7 * (\frac{\mu_g}{\mu_o})St^{-4/3}}{3.10^5 + (\frac{\mu_g}{\mu_o})St^{-2}} \quad (4.35)$$

Nous disposons maintenant d'une estimation de l'évolution de l'enfoncement du film d'huile pour différentes viscosités à divers nombres de Stokes. Finalement nous reprenons l'équation 4.24 pour vérifier l'hypothèse formulée au début de ce chapitre : Dans quelle mesure la déformation du film d'huile cause-t-elle un retard dans le mécanisme de piégeage de la bulle ?

**Vers une correction de la loi d'échelle en  $St^{2/3}$  ?**

En couplant les équations 4.24 et 4.35 nous pouvons écrire :

$$\left(\frac{h}{R}\right)^3 = St^2 \left(1 + \frac{C \frac{7 * (\frac{\mu_g}{\mu_o})St^{-4/3}}{3.10^5 + (\frac{\mu_g}{\mu_o})St^{-2}} R}{h}\right) \quad (4.36)$$

Nous pouvons remplacer  $h$  dans le membre de droite par son scaling  $h \propto St^{2/3}R$ , nous simplifions alors l'équation précédente et définissons un Stokes effectif :

$$\left(\frac{h}{R}\right)^{3/2} = St_{eff} = St \left(1 + C \frac{7 * (\frac{\mu_g}{\mu_o}) St^{-2}}{3.10^5 + (\frac{\mu_g}{\mu_o}) St^{-2}}\right)^{1/2} \quad (4.37)$$

Nous définissons alors pour la suite un nombre de Stokes effectif égal au membre de droite de l'équation précédente 4.37 Désormais nous pouvons vérifier si l'hypothèse concernant l'influence de la déformation du film visqueux s'avère être la raison du décalage en temps observé. Pour obtenir les courbes suivantes nous devons ajuster la valeur de la constante  $C$  proposée égale à  $10^{-3}$ . Les points de hautes viscosités pour des Stokes compris entre  $10^{-4}$  et  $10^{-5}$  s'alignent parfaitement sur la même courbe de tendance et sur les points solides (fig 4.47). Pour les autres viscosités ces résultats sont aussi vérifiés et l'alignement en fonction du  $St_{eff}$  reste très bon. En utilisant cette même expression du Stokes effectif nous affichons les résultats pour les temps d'impact et les rayons du disque de gaz en fig 4.48. Nous tirons des conclusions similaires à celles déduites des mesures de  $h_c$ . Nous obtenons un très bon collapse des points liquides sur les points solides. Notons que les données sur le rayons sont les plus bruitées à cause de la méthode de mesure. De manière générale nous obtenons donc que la lubrification du gaz entre la goutte et le film d'huile est bien le mécanisme dominant dans le piégeage de la bulle. A cela nous ajoutons une contribution quantifiant le retard existant entre les impacts solide et liquide dûs à la déformation de l'interface du substrat. Ce retard est non monotone en fonction du nombre de Stokes et de la viscosité et nous proposons une loi dépendant de l'ensemble des variables et paramètres du problème sous la forme de la fonction  $\mathcal{F}$  (eq 4.35). Finalement nous confirmons que la déformation du film d'huile n'est certes pas le mécanisme dominant, masi qui reste d'une importance significative dans la dynamique de piégeage.

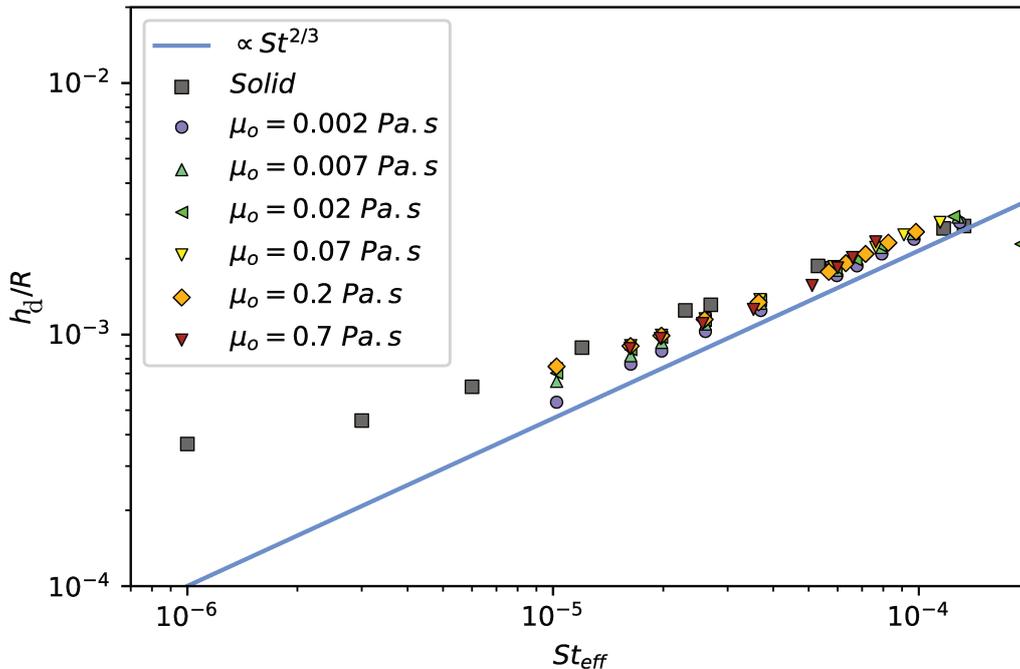


FIGURE 4.47 – Épaisseur du film de gaz sous le centre de la goutte à l'instant du contact en fonction du nombre de Stokes effectif prenant en compte la déformation de l'interface du substrat liquide.

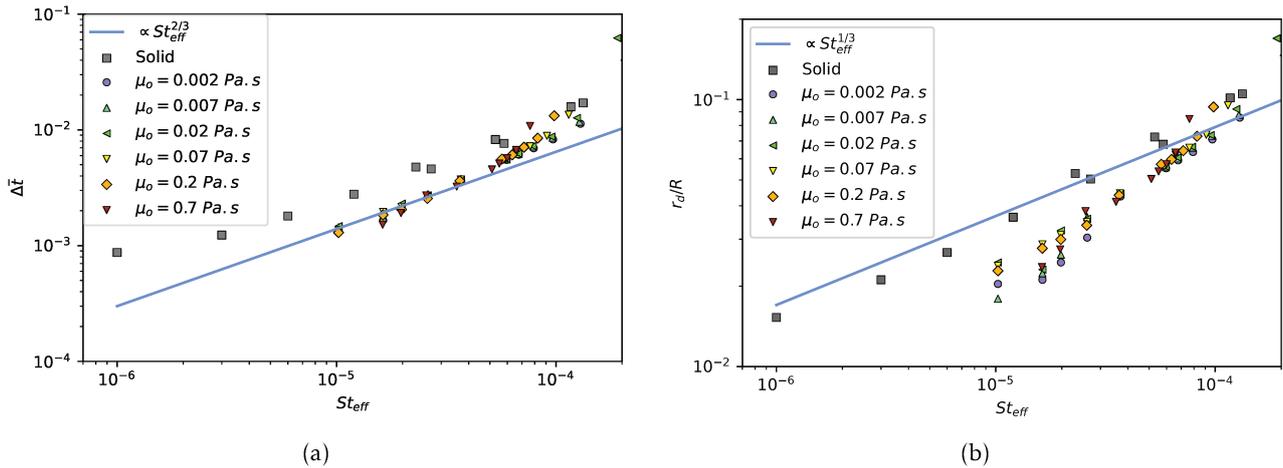


FIGURE 4.48 – (a) Temps d’impact en fonction du  $St_{eff}$ . (b) Rayon des disques de gaz piégés au moment de l’impact.

## 4.4 Conclusions

Dans ce chapitre nous avons interrogé l’influence d’un film mince visqueux sur le mécanisme de piégeage d’une bulle. Nous avons d’abord validé nos simulations en comparant nos résultats avec les données de la littérature. Nous avons confronté et discuté les hypothèses des modèles décrivant les dynamiques de piégeage dans le cas des impacts sur substrat solide. Ces considérations ont permis de servir de référence pour comparer les résultats obtenus pour les impacts sur liquide. Dans un premier temps nous avons observé des différences qualitatives majeures notamment sur la forme des interfaces eau/gaz et huile/gaz au moment de l’impact. Nous observons aussi une forte influence de la viscosité du film liquide sous la goutte. Nous avons ensuite quantifié les différences entre les impacts solides et liquides. Nous avons observé que le mécanisme dominant était toujours la lubrification du film de gaz entre la goutte et le film visqueux, la loi en  $St^{2/3}$  retranscrit bien le mécanisme principal. Cependant la présence d’une seconde interface déformable induit un retard dans les temps d’impacts et s’avère être un élément important dans le problème étudié. Nous avons à partir de considérations physiques et de lois d’échelle proposé une loi permettant de quantifier ces déformations en fonction de la viscosité du film visqueux, puis nous avons montré l’importance de ce phénomène dans la dynamique de piégeage. Finalement nous confirmons que la lubrification du film de gaz et la déformation de l’interface du substrat liquide sont deux mécanismes gouvernant le piégeage de la bulle.



# Chapitre 5

## ... Au temps longs

*Dans ce chapitre nous étudions l'impact aux temps longs. Une goutte peut soit s'étaler sur un substrat (spreading) ou au contraire s'éclater et se diviser en une multitude de gouttelettes (splash). Nous cherchons à identifier quels paramètres contrôlent la transition vers le splash dans le cas d'impacts sur films minces non miscibles*

### Questions

1. Donner une définition simple du splash d'une goutte.
2. Citer deux instabilités étant en partie responsable du splash.
3. Est-il plus facile de splasher sur une piscine profonde ou un film mince?
4. Le mouillage de l'eau sur l'huile a-t-il une influence sur la transition vers le splash?



FIGURE 5.1 – Conformément à la définition précédente cet avion n'a pas splashé. [1]

Réponses

1. Une goutte splash contre un substrat dès lors qu'une gouttelette se détache pendant la phase d'étalement.
2. Les instabilité de Rayley-Plateau et Rayley-Taylor.
3. Les piscines profondes sont plus à même de produire des splash.
4. Pour des nombres de Weber et de Reynolds suffisamment faibles les propriétés de mouillage modifient fortement la forme de l'étalement et du splash.

## 5.1 Introduction

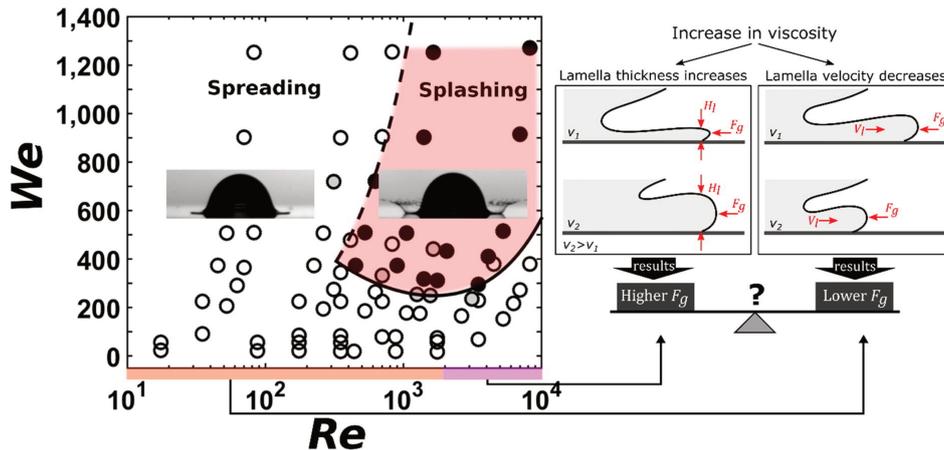


FIGURE 5.2 – Diagramme de phase réalisé par Almohammadi and Amirfazli [5] dans lequel est étudié la transition vers le splash en fonction des propriétés de mouillage de la goutte sur le solide.

Ce chapitre exploratoire décrit la transition entre les régimes de spreading et de splash pour des gouttes d'eau impactant des films minces non miscible. Nous avons constaté dans le chapitre précédent que la présence d'un film d'huile avait des conséquences sur le piégeage de la bulle entre la goutte et le substrat. La question soulevée dans ce chapitre est donc la même. Quels sont les paramètres influents sur la transition vers le splash? Comment le film modifie-t-il les mécanismes du splash? Nous proposons une étude préliminaire dans laquelle nous prendrons pour référence les articles de Almohammadi and Amirfazli [5]. Nous produirons dans un premier temps un des diagrammes de phases comme celui présenté en figure 5.2 pour différentes configurations de mouillage relatif de la goutte sur le film d'huile. Nous rappellerons la définition du splash que nous choisirons pour nos simulations, puis nous présenterons nos résultats et proposerons divers axes de poursuite sur ce sujet.

## 5.2 Splashing ou Spreading : définition d'un phénomène.

Dans ce chapitre nous travaillons avec la même géométrie que celle utilisée dans le chapitre précédent. Nous rappelons en figure 5.4 les grandeurs géométriques et les paramètres physiques importants. Notons que notre étude porte sur le splash, nous attachons une importance particulière à la vitesse d'impact, aux viscosités de l'eau et de l'huile, ainsi qu'aux trois tensions de surface.

### 5.2.1 Explication physique du splash

Une manière classique de définir le splash d'une goutte est l'observation d'un détachement de micro-gouttelettes après le contact. Il s'agit là d'une définition d'un phénomène très complexe, l'origine du splash telle que décrite dans la littérature [95] provient de plusieurs mécanismes. En impactant un substrat le liquide de la goutte est redirigé radialement, une mince corolle se forme alors. Cette dernière peut se déstabiliser à cause d'instabilités de Rayley-Plateau et/ou de Rayley-Taylor (Roisman et al. [98]; Agbaglah and Deegan [3]). Une gouttelette peut donc se détacher très rapidement de la corolle, ce mécanisme est généralement appelé : prompt splash. Au contraire, la corolle peut aussi décoller à cause d'effets aérodynamiques et se déstabiliser plus tardivement, nous parlerons alors de corona splash. Si aucune goutte ne se détache et que la corolle reste proche du substrat il s'agit d'un cas d'un régime d'étalement : le spreading. Ces définitions doivent maintenant être confrontées à la réalité des simulations numériques.

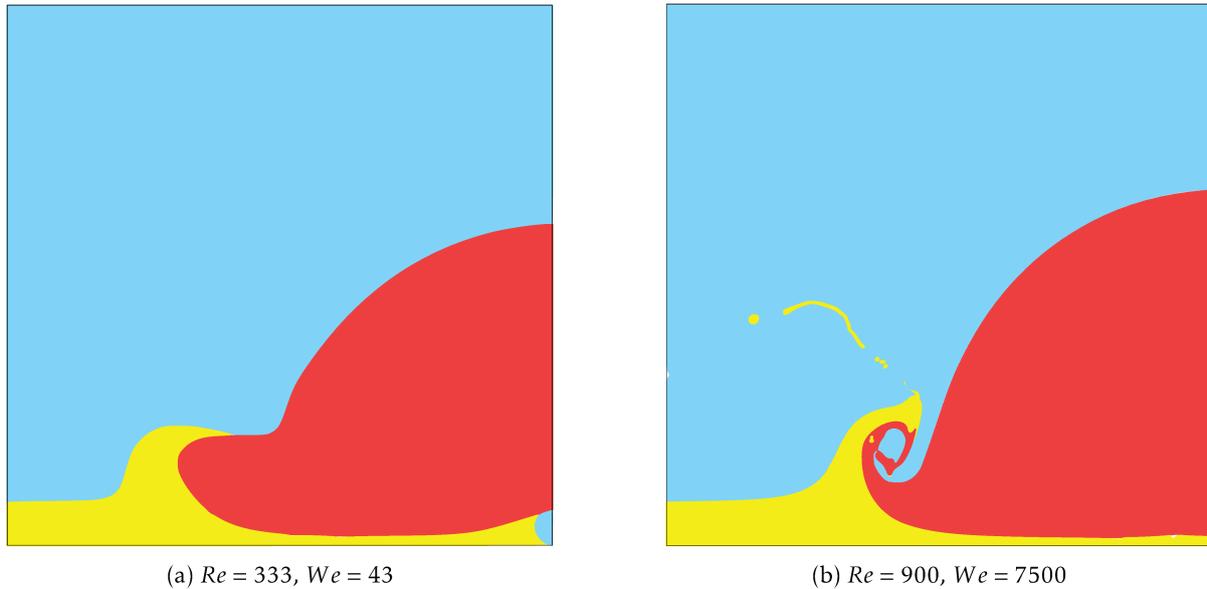


FIGURE 5.3 – La figure de gauche représente un exemple typique de spreading, la goutte s'étale lentement. La figure de droite est représentative d'un splash avec le détachement de gouttelettes après l'impact.

### 5.2.2 Définition numérique du splash

La limite de résolution pour les simulations que nous réalisons est de l'ordre de la taille de la maille. Ainsi lorsque l'épaisseur de la corolle devient inférieure à la taille d'une maille le film liquide a tendance à se briser et créer une gouttelette. Bien que cette rupture ne soit pas due aux instabilités mentionnées dans le paragraphe, elle constitue néanmoins un critère légitime pour définir le splash. Nous retrouvons ici une discussion analogue à celle évoquée dans le chapitre 4 section 4.2.8. Nous avons introduit une distance de coupure  $\lambda$  à partir de laquelle nous considérons que la goutte était entrée en contact avec le substrat. La définition est identique ici avec  $\lambda = \Delta x$  avec  $\Delta x$  la taille de la plus petite maille du domaine. Ce critère permet d'identifier à coup sûr un splash dans nos simulations (fig 5.5).

Cependant comment différencier un corona splash d'un spreading? Nos simulations étant 2D axisymétriques, nous ne pouvons capturer les instabilités 3D qui déstabilisent la corolle. De plus le critère d'arrêt des simulations est temporel, elles sont stoppées au delà d'une certaine durée. Nous avons fait ce choix dans un premier temps afin de pouvoir générer rapidement de nombreuses données permettant de construire une intuition et d'identifier certaines tendances. C'est pourquoi nous avons procédé à un examen manuel de chacune des simulations afin de déterminer si la corolle avait tendance à se redresser ou plutôt à continuer en spreading (fig 5.6). Ainsi si nous observons un point d'inflexion dans la courbure du front de propagation nous estimons qu'un splash va se produire, il s'agit donc d'un corona splash.

## 5.3 Splashing ou Spreading : définition d'un phénomène.

Les résultats présentés dans ce chapitre n'en sont qu'à leur stade préliminaire, nous n'illustrons que des tendances et nous proposons une marche à suivre afin de progresser dans notre étude. A notre connaissance il n'existe pas de travaux similaires à ce jour, nous devons donc comparer nos résultats avec des études proches tels que les impacts sur solide [28] ou des études sur les effets de la miscibilité des fluides lors d'impact sur liquide [18?]. Les travaux proposés par Almohammadi and Amirfazli [5] décrivent l'influence de la propriété de mouillage lors d'un impact sur solide. Une première étape serait donc de réaliser une série d'impacts sur solide en changeant les propriétés de mouillage afin de comparer nos simulations avec des études expérimentales. Pour ce faire nous avons abordé dans le chapitre 2 des méthodes permettant de changer les angles de contact à la paroi du domaine de calcul. A ce jour ces simulations n'ont pas encore été réalisées. Dans un second temps des séries d'études pour des impacts sur des films minces miscibles, nous servirait de cas de référence pour l'étude de la transition vers le splash. Nous souhaitons dans ce chapitre comprendre l'influence des propriétés de mouillage, deux nombres sans dimension interviennent alors :

$$We = \frac{\rho_w U^2 D}{\sigma_{wg}} \quad Re = \frac{\rho_w U D}{\mu_w} \quad (5.1)$$

Avec  $D$  le diamètre de la goutte. Pour étudier à nombre de Weber fixé les effets du mouillage à différents Reynolds, nous devons nécessairement faire varier les propriétés de la goutte, par exemple la viscosité. Ici nous

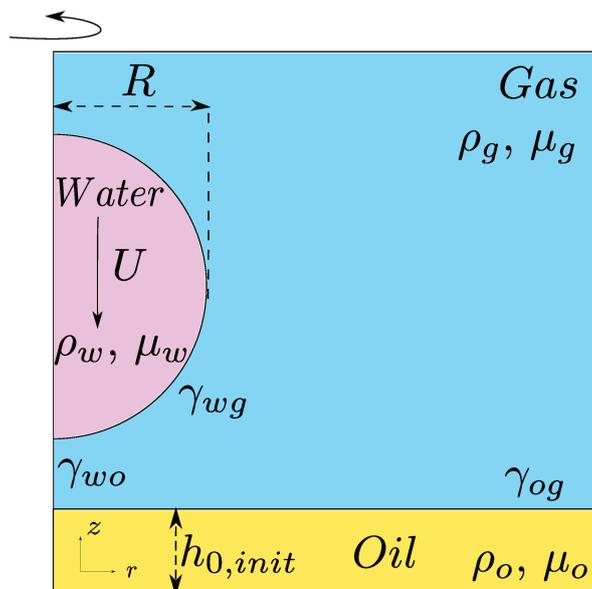


FIGURE 5.4 – Schéma récapitulatif de la géométrie utilisée et des grandeurs importantes à considérer. (identique à celui du Chapitre 4)

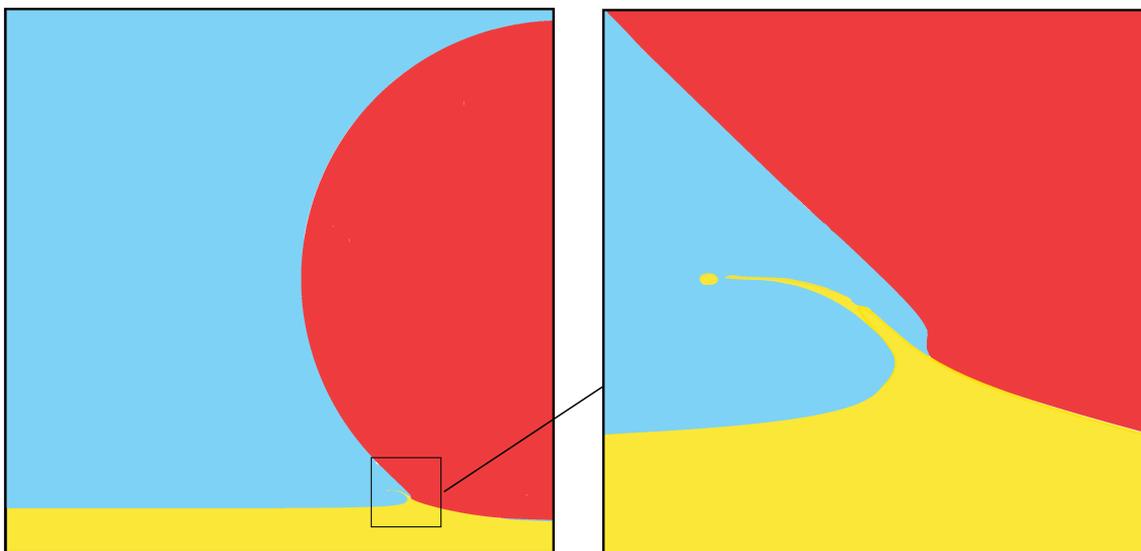


FIGURE 5.5 – Illustration d'un prompt splash, la goutte impacte le substrat d'huile, des projections de gouttelettes apparaissent sous la goutte

nous intéressons au mouillage relatif des trois fluides. Une étude préliminaire sur l'influence de la viscosité du fluide impactant sur le splash permettrait de mieux situer nos travaux. Ces résultats n'étant pas disponibles pour le moment, nous proposons nos premières données concernant les effets du mouillage sur la transition vers le splash dans les paragraphes suivants.

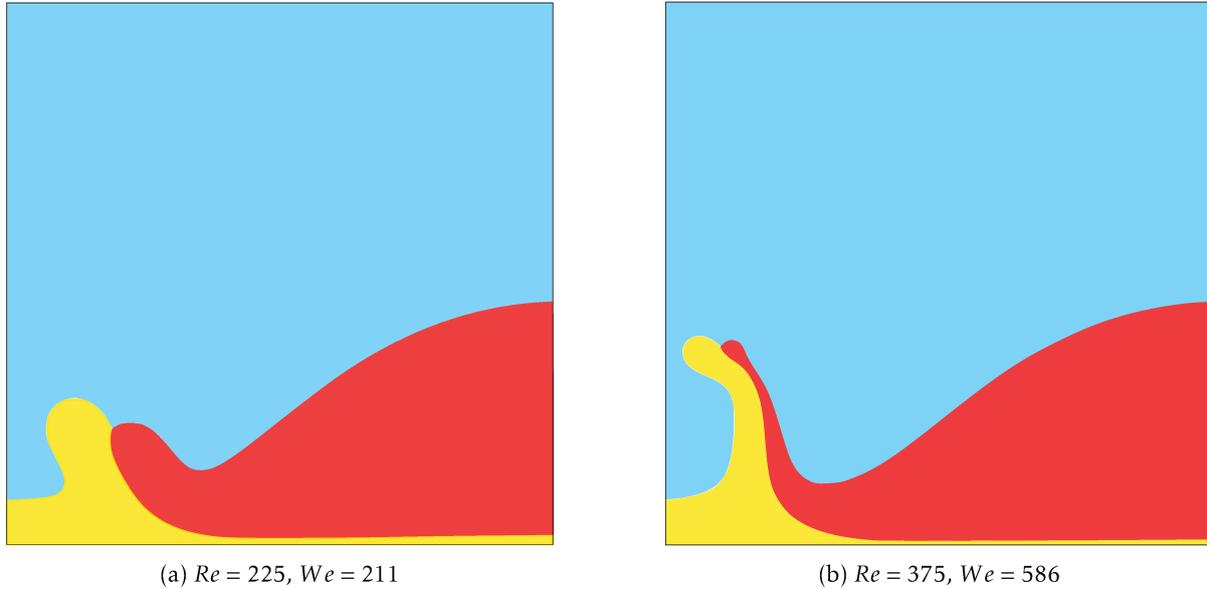


FIGURE 5.6 – Comparaison entre une situation de spreading (a) et de corolle (b). Dans la corolle un bulbe se crée en conséquence de l’amincissement de son épaisseur en un point donné.

## 5.4 Impact sur un film mince non miscible

Pour rappel nous avons expliqué dans le premier chapitre section 1.7 la différence entre un point triple stable et instable. Dans ce chapitre nous choisissons des configurations situées à la frontière de la stabilité, mais où le point triple est toujours une solution de l’équilibre statique.

### Impact d’une goutte mouillant le substrat

Nous commençons par une situation dans laquelle la goutte d’eau a tendance à s’étaler sur l’huile. Les valeurs de tensions de surface choisies sont les suivantes :

$$\sigma_{wg} = 0.070 Pa.s \quad \sigma_{go} = 0.032 Pa.s \quad \sigma_{wo} = 0.039 Pa.s \quad (5.2)$$

Nous obtenons les angles d’équilibre statique suivants :

$$\theta_w = 171.29^\circ \quad \theta_o = 19.35^\circ \quad \theta_g = 169.36^\circ \quad (5.3)$$

La transition vers le splash est décrite dans la littérature comme dépendant de deux nombres sans dimension, le Reynolds et le Weber [77] mais il n’existe pas à notre connaissance d’étude de l’influence des mouillages relatifs entre les fluides sur le splash. Nous présentons donc nos résultats en fig 5.7 sous la forme d’une diagramme de phase. Nous y voyons trois zones distinctes représentant les prompts splash, les corolla et les spreading. L’organisation du diagramme est similaire aux résultats disponibles dans la bibliographie pour des impacts sur solides [5]. Bien que l’outil numérique permette d’accéder à des couples  $Re, We$  difficiles à atteindre expérimentalement, nous faisons face à certaines limites. En effet lorsque les gradients de viscosité ou de vitesse deviennent très importants les temps de résolution sont eux aussi augmentés. C’est pourquoi certaines parties du diagramme de phase ne sont pas accessibles. Nous pouvons maintenant comparer ce diagramme avec une situation de mouillage différente.

### Mouillage partiel de l’eau sur le substrat

Nous avons réalisé deux autres séries de mesure, une pour un mouillage partiel de l’eau sur l’huile et une autre pour une situation quasi non mouillante. Cependant durant la réalisation des diagrammes de phase nous n’avons pas observé de changement significatif. En revanche la dynamique des splash et la forme des corolles est très impactée. Nous présentons donc en figure 5.8 les résultats obtenus pour les jeux de tension de surface suivants :

$$\sigma_{wg} = 0.032 Pa.s \quad \sigma_{go} = 0.070 Pa.s \quad \sigma_{wo} = 0.039 Pa.s \quad (5.4)$$

Avec les angles d’équilibre statique suivants :

$$\theta_w = 19.35^\circ \quad \theta_o = 171.29^\circ \quad \theta_g = 169.36^\circ \quad (5.5)$$

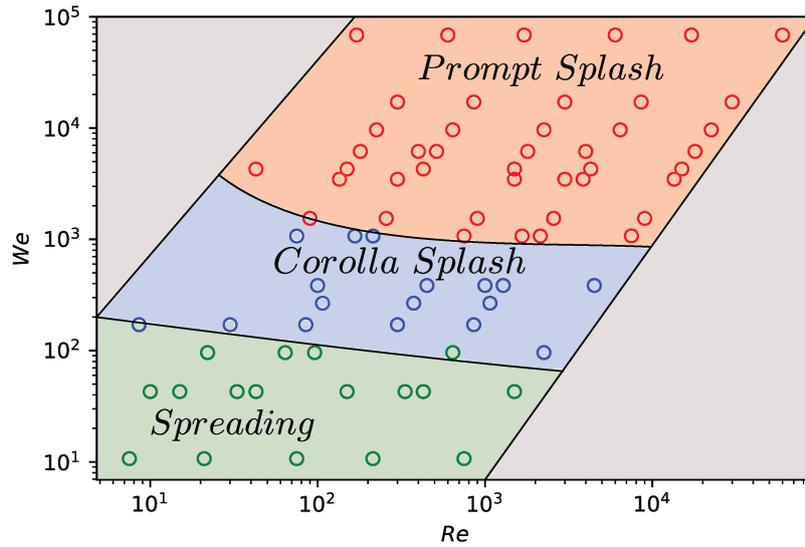


FIGURE 5.7 – Diagramme de phase obtenu pour une situation où l’eau mouille l’huile. Les zones associées aux différentes régions sont à titre indicatives et ne représentent pas une frontière exacte.

S

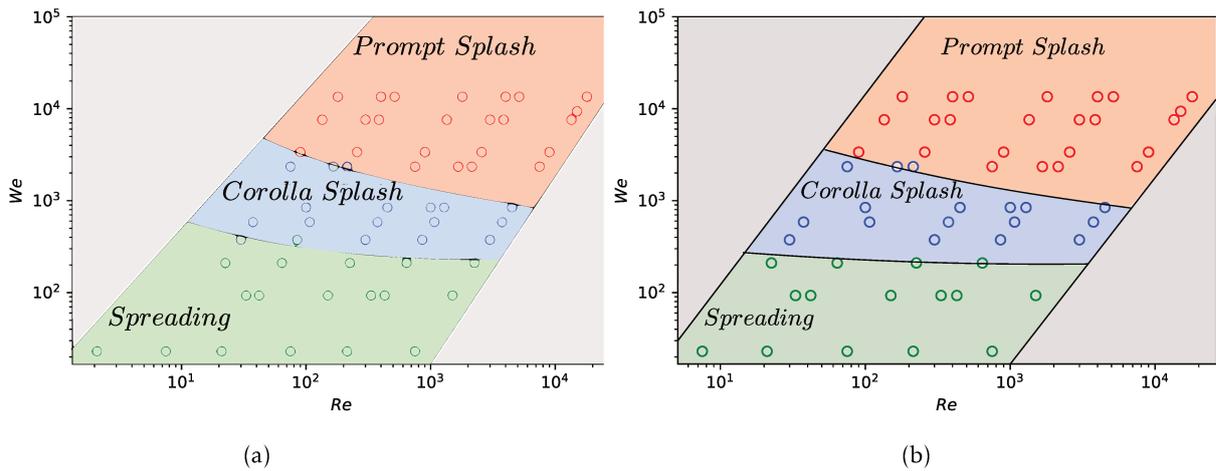


FIGURE 5.8 – Diagramme de phases dans une situation intermédiaire (a) où l’eau ne mouille que partiellement l’huile. (b) Diagramme pour une situation non mouillante de l’eau sur l’huile.

Nous observons la même organisation que dans le diagramme précédent. Cependant des différences se font remarquer à bas Reynolds, en effet la transition vers le splash semble se réaliser à plus haut nombre de Weber, lorsque l’eau ne mouille pas l’huile. Nous observons une tendance similaire pour la transition corolle/prompt splash.

**Résumé :** Compte tenu de nos premiers résultats, nous proposons l’hypothèse suivante : Les transitions vers le splash se font à plus bas nombre de Reynolds et Weber lorsque le mouillage du liquide impactant sur le substrat tend vers une situation de mouillage total. Notons que les courbes précédentes ont été tracé en utilisant le Reynolds de la goutte mais le nombre de Weber associé à l’interface eau/gaz. Sachant que nous étudions les propriétés de mouillage de l’eau sur l’huile, l’influence de ce paramètre doit aussi être envisagée.

N’ayant pas d’autres mesures plus précises à notre disposition actuellement nous proposons dans la suite de ce chapitre de nous concentrer sur certaines situations particulières, dans lesquelles nous observons des structures et motifs originaux.

## 5.5 Études de cas : Comment le mouillage de l'eau sur l'huile affecte la géométrie des splashes?

Nous présentons trois différentes séries d'impacts pour illustrer différents mécanismes.

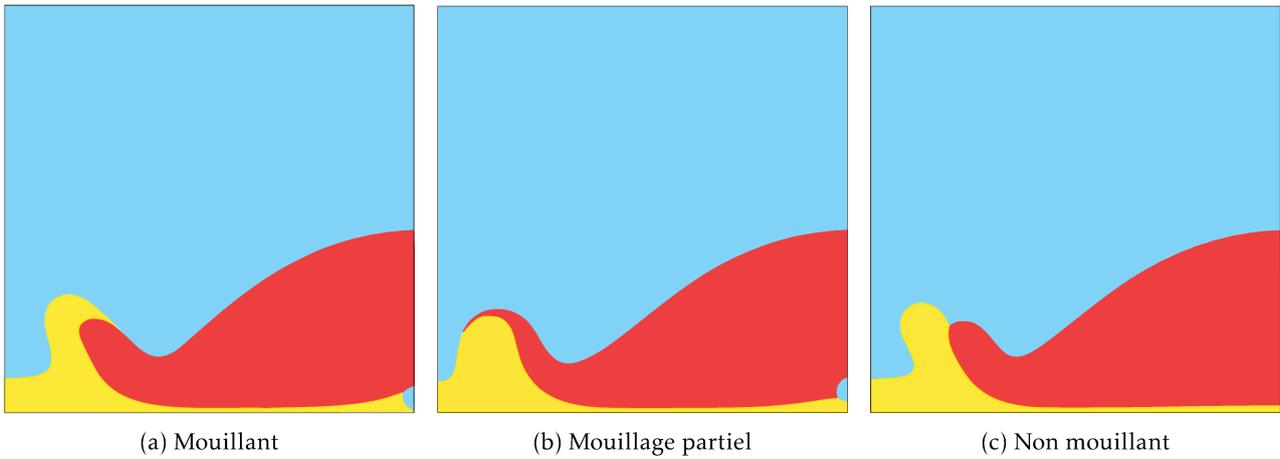


FIGURE 5.9 – Impact d'une goutte d'eau de viscosité  $\mu_w = 0.02 \text{ Pa}\cdot\text{s}$  à la vitesse  $V = 1.5 \text{ m/s}$ . Nous observons un spreading.  $Re = 225$ ,  $We \sim 200$ , ( $t = 1.57 \text{ ms}$ ).

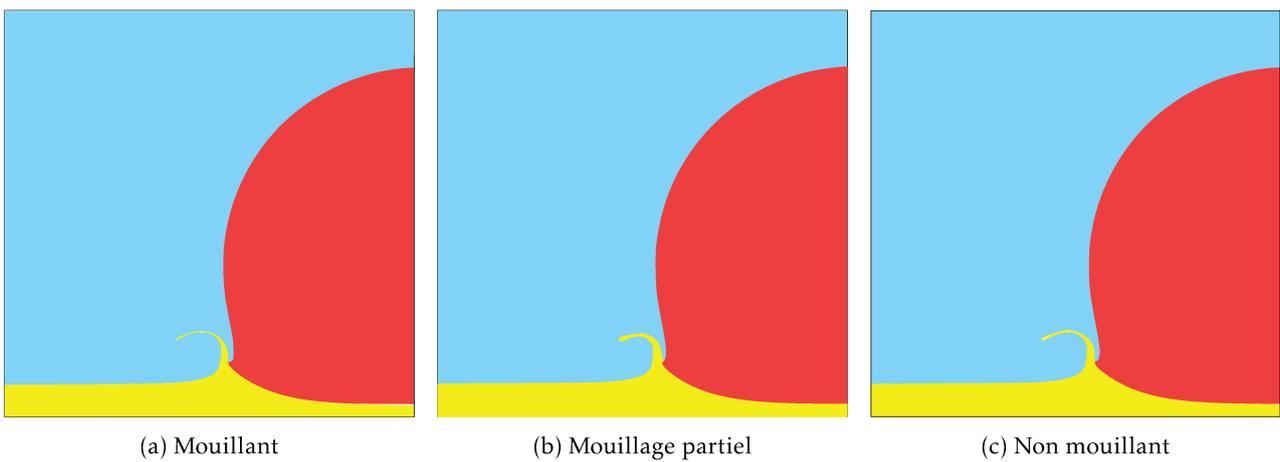


FIGURE 5.10 – Impact d'une goutte d'eau de viscosité  $\mu_w = 0.2 \text{ Pa}\cdot\text{s}$  à la vitesse  $V = 6 \text{ m/s}$ . Nous observons un splash d'huile.  $Re = 90$ ,  $We \sim 3400$ . ( $t = 150 \mu\text{s}$ )

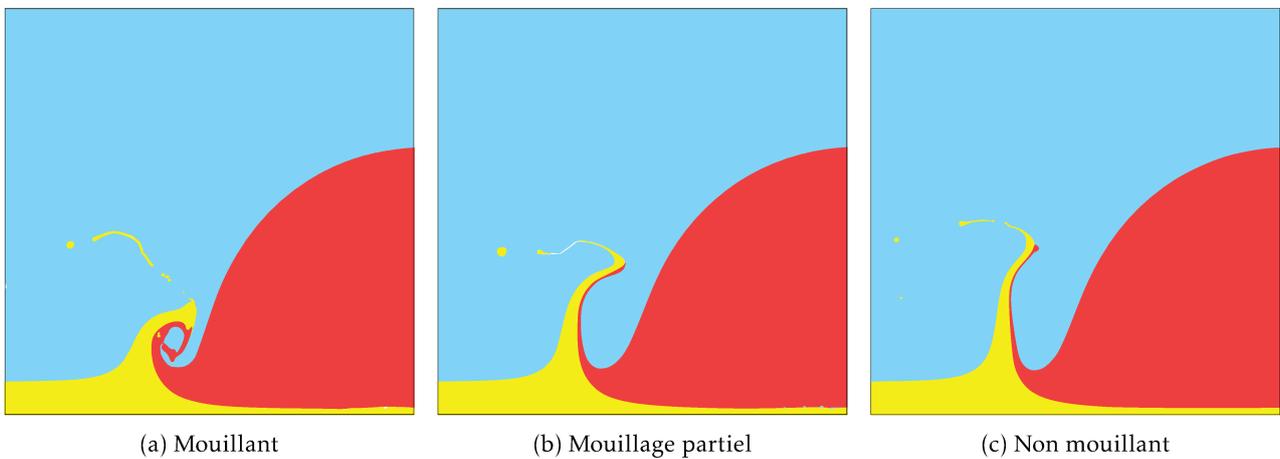


FIGURE 5.11 – Impact d'une goutte d'eau de viscosité  $\mu_w = 0.002 \text{ Pa}\cdot\text{s}$  à la vitesse  $V = 5 \text{ m/s}$ . Nous observons une corolle d'eau et d'huile.  $Re = 7500$ ,  $We \sim 2300$ . ( $t = 315 \mu\text{s}$ )

### Cas du spreading

Le nombre de Weber quantifie l'importance des effets de tension de surface par rapport à ceux de l'inertie. Ainsi les effets du mouillage sur la transition vers le splash doivent de manière générale être plus marqués à faible nombre de Weber. Nous observons en figure 5.9 un étalement de la goutte dans trois configurations de mouillage identique à celles mentionnées dans le paragraphe précédent. Notons que la forme de l'étalement est globalement identique dans les trois cas. En revanche la composition du front de propagation est très nettement différente en fonction du mouillage de l'eau sur l'huile. Nous remarquons notamment pour le premier cas que les angles prédits pour une situation d'équilibre statique sont de l'ordre de  $170^\circ$  et  $180^\circ$  dans l'eau et le gaz et de  $20^\circ$  dans l'huile, ce qui correspond bien à notre observation. Dans le cas de spreading non mouillant, les deux fluides suivent la même trajectoire avec d'abord un front d'huile suivi d'un front d'eau. Nous observons souvent cette séparation entre deux phases qui suivent le même mouvement global dans des cas d'étude non mouillants. Pour du mouillage partiel une lamelle d'eau suit la courbure du front d'huile.

### Splash à bas nombre de Reynolds et haut nombre de Weber

Cette situation est la plus simple, (voir fig 5.10). Les effets de la tension de surface sont moindres durant la majeure partie de l'écoulement. Nous observons donc un splash équivalent dans les trois situations. Remarquons qu'ici la viscosité de l'eau est 10 fois supérieure à celle de l'huile (on a donc en pratique l'impact d'une huile sur de l'eau mais nous gardons les mêmes noms pour plus de cohérence), l'eau se déforme donc assez peu, nous observons une corolle composée principalement d'huile. A noter que ce comportement doit se rapprocher de celui d'un solide sphérique de même rayon impactant un film mince.

### Splash à haut nombre de Reynolds et Weber et basse viscosité de substrat

Dans cet exemple la dynamique joue un rôle très important (fig 5.11, les effets du mouillage sont plus ténus. Notons que la viscosité du film d'huile est dix fois inférieure à celle de la goutte. Dans le cas mouillant, l'eau et l'huile suivent la même trajectoire et sont pris dans un tourbillon qui décolle la lamelle d'eau, cette dernière s'enroule ensuite sur elle-même. Pour des mouillages partiels/non mouillants les corolles s'avèrent être moins sensibles au tourbillon et s'élèvent de manière plus verticale. Les lamelles d'eau ont tendance à démouiller et des gouttelettes d'eau peuvent apparaître sur la corolle. L'exemple de la figure 5.12 est réalisé pour un impact sur une huile quatre fois plus visqueuse que l'eau  $\mu_o = 0.009 Pa.s$ .

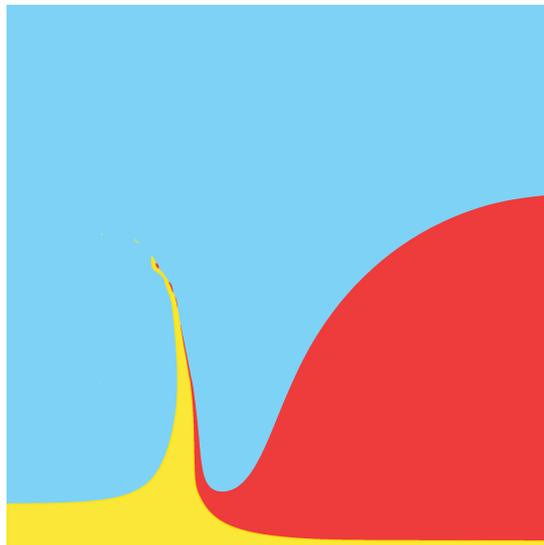


FIGURE 5.12 – Fragmentation du film d'eau sur la corolle d'huile ( $\mu_o = 0.009 Pa.s$ ).  $Re = 3000$ ,  $We = 7593$

**Résumé :** Au travers de ces trois exemples nous comprenons la complexité de ce problème. La tension de surface joue un rôle majeur lorsque la dynamique de l'écoulement et les forces visqueuses ne sont pas dominantes. Nous observons donc principalement les effets du mouillage dans des cas de spreading, ce qui confirme l'hypothèse que nous avons énoncée à la fin de la section 5.4.

## 5.6 Conclusions et perspectives

Ce chapitre d'étude préliminaire sur la transition vers le splash a permis de mieux confiner le domaine d'étude, tout en soulevant de nombreuses questions. Nous comprenons maintenant que la transition vers le splash sera d'autant plus affectée par les tensions de surface lorsque les effets visqueux et inertiels seront du même ordre de grandeur que les forces de surface. Cependant il ne s'agit pas seulement de décrire si, ou quand, la goutte va splasher. Nous cherchons à savoir comment cette dernière s'étale et comment les mécanismes régissant le splash vont être modifiés. Nous souhaitons en apprendre davantage sur la composition du splash. La maîtrise de ce type d'écoulement s'inscrit parfaitement dans la volonté de compréhension des mécanismes de projection de gouttelettes que nous avons évoqués durant l'introduction de ce manuscrit. Les travaux sur ce sujet sont donc complètement ouverts, les études sur des cas simples servant de références doivent être réalisées, de même que des études de sensibilité. La définition de critères simples pour définir la limite entre le spreading et le splash est aussi un problème à considérer.



## Impact sur piscine profonde : Etude d'un jet

*Dans ce dernier chapitre nous traitons le cas d'un impact sur piscine profonde. La géométrie de l'impact est similaire à celui d'une goutte de pluie sur une marée noire. Nous questionnons ici l'effet d'une fine couche d'huile déposée sur un bassin profond dans le cas non miscible. Nous apportons les premiers éléments de réponse à ce sujet à l'aide d'une étude paramétrique.*

### Questions

1. Quels sont les paramètres physiques de l'impact gouvernant la dynamique de la cavité?
2. Quel mécanisme est à l'origine du jet de Worthington?
3. Pourquoi les jets sont-ils de tailles variables?
4. Quel paramètre physique joue le rôle le plus important dans l'initialisation de la rétractation dans le cas observé dans ce chapitre?



FIGURE 6.1 – Dans ce chapitre nous étudierons d'autres jets que ceux présentés ci-dessus [75;2]

Réponses

1. La cavité est contrôlée par la vitesse initiale de la goutte et la viscosité des fluides en présence.
2. Il s'agit de l'effondrement de la cavité sur elle même.
3. Lors de l'effondrement de la cavité, cette dernière aura différentes formes, des jets plus ou moins larges peuvent se former. Nous observons aussi différentes cavités post effondrement.
4. Les tensions de surface sont à l'origine de la rétractation prématurée de la cavité (si l'on compare nos impacts avec des impacts sans films minces).

## 6.1 Introduction

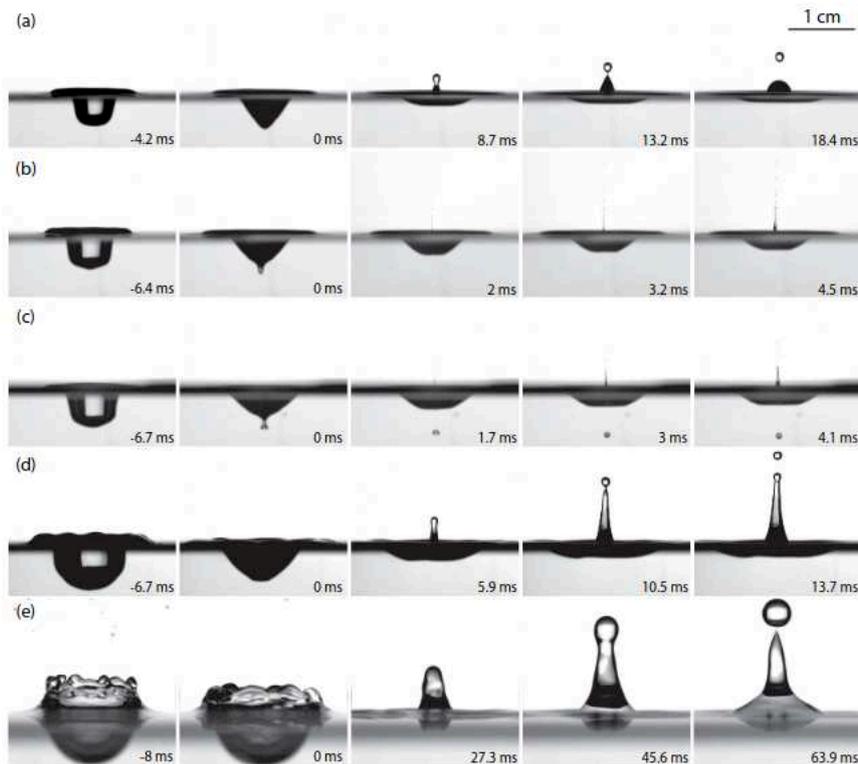


FIGURE 6.2 – Etude expérimentale des jets de Worthington proposée par Michon et al. [73] pour des impacts sur piscine profonde

Dans ce chapitre nous proposons une étude qualitative d'un impact sur piscine profonde. Nous considérons une situation similaire à celle d'une pluie pendant une marée noire. Nous voulons comprendre quelle est l'influence d'un fin film d'un liquide non miscible sur la dynamique des jets de Worthington. Pour ce faire nous utiliserons les outils numériques triphasiques du chapitre 3 et nous comparerons nos résultats avec les travaux expérimentaux effectués par Guy-Jean Michon à l'Institut d'Alembert, ces études s'inscrivent dans la suite de celles précédemment effectuées (voir fig 6.2. Pour commencer, à l'instar des chapitres 4 et 5 nous présentons des impacts de référence lorsque nous varierons les paramètres d'études. Nous proposerons ensuite une géométrie d'impact initiale originale pour les études réalisées dans ce chapitre.

## 6.2 Etude d'un jet de Worthington

La figure 6.3 présente différents instants d'une simulation effectuée pour les paramètres initiaux suivants :  $R = 1.4 \text{ mm}$ ,  $V_{init} = 1.55 \text{ m/s}$ ,  $\mu_w = 0.002 \text{ Pa.s}$ ,  $\mu_o = 10 * \mu_w$  pour une épaisseur de film de  $1.82 \text{ mm}$ . Notons que la goutte en (rouge) et le bassin (violet) ont les mêmes propriétés physiques. Tout d'abord la goutte tombe sur le substrat et une cavité se crée, cette dernière s'élargit jusqu'à un certain diamètre critique à partir duquel la cavité se rétracte. Au cours de cette étape plusieurs comportements peuvent être observés notamment des piégeages de bulles [119] ou des fragmentations de la goutte dans le cas non miscible [64]. Nous observons ensuite l'effondrement de la cavité et l'apparition d'un jet vertical dirigé vers le haut. Il s'agit d'un jet de Worthington. Il a été montré dans la littérature que plusieurs types de jets pouvaient être observés : plus ou

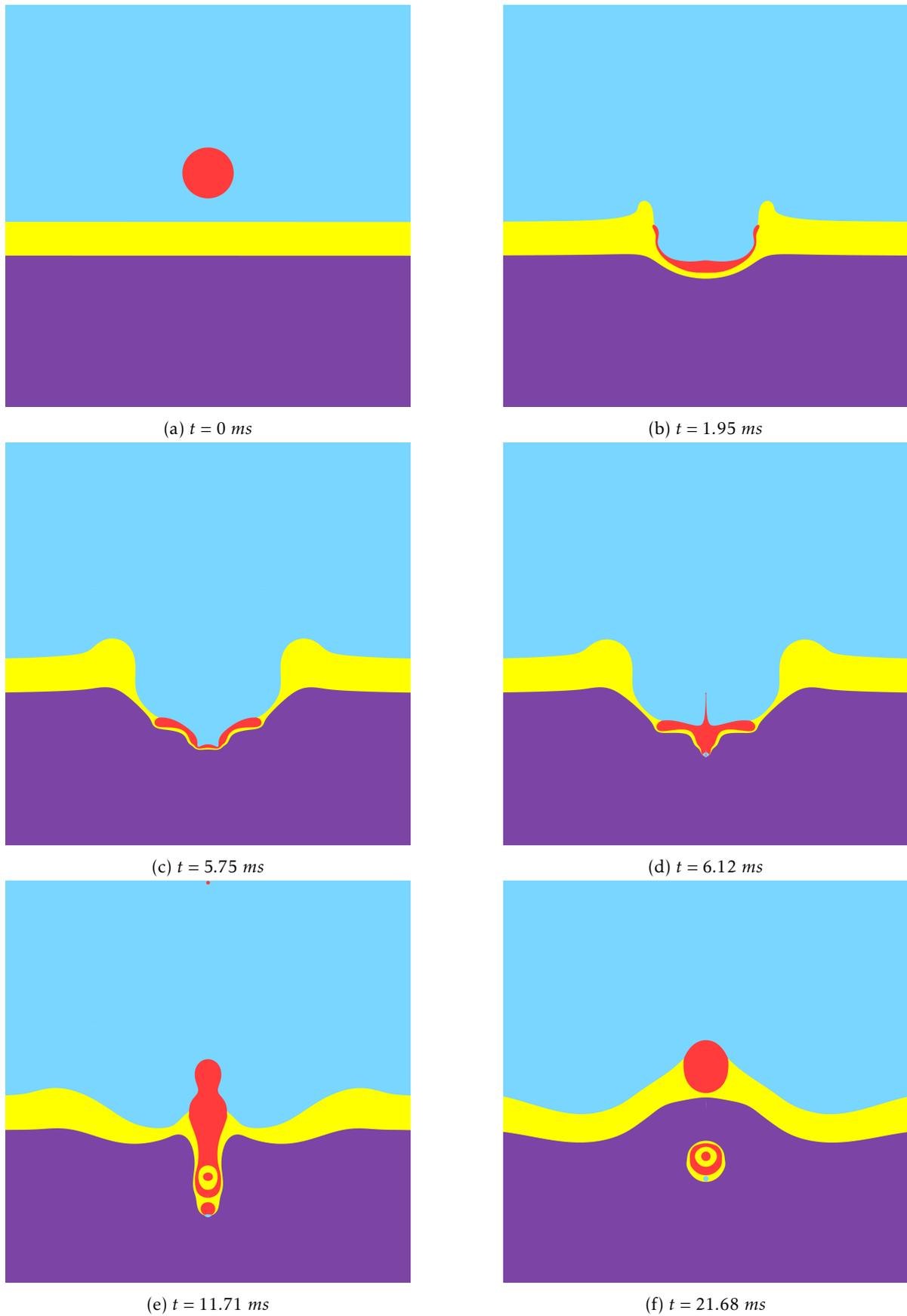


FIGURE 6.3 – Impact d’une goutte ( $R = 1.4 \text{ mm}$ ) d’eau ( $\mu_w = 0.002 \text{ Pa.s}$ ) sur un film visqueux ( $\mu_o = 0.02 \text{ Pa.s}$ ),  $Re = 2170$ ,  $We = 144$ , Reynolds calculé pour la goutte et Weber à l’interface eau/air. Légende : Eau : rouge et violet, Huile : jaune, Gaz : bleu.

moins rapides ou larges, d'autres piégeant des bulles de gaz. Ces changements de topologie du jet sont dus à des comportements singuliers lors de l'effondrement de la cavité [36].

### 6.2.1 Géométrie, paramètres et observables

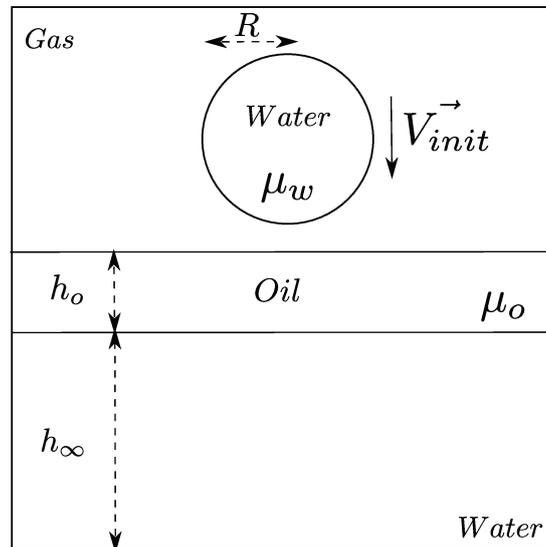


FIGURE 6.4 – Définition de la géométrie de l'impact. Une goutte d'eau impactant un film liquide visqueux non miscible reposant sur une piscine d'eau considérée infinie, le tout entouré d'un gaz pris équivalent à de l'air dans les simulations.

Bien que cette géométrie d'impact soit différente de celle étudiée dans les chapitres 4 et 5 nous observons le même nombre de variables indépendantes (fig 6.4). Nous avons 3 densités (resp viscosités) pour l'eau ( $\rho_w$ ), l'huile ( $\rho_o$ ) et le gaz ( $\rho_g$ ) auxquelles nous ajoutons une vitesse d'impact initiale  $V_{init}$  et trois tensions de surface  $\gamma_{wo}$ ,  $\gamma_{wg}$  et  $\gamma_{og}$ . À cela nous définissons les variables géométriques : le rayon de la goutte et l'épaisseur du film d'huile. Nous mentionnons la profondeur de la piscine d'eau  $h_\infty$  étant considérée infinie, mais il ne s'agit pas d'un paramètre pertinent pour nos études. Puisque nous proposons d'étudier l'influence d'un film d'huile nous attachons une importance particulière aux variables dépendantes du film d'huile. Dans la suite de ce chapitre nous réaliserons plusieurs séries d'impact sur des films visqueux de différentes épaisseurs pour diverses viscosités et à vitesse d'impact variable. Nous cherchons à comprendre les effets ces variables sur les jets formés, nous mesurerons donc les vitesses maximales des jets. Pour commencer nous réalisons une simulation trois fluides que nous comparons aux données expérimentales. Notons que nous choisissons des tensions de surface valant  $\gamma_{wo} = 0.05$ ,  $\gamma_{wg} = 0.072$  et  $\gamma_{og} = 0.024 Pa.m$  afin de garantir une stabilité au point triple lorsqu'il existe.

### 6.2.2 Impact à trois fluides

Pour cette première expérience nous choisissons des paramètres numériques égaux à ceux utilisés dans l'expérience, les résultats sont affichés en fig 6.5. Expérimentalement nous observons bien la formation d'une cavité puis un jet suivant sa rétractation. L'étude numérique présente quelques différences, notamment nous constatons que le film d'huile est brisé. Cette rupture est déterminée par la résolution numérique. Cependant le calcul est déjà effectué pour un niveau de raffinement de 12. À la vue de la durée d'une simulation accroître le raffinement n'est pas une solution envisageable. Premièrement comprenons-nous l'origine de la brisure du film d'huile? Lorsque le film d'huile, l'eau de la piscine, et l'eau de la goutte sont dans la même cellule nous ne résolvons plus correctement la physique (voir 3). Un point triple est ensuite créé et le film d'huile est brisé. Cependant nous pouvons artificiellement différencier l'eau de la goutte et l'eau de la piscine. Nous rendons ainsi les deux eaux non miscibles mais elles gardent les mêmes propriétés physiques. Nous avons abordé l'intérêt des codes disposant de plusieurs fonctions de couleur dans la section de discussion à la fin du chapitre (3). En utilisant ce procédé nous nous soustrayons aux problèmes de cassure du film d'huile dans la mesure où les vitesses d'impact de la goutte ne sont pas trop élevées et ce sans augmenter les niveaux de raffinement. Dans ce cadre nous pouvons réaliser une nouvelle simulation 4-fluides pour des niveaux de raffinement équivalents, et observer si nous capturons les mêmes mécanismes que ceux observés expérimentalement.

Désormais obtenons les résultats présentés en début de chapitre en figure 6.3. Cette fois le film d'huile ne se brise plus, nous observons toujours la formation de la cavité ainsi que sa rétractation. Un jet se forme

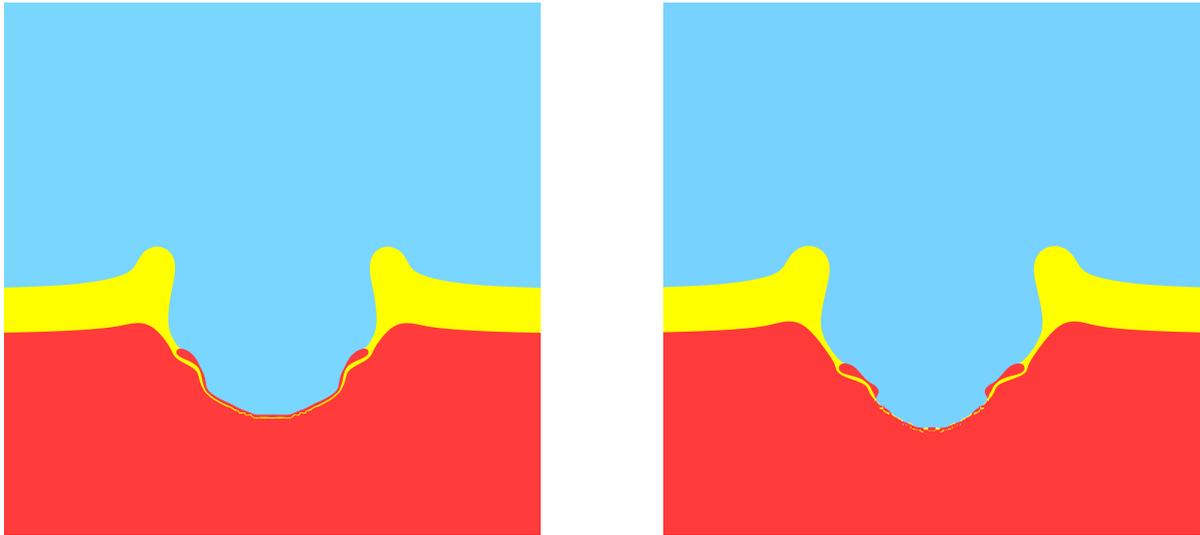


FIGURE 6.5 – Des oscillations apparaissent dans le film d’huile lorsque son épaisseur avoisine la taille d’une cellule, ce qui conduit à sa rupture.

au moment de l’impact de façon très similaire à ceux du paragraphe 6.2. Nous observons notamment un mélange de fluide éjecté vers le fond de la piscine d’eau. La simulation semble indiquer qu’il s’agit d’un mélange eau/huile, est ce toujours le cas? La figure 6.6 affiche des impacts pour d’autres paramètres d’entrée, nous observons dans le premier cas le piégeage d’une bulle de gaz et dans le second nous ne détectons aucun jet envoyé vers le bas. Visiblement les paramètres d’études à savoir la vitesse d’impact, la viscosité et l’épaisseur du film d’huile influe sur le comportement du jet. Nous proposons une première étude dans laquelle nous fixons la viscosité et l’épaisseur. Ce travail est donc très proche de ceux de la bibliographie [36].

### 6.2.3 Influence du film d’huile

Afin d’appréhender clairement les effets du film d’huile, nous proposons de mesurer la vitesse maximale atteinte par le jet. Plus précisément nous mesurons la vitesse maximale, définie positive du jet dans des cellules étant situées sur l’axe de symétrie (sur l’axe central du jet) et contenant exclusivement de l’eau. Un exemple de relevé est obtenu en fig 6.8, nous observons plusieurs pics très net. Pour comprendre ce que chacun de ces pics représentent, nous devons afficher les captures d’écran de la simulation aux temps associés. Ici le premier pic est dû à une légère oscillation de la surface supérieure de la goutte au moment du contact et ne concerne pas notre étude. Quant au second pic se situe au moment où la goutte se rassemble sur l’axe et constitue ainsi les prémices du jet. C’est à cet instant que nous détectons la vitesse maximale. Cependant cette information n’est pas facile à acquérir expérimentalement, c’est pourquoi les mesures sont effectuées lorsque le jet traverse la surface bassin liquide. Bien que les instants de mesures soient différents nous mesurons une vitesse dans le jet, nous devrions identifier les mêmes variations numériquement et expérimentalement.

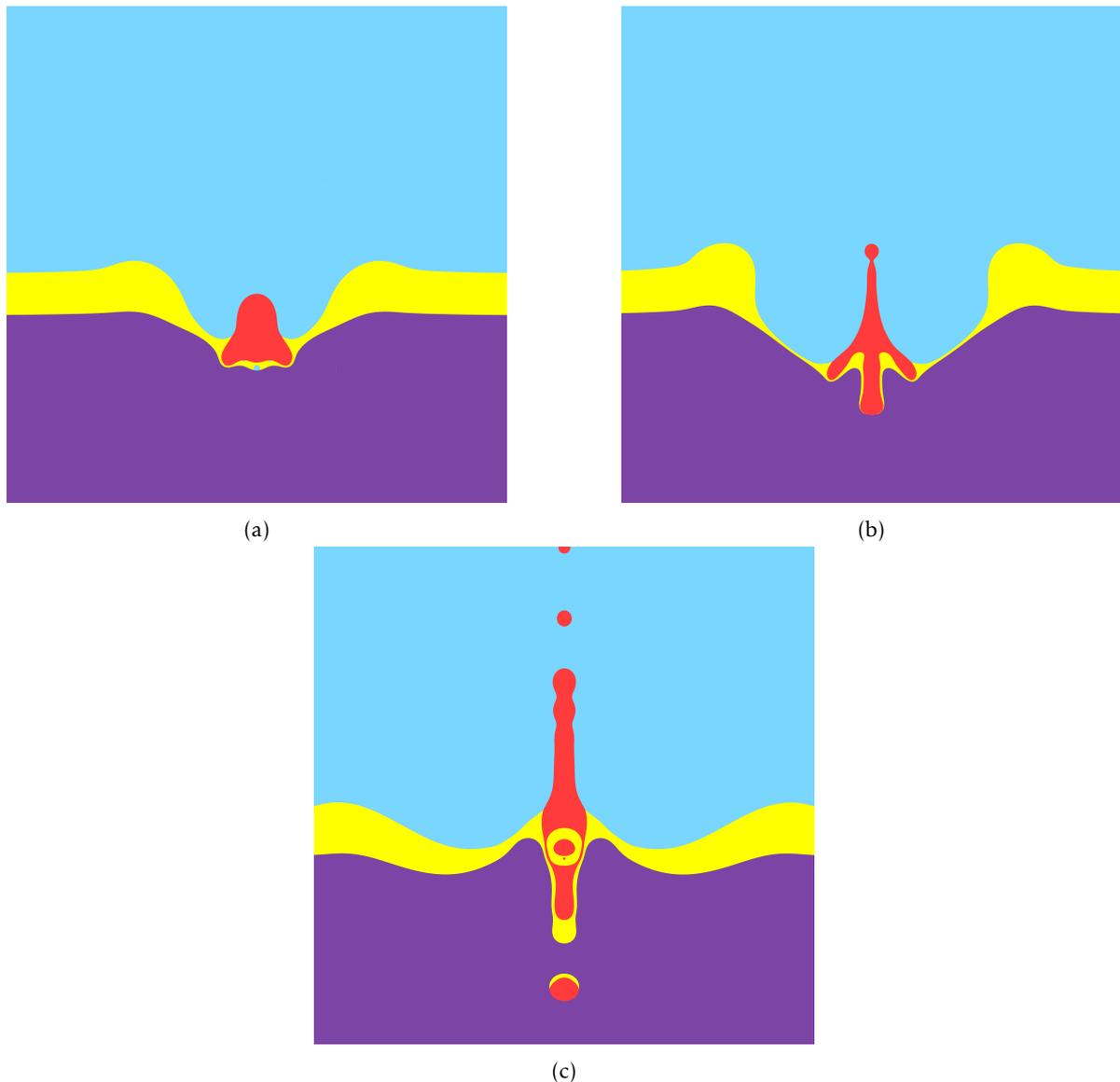


FIGURE 6.6 – Plusieurs structures post-impact sont identifiées : (a) Absence de jet, (b) Jet fin, (c) Jet large et structure complexe dans la cavité.

#### 6.2.4 Trois fluides mais quatre phases

Commençons par les données expérimentales, la figure 6.9 représente la cavité créée par l'impact d'une goutte. Nous observons des structures complexes sous la cavité ainsi qu'un jet vertical. Nos simulations numériques, bien qu'utilisant des paramètres physiques différents des expériences, permettent aussi de retrouver ce type de structures. Pouvons nous maintenant retrouver par la mesure des comportements similaires entre les expériences et les simulations? Les diverses séries d'impact permettent de construire la courbe suivante (fig 6.10) dans laquelle nous affichons les vitesses des jets normalisés par la vitesse initiale, en fonction des vitesses initiales.

Nous remarquons la présence d'un pic très net, nous aborderons son origine dans la suite de ce paragraphe. Nous réalisons d'abord une première série de mesure des vitesses maximales des jets éjectés issues des simulations. Nous affichons les résultats en figures 6.7 et 6.11. Nous observons des pics autour de certaines valeurs particulières de vitesses initiales. Remarquons que ces comportements se retrouvent à la fois dans les expériences et dans les simulations.

En nous basant sur les informations disponibles dans la littérature [36] nous rappelons que les pics observés sont synonymes de changement de la topologie du jet. Plaçons nous dans une configuration particulière, en observant les données issues des simulations, nous parvenons à identifier plusieurs régimes en fig 6.12.

Lorsque les vitesses d'impact sont faibles nous ne détectons pas de jet, cependant très rapidement un premier pic est observé, des jets fins se forment, de plus nous observons le piégeage d'une bulle de gaz sous le jet. Lorsque nous augmentons encore la vitesse d'impact nous passons un second pic derrière lequel la bulle de

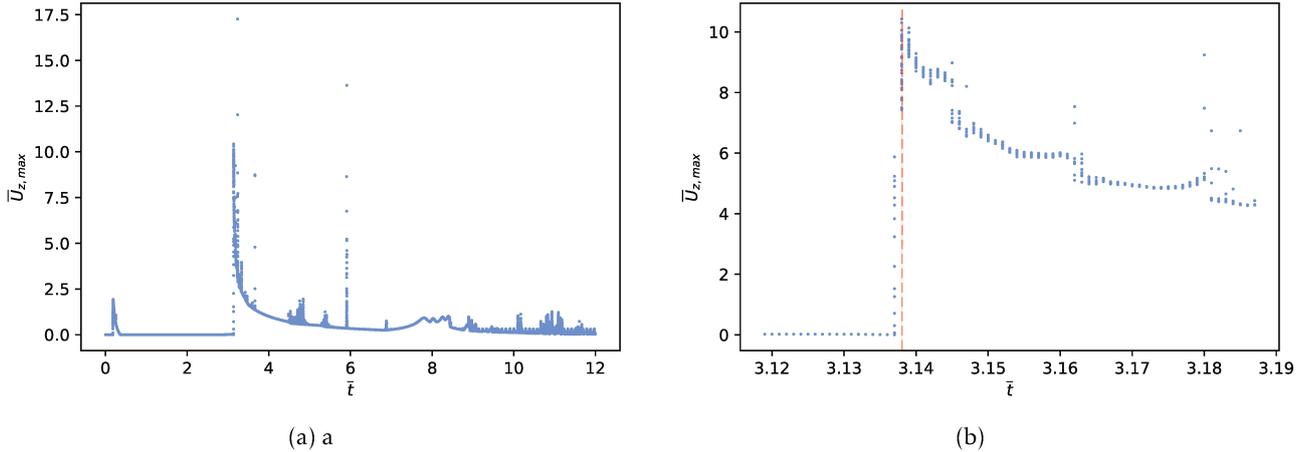


FIGURE 6.7 – Détection de la vitesse maximale du jet en fonction du temps. La figure (b) est un zoom de la (a). Nous détectons la vitesse du jet dans le premier pic. Nous comparons ces données avec les snapshots de a simulation (fig 6.8)

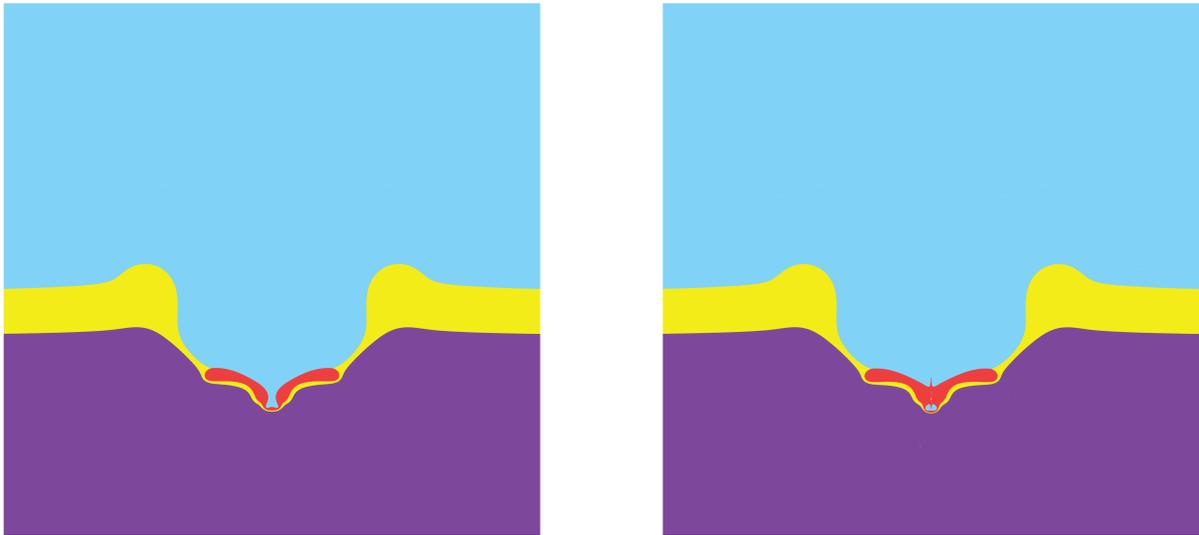


FIGURE 6.8 – Dans un second temps nous comparons les résultats obtenus avec les captures d'écran de la simulation. Les deux captures d'écran sont prises à  $\bar{t} = 3.138$  et  $\bar{t} = 3.150$

gaz disparaît. Dans cette région les jets sont plus larges et des structures complexes liant l'huile du film et l'eau de la goutte sont envoyées vers le fond de la piscine. Nous présentons en figure 6.13 deux snapshot pris aux mêmes instants. Nous remarquons un fait troublant, nous aurions pu imaginer qu'en augmentant la vitesse d'impact le jet se formerait plus vite mais en réalité ce dernier est plus large et se forme plus tard. Cependant la vitesse maximale du jet reste quant à elle bien supérieure. Comment interpréter ces différences dans la mesure des jets? L'explication se situe nécessairement dans le comportement de rétraction de la cavité. Nous savons de part les précédents travaux présents dans la littérature que les jets formés par effondrement de cavité sont dûs à une singularité. Pour rappel plus les parois de la cavité sont verticales au moment du contact au centre plus le jet sera fin est rapide. Nous détaillons ce point dans la section 6.2.5.

### 6.2.5 Solution auto-similaire?

Les études bibliographiques nous renseignent sur le comportement de la cavité lors de la phase de rétraction. Nous apprenons notamment que la forme de la cavité suit une solution auto-similaire suivant une loi en  $(t_0 - t)^{2/3}$ . Il est donc possible de rescaler les interfaces de la cavité sur une seule courbe. La solution auto-similaire n'est valable que sur un certain laps de temps, en effet lorsque la cavité est très mince cette limite théorique n'est plus valable. Nous choisissons de nous placer dans une configuration similaire à celle présentée par Duchemin et al. [36]. Nous présentons en fig 6.14 les interfaces rescaler (gauche) et les originales (droite). Bien que l'alignement soit correct nous ne retrouvons pas des résultats aussi probants que ce obtenus

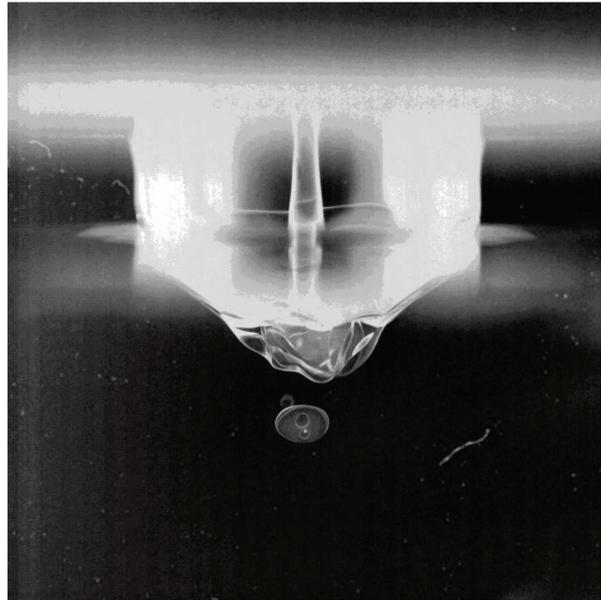


FIGURE 6.9 – Photographies des cavités :  $h_{oil} = 2.5 \text{ mm}$ ,  $\mu_o = 3 \text{ cSt}$  et  $V_{init} = 1.95 \text{ m/s}$  © Guy-Jean Michon.

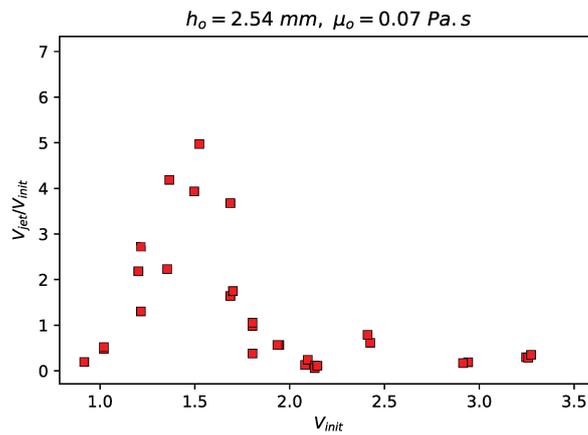


FIGURE 6.10 – Mesures expérimentales des vitesses maximales du jet normalisées par la vitesse initiale en fonction des vitesses d'impact.

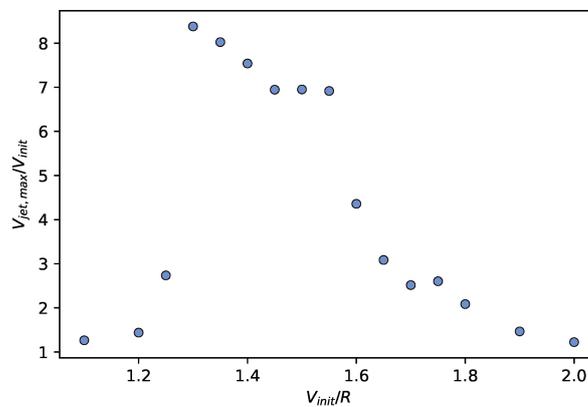


FIGURE 6.11 – Mesures des vitesses maximales dans le jet normalisées en fonction des vitesses initiales. Simulation effectuée pour les paramètres suivants  $V_{init} = 1.250 \text{ m/s}$ ,  $\mu_o = 0.02 \text{ Pa.s}$  and  $h_{oil} = 1.82 \text{ mm}$

dans la littérature [36]. Seule la présence du film d'huile non miscible peut expliquer ces différences. Dans le paragraphe suivant nous détaillons l'influence de l'huile sur la dynamique de rétractation.

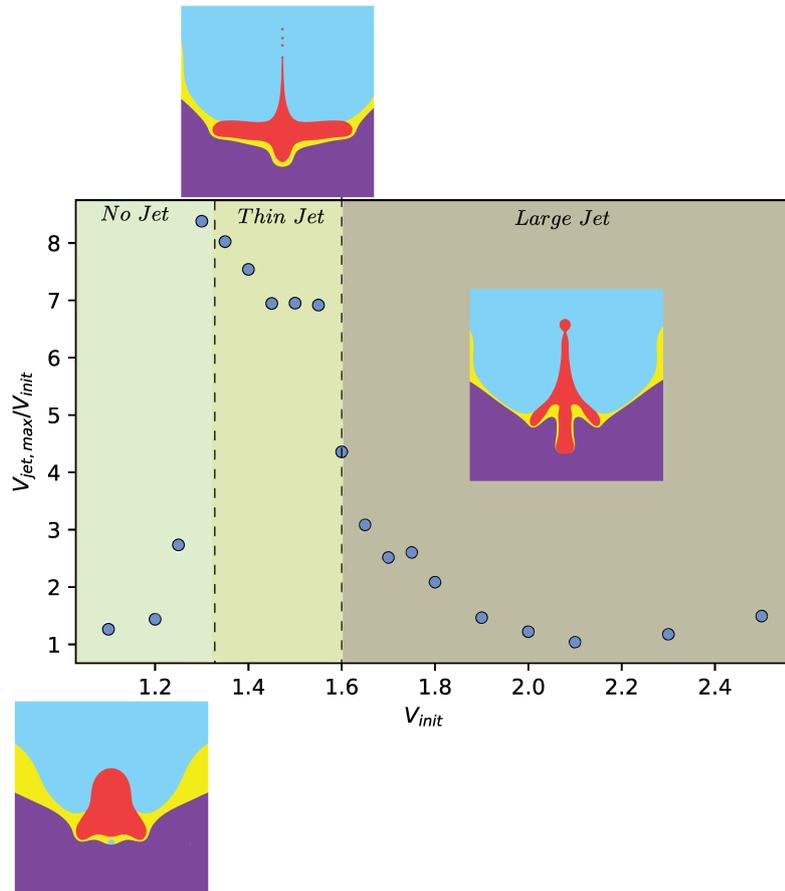


FIGURE 6.12 – Vitesses maximales du jet normalisé par la vitesse initiale en fonction de la vitesse initiale de la goutte. Nous observons trois zones distinctes séparées par des pics.

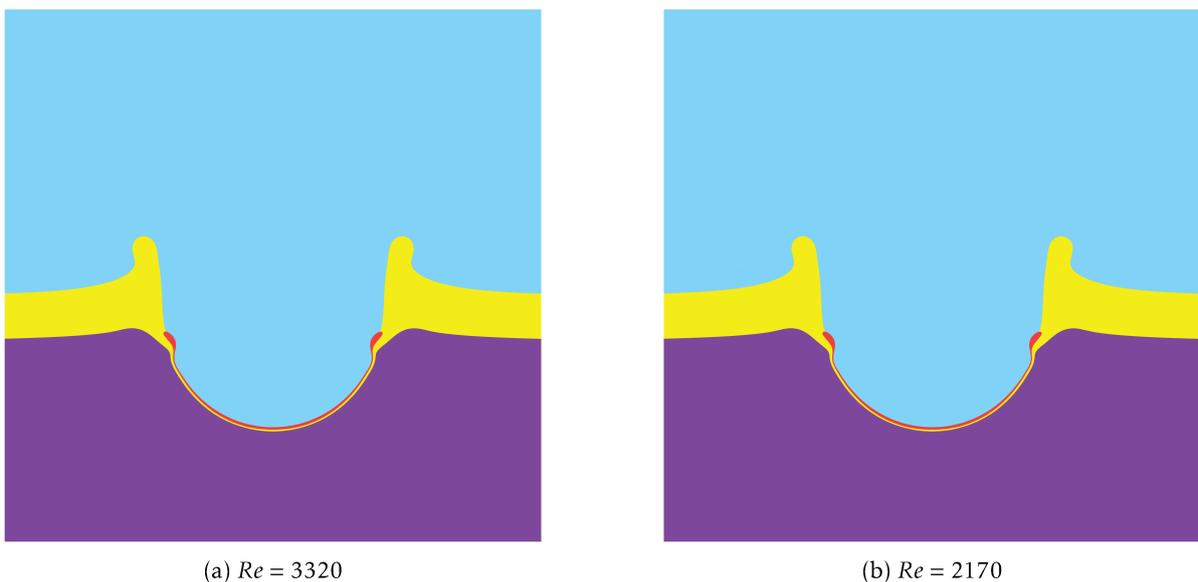


FIGURE 6.13 – Comparaison à  $t = 6.12 \text{ ms}$  de deux impacts. Seule la vitesse initiale diffère dans les deux cas. Le jet se forme plus rapidement pour la vitesse initiale la plus faible

#### Étude de l'influence du film d'huile sur la rétraction de la cavité.

L'observation de la figure 6.15 démontre plusieurs éléments dans la dynamique de la cavité. Nous remarquons que la cavité continue de s'élargir alors que la goutte d'eau (rouge) commence déjà à se rétracter. Les vitesses maximales observées sont situées sur la partie extérieure de la goutte. Seule la tension de surface peut être à l'origine de la différence de rétraction entre les impacts miscibles et non miscibles. De plus nous rajoutons un degré de complexité puisque le film d'huile entre en régime de lubrification. En résumé la cavité

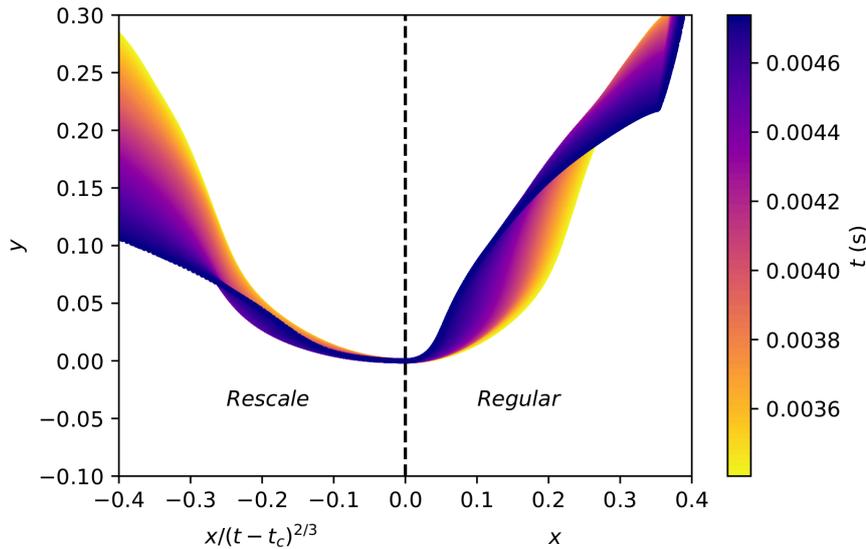


FIGURE 6.14 – Interfaces de la goutte prise successivement autour du point d'effondrement de la cavité

continue son expansion alors que la goutte commence déjà à se rétracter vers le centre uniquement à cause des effets de tension de surface. De nombreuses questions liées à cette dynamique naissent alors de cette observation.

### Réflexion et Perceptives

Afin de comprendre l'influence du film d'huile sur la formation du jet nous avons observé les champs de vitesses pendant la rétractation. Nous comprenons que les forces de tension de surface sont à l'origine du mouvement, nous proposons donc plusieurs hypothèses et pistes de réflexion. Dans le cas d'un point triple stable, plus la force de tension entre l'huile et le gaz sera faible plus la rétractation sera rapide. Les effets visqueux dans l'huile doivent au contraire ralentir l'effondrement. Pour vérifier ces hypothèses nous devons effectuer plusieurs séries de simulations en étudiant séparément chacun de ces deux aspects. Une fois ces travaux effectués nous devons réaliser le même travail mais dans les cas où l'eau mouille totalement l'huile, nous supposons alors que cet effet doit ralentir l'effondrement de la cavité. Nous pouvons aussi envisager une étude portant sur la géométrie des parois de la cavité pendant la phase de rétractation.

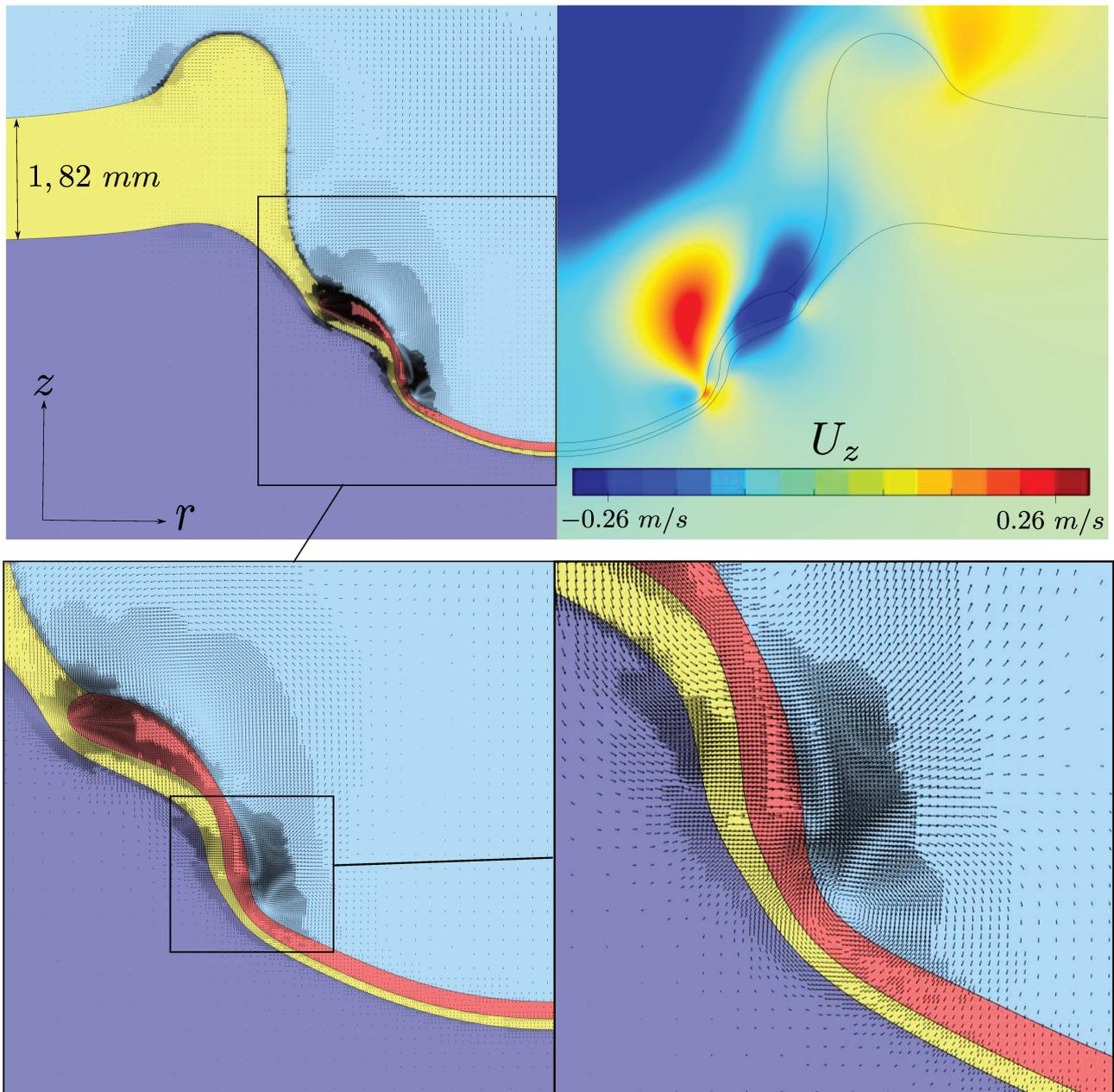


FIGURE 6.15 – Capture d'écran à  $t = 12 \text{ ms}$  d'une goutte d'eau tombant à la vitesse  $V_{init} = 1.75 \text{ m/s}$  sur un film d'huile d'épaisseur  $h_o = 1.82 \text{ mm}$ . Nous affichons sur la ligne supérieure les vecteurs vitesse dans chacun des fluides. Nous présentons aussi la composante verticale de la vitesse. La ligne inférieure propose deux zooms sur les parties critiques de la cavité. Nous observons notamment un vortex à l'endroit où les épaisseurs du film d'huile et d'eau sont les plus minces.

### 6.3 Conclusions

Dans ce chapitre nous avons abordé une situation originale dans laquelle une goutte d'eau tombe sur un film mince d'huile non miscible, ce film reposant lui même sur une piscine d'eau. De nombreuses études concernant les impact sur piscines profondes miscibles ou non sont disponibles dans la littérature. Cependant à l'aide de notre nouvel outil numérique nous nous interrogeons sur l'influence d'un film d'huile sur les propriétés d'un tel impact et notamment sur les jets de Worthington. Cette étude préliminaire souligne la présence d'importants effets liés aux forces de tension de surface. Ces premiers résultats suggèrent une étude approfondie autour de la dynamique de rétractation de la goutte d'eau dans la cavité. Des études expérimentales viennent aussi renforcer la performance des simulations réalisées. Ce couplage entre données expérimentales et numériques permettra dans de futures études d'observer ces phénomènes sous divers angles.



# Conclusion

Dans ce manuscrit nous avons parcouru à travers différents prismes la question des problèmes multiphasiques. Ces derniers représentent un réel enjeu dans la recherche actuelle. L'omniprésence de situations multiphasiques dans notre quotidien nécessite une compréhension particulière de ces phénomènes. Durant les dernières décennies la plupart des travaux ont davantage portés sur l'étude des problèmes diphasiques. Cependant pour la majorité des situations rencontrées que ce soit dans les phénomènes naturels ou industriels nous dénombrons plus de deux phases. Nous citons par exemple les changements d'état d'un fluide en présence d'une surface libre, nous observons alors une phase liquide, solide et gazeuse. La complexité de ces systèmes nécessite donc davantage de recherche sur ces sujets. L'étude des fluides multiphasiques étant très variée, nous avons choisi de concentrer nos travaux sur les impacts de goutte. L'étude de ces géométries se révèlent une fois encore cruciale pour des domaines d'applications variés. Nous faisons référence dans la partie introductive aux marées noires, mais aussi à la protection des surfaces par revêtement (coating). La protection de personnels lors de la manipulation de produits toxiques représente aussi un domaine d'application majeur. De par leur définition les gouttes sont déjà des objets constitués d'une interface et donc constituent des phénomènes au minimum diphasiques. Nous avons proposé un travail couplant les études sur le multiphase comprenant désormais un troisième fluide appliqué aux impacts de goutte. Nous avons détaillé l'importance des questions tri-fluides dans le chapitre 1. Par ailleurs les travaux menés dans cette thèse sont numériques, cependant les méthodes de résolution des situations tri-fluides sont encore à ce jour très limitées en nombre. Nous avons donc dû développer et valider une méthode originale permettant l'étude autour de ces nouveaux problèmes. Nous avons détaillé cet aspect dans les chapitres 2 et 3. Une fois la méthode numérique validée nous avons pu travailler sur différentes configurations. Pour ce faire nous avons réalisé trois études sur ce sujet. Nous travaillons donc sur l'influence d'un film d'huile lors d'un impact de goutte. Plusieurs configurations sont possibles, nous

avons travaillé dans le cas où ce film non miscible est très mince comparé à la taille de la goutte. Ces travaux sont développés dans les chapitres 4 et 5. Une dernière configuration associée à l'impact d'une goutte d'eau sur une marée noire a aussi été décrite dans le chapitre 6. Dans cette épilogue nous proposons une revue des éléments clés proposés dans chacun des chapitres.

## Chapitre 1

Les études traitant des impacts de goutte ou plus généralement des questions de situations multiphasiques représentent un large domaine d'étude depuis le début des années 1990. La grande variété des problèmes abordés démontrent de la complexité et de l'attrait que représente ce domaine. Dans ce premier chapitre nous avons soulevé la question du modèle physique à utiliser, nous avons opté pour une extension tri-fluide du modèle 1-fluide utilisé dans le cas bi-fluide. Nous avons insisté sur la forte similarité entre les études bi et tri-fluide. L'ensemble du modèle est absolument équivalent sur l'ensemble du domaine d'étude excepté lors que les trois fluides se rejoignent. Nous avons dénommé ce point de convergence "point triple". Dès lors nous avons posé la question du calcul des tensions de surface à cette localisation. Nous avons remarqué la présence d'une discontinuité ce qui s'avérera être une forte contrainte lors de la discrétisation du modèle (vu dans le chapitre 3). Nous avons ensuite discuté de la stabilité du point triple (voir fig 7.1) en fonction des tensions de surface imposées aux interfaces de chaque fluide en présence.

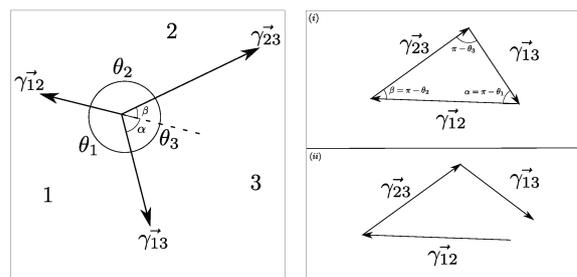


FIGURE 7.1 – Triangle de Neumann.

Finalement nous observons 4 configurations dif-

férentes dépendantes du mouillage respectif de chacun des fluides par rapport aux autres. Seulement l'une d'entre elle présente un point triple stable, il s'agit d'un mouillage partiel, les trois autres situations constituent des mouillages parfaits. Ce premier chapitre a permis d'introduire de manière plus focalisée le domaine d'étude physique ainsi que la bibliographie associée. De plus nous avons souligné la présence d'une discontinuité de tension de surface dans le modèle utilisé. Nous proposons ensuite dans le chapitre suivant une description des méthodes numériques disponibles que nous pouvons utiliser pour la réalisation de nos travaux.

### Chapitre 2

Ce second chapitre présente une comparaison exhaustive des différents moyens numériques à notre disposition pour la réalisation de nos travaux. Nous dénombrons trois grandes familles de méthode : les phase-field, level set et Volume of Fluids. Notre choix s'est porté sur cette dernière option, nous avons alors choisi d'utiliser le logiciel *Basilisk*. Nous rappelons ensuite les principes de fonctionnement de cet algorithme de résolution (fig 7.2). Nous nous sommes focalisés sur les étapes majeures du schéma temporel. À cela nous avons attaché une importance toute particulière à certains éléments étant nécessaire pour une compréhension complète des choix et des justifications proposés dans la suite du manuscrit.

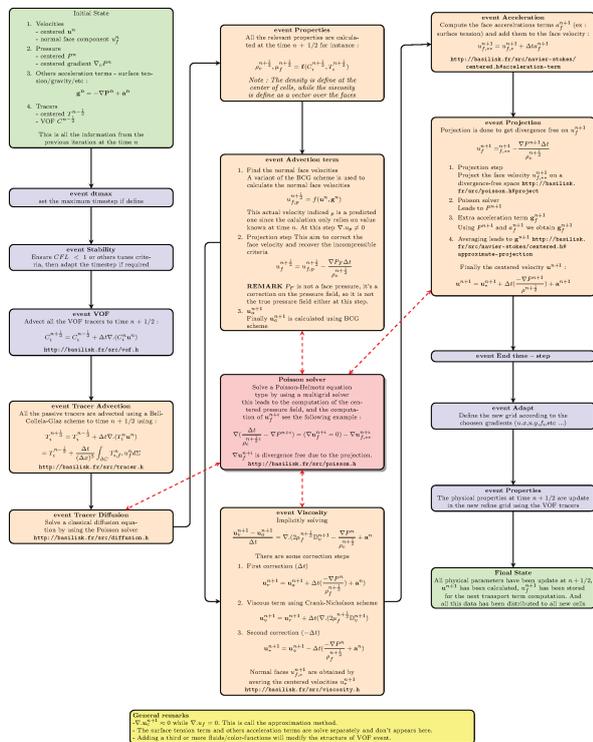


FIGURE 7.2 – Illustration de schéma temporel de *Basilisk*.

### Chapitre 3

Dans cette partie nous avons transposé la méthode VOF bifluide de *Basilisk* pour trois fluides. Cette transposition est suivie d'une caractérisation de la méthode. Nous avons vérifié la précision des simulations effectuées, afin de pouvoir garantir des études cohérentes par la suite. Nous avons identifié deux facteurs d'erreur dans la méthode développée, ces derniers occure au point triples. Nous avons mentionné dans le premier chapitre une discontinuité dans la modélisation de la tension de surface au point triple. Nous observons lors de la discrétisation une maille dans laquelle les trois fluides se retrouvent. Dû à notre schéma de résolution nous générons alors une erreur lors du calcul du terme de tension de surface. C'est pourquoi lorsque nous avons étudié un point triple à l'équilibre statique (fig 7.3) nous avons observé une mise en mouvement des interfaces. De plus à cela s'ajoute une erreur lors de la phase d'advection des interfaces dans cette maille. Cependant les mesures ont démontré la robustesse de la méthode et en valide son utilisation pour les problèmes et les géométries utilisées dans les chapitres suivants. Finalement nous avons aussi proposé une piste d'amélioration du schéma advectif permettant notamment de mieux résoudre les problèmes de mouillage total.



FIGURE 7.3 – Point triple isolé.

### Chapitre 4

Ce chapitre est le premier de la partie concernant les études physiques. Nous traitons le cas d'un impact de goutte sur un fin film non miscible. Ce cas est très similaire à celui d'un impact de goutte sur une surface solide, ce type d'impact est très documenté. Nous observons notamment la présence d'une bulle de gaz piégée entre la goutte et le solide. Nous proposons ici d'étudier l'influence du film liquide sur le

piégeage de cette bulle. L'ajout d'un film liquide complexifie fortement les études et rajoute quatre nouvelles grandeurs au problème. Nous choisissons alors de nous concentrer sur les effets de la viscosité du film liquide. Nous avons alors constatés que le mécanisme dominant demeurait le même que dans le cas solide, à savoir la lubrification du gaz situé entre la goutte et le substrat. Cependant nous remarquons aussi les effets de la présence du film sur la dynamique de piégeage. Nous observons une déformation de l'interface du film d'huile. Cette déformation est alors responsable d'un retardement du temps d'impact et donc d'une modification de l'ensemble des caractéristiques de la bulle piégée. Nous avons donc identifié les mécanismes responsable du piégeage dans cette situation. Nous proposons aussi une modification des lois d'échelle existante dans le cas d'impacts sur solide en prenant en compte la présence et la déformation du film (fig 7.4).

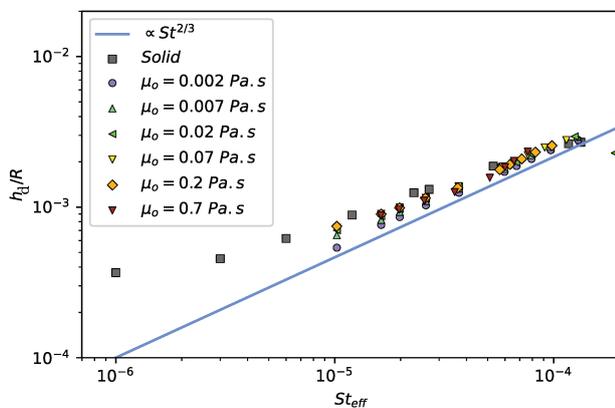


FIGURE 7.4 – Épaisseur du disque de gaz au moment du contact rescalé par  $St_{eff}^{2/3}$ .

## Chapitre 5

Cette étude préliminaire a permis d'étudier un autre aspect des impacts de gouttes. Dans la chronologie de l'impact ce chapitre questionne la dynamique d'étalement de la goutte sur un film mince non miscible à travers l'influence des tensions de surface. Nous nous sommes basé sur des études réalisées pour des impacts sur solide ayant divers propriétés de mouillage. Les résultats observés démontrent que le choix des tensions de surface joue un rôle notamment lorsque les nombres de Weber et Reynolds sont du même ordre de grandeur et raisonnablement petits ( $< 250$ ). Malgré des changements mineurs dans la dynamique de la transition vers le splash, nous constatons de forts changements dans la géométrie et la composition des corolles ou des fronts d'étalements (fig 7.5) De ces résultats nous nous interrogeons sur la composition des gouttelettes éjectées lors des splashes, mais aussi sur la situation finale à l'équilibre. En effet ces questions sont importantes notamment dans les milieux utilisant des techniques de coating, ou dans la prévention du givre comme nous l'avons vu dans l'introduction.



FIGURE 7.5 – Impact d'une goutte d'eau de viscosité  $\mu_w = 0.02 Pa.s$  à la vitesse  $V = 1.5 m/s$ . Nous observons un spreading.  $Re = 225$ ,  $We \sim 200$ .

## Chapitre 6

Dans ce dernier chapitre d'étude nous proposons un travail préliminaire autour d'un impact de goutte sur un fin film d'huile non miscible reposant sur une piscine d'eau profonde. Cette fois nous focalisons nos travaux sur l'aspect qualitatif des résultats, nous disposons de nos simulations numériques ainsi que des données expérimentales réalisées par Guy-Jean Michon. Une fois encore nous cherchons les effets de la présence du film d'huile sur la dynamique de l'impact. Nous nous sommes concentrés sur la forme des jets observés post-impact. Nous avons fait varier différents paramètres tel que l'épaisseur du film d'huile, sa viscosité ou encore la vitesse initiale de la goutte. Nous avons identifier diverses tendances en fonction de ces paramètres. L'étude la plus poussée concerne la forme du jet en fonction des différentes vitesses initiales de la goutte. Nous avons entre autre remarqué plusieurs géométries de jet. Certains ont une structure très fine, capturant une bulle de gaz au fond de la cavité, au contraire d'autres plus larges où une partie de la goutte était entraînée vers le fond de la piscine (fig 7.6). Ce chapitre démontre la capacité de nos méthodes numériques à reproduire des phénomènes physiques.

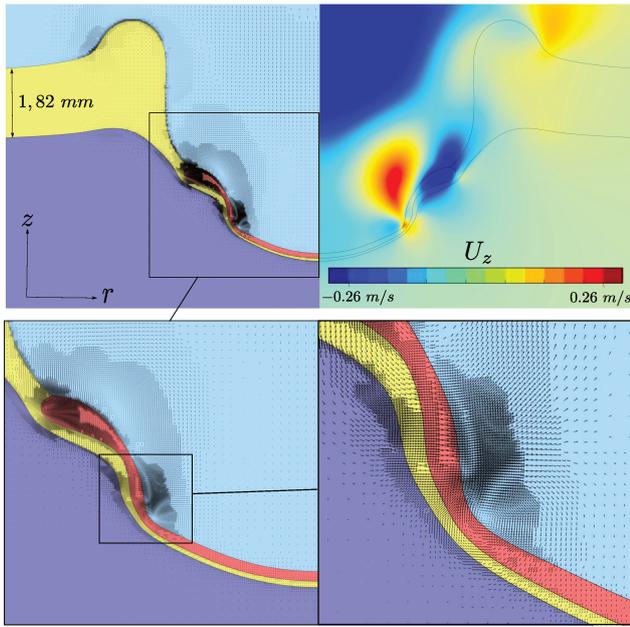


FIGURE 7.6 – Snapshot des vitesses dans la cavité au moment de sa rétractation.

### Perspectives

Dans cette thèse nous regroupons deux disciplines, les méthodes numériques ainsi que la mécanique des fluides associées aux questions multiphasiques. Nous proposons une méthode originale pour la résolution de situations physiques comportant au moins trois fluides. Dans le cadre de ces travaux nous avons dû implémenter une méthode dans le logiciel *Basilisk*. Nous l'avons caractérisé et avons identifié les sources d'erreurs. Nous proposons une correction du

schéma d'advection, cependant une correction sur le terme de tension de surface doit aussi être envisagée. Des travaux réalisés par [142] proposent une correction de ce terme. Actuellement des essais visant à coupler les deux méthodes sont en cours. La question de la modélisation des systèmes tri-fluides restent encore ouverte, les travaux précédents permettent néanmoins la résolution de systèmes dans lesquels les erreurs liées au point triple se propagent plus lentement que la dynamique de l'écoulement. A la vue des résultats présentés nous disposons donc d'un outil fiable. Les études proposées dans la suite du manuscrit sont majoritairement orientées sur le piégeage d'une bulle de gaz entre une goutte et un substrat liquide. La loi d'échelle proposée n'est valable que pour des films minces et ne permet pas de quantifier l'influence de la hauteur du film. De futur travaux visant à décrire les effets de ce paramètre sont aussi envisageable. Concernant les travaux sur la transition vers le splash, il s'agit d'une étude préliminaire démontrant une forte influence des tensions de surface. D'autres campagnes de mesures doivent s'ajouter à celles présentées ici permettant une description plus complète de la transition. Finalement l'étude de la configuration "marée noire" apporte de solides fondations pour des travaux plus poussés, notamment sur l'influence de chacun des paramètres (vitesse initiale de la goutte, épaisseur et viscosité du film). Des travaux futurs peuvent définir comme objet d'étude la géométrie du jet mais aussi la dépendance de la solution auto similaire en fonction de chacun des paramètres cités précédemment. A l'issue de ces travaux chacun des axes développés dans cette thèse peut ainsi trouver une suite visant à comprendre davantage les mécanismes dédiés pour ces configurations.

# Bibliographie

- [1] URL <http://www.douglasdc3.com/protest/>.
- [2] URL <https://www.toutvert.fr/geai-infos/>.
- [3] G. Agbaglah and R. Deegan. Growth and instability of the liquid rim in the crown splash regime. *Journal of Fluid Mechanics*, 752 :485–496, July 2014. ISSN 1469-7645. doi : 10.1017/jfm.2014.240.
- [4] G. Agbaglah, M.-J. Thoraval, S. T. Thoroddsen, L. V. Zhang, K. Fezzaa, and R. D. Deegan. Drop impact into a deep pool : vortex shedding and jet formation. *Journal of Fluid Mechanics*, 764, jan 2015. doi : 10.1017/jfm.2014.723.
- [5] H. Almohammadi and A. Amirfazli. Droplet impact : Viscosity and wettability effects on splashing. *Journal of Colloid and Interface Science*, 553 :22–30, oct 2019. doi : 10.1016/j.jcis.2019.05.101.
- [6] L. F. L. Alventosa, R. Cimpeanu, and D. M. Harris. Inertio-capillary rebound of a droplet impacting a fluid bath, 2022. URL <https://arxiv.org/abs/2209.13276>.
- [7] G. T. Andrea Prosperetti. *Computational Methods for Multiphase Flow*. Cambridge university press, 2009.
- [8] A. Antkowiak, B. Audoly, C. Josserand, S. Neukirch, and M. Rivetti. Instant fabrication and selection of folded structures using drop impact. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 108(26) :10400–10404, jun 2011. doi : 10.1073/pnas.1101738108.
- [9] P. D. Athanase Dupre. *Front cover image for Theorie mecanique de la chaleur*Theorie mecanique de la chaleur. Gauthier-Villars, 1869.
- [10] E. Aulisa, S. Manservigi, R. Scardovelli, and S. Zaleski. Interface reconstruction with least-squares fit and split advection in three-dimensional cartesian geometry. *Journal of Computational Physics*, 225(2) : 2301–2319, aug 2007. doi : 10.1016/j.jcp.2007.03.015.
- [11] D. Bartolo, C. Josserand, and D. Bonn. Singular jets and bubbles in drop impact. *Physical Review Letters*, 96(12) :124501, mar 2006. doi : 10.1103/physrevlett.96.124501.
- [12] J. B. Bell, P. Colella, and H. M. Glaz. A second-order projection method for the incompressible navier-stokes equations. *Journal of Computational Physics*, 85(2) :257–283, dec 1989. doi : 10.1016/0021-9991(89)90151-4.
- [13] N. Blanken, M. S. Saleem, M.-J. Thoraval, and C. Antonini. Impact of compound drops : a perspective. *Current Opinion in Colloid & Interface Science*, 51 :101389, feb 2021. doi : 10.1016/j.cocis.2020.09.002.
- [14] D. Bonn, J. Eggers, J. Indekeu, J. Meunier, and E. Rolley. Wetting and spreading. *Reviews of Modern Physics*, 81(2) :739–805, may 2009. doi : 10.1103/revmodphys.81.739.
- [15] W. Bouwhuis, R. C. A. van der Veen, T. Tran, D. L. Keij, K. G. Winkels, I. R. Peters, D. van der Meer, C. Sun, J. H. Snoeijer, and D. Lohse. Maximal air bubble entrainment at liquid-drop impact. *Physical Review Letters*, 109(26) :264501, dec 2012. doi : 10.1103/physrevlett.109.264501.
- [16] J. Brackbill, D. Kothe, and C. Zemach. A continuum method for modeling surface tension. *Journal of Computational Physics*, 100(2) :335–354, jun 1992. doi : 10.1016/0021-9991(92)90240-y.

- [17] S. Chandra and C. T. Avedisian. The collision of a droplet with a solid surface. *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics*, 2(9) :1525–1525, sep 1990. doi : 10.1063/1.4738846.
- [18] N. Chen, H. Chen, and A. Amirfazli. Drop impact onto a thin film : Miscibility effect. *Physics of Fluids*, 29(9), sep 2017. doi : 10.1063/1.5001743.
- [19] S. Chen and L. Guo. Viscosity effect on regular bubble entrapment during drop impact into a deep pool. *Chemical Engineering Science*, 109 :1–16, apr 2014. doi : 10.1016/j.ces.2014.01.021.
- [20] A. J. Chorin. On the convergence of discrete approximations to the navier-stokes equations. *Mathematics of Computation*, 23(106) :341–353, 1969. doi : 10.1090/s0025-5718-1969-0242393-5.
- [21] P. R. Christophe Josserand and S. Zaleski. Droplet impact on a thin liquid film : anatomy of the splash. *Journal of Fluid Mechanics*, 207 :C9–C10, aug 1990. ISSN 0008-6215. doi : 10.1017/jfm.2016.468.
- [22] M. A. Clay and M. J. Miksis. Effects of surfactant on droplet spreading. *Physics of Fluids*, 16(8) :3070–3078, jul 2004. doi : 10.1063/1.1764827.
- [23] P. Constantin, T. Elgindi, H. Nguyen, and V. Vicol. On singularity formation in a hele-shaw model. *Communications in Mathematical Physics*, 363(1) :139–171, aug 2018. doi : 10.1007/s00220-018-3241-6.
- [24] R. Courant, K. Friedrichs, and H. Lewy. On the partial difference equations of mathematical physics. *IBM Journal of Research and Development*, 11(2) :215–234, mar 1967. doi : 10.1147/rd.112.0215.
- [25] S. J. Cummins, M. M. Francois, and D. B. Kothe. Estimating curvature from volume fractions. *Computers & Structures*, 83(6-7) :425–434, feb 2005. doi : 10.1016/j.compstruc.2004.08.017.
- [26] R. David, S. M. Dobson, Z. Tavassoli, M. G. Cabezas, and A. W. Neumann. Investigation of the neumann triangle for dodecane liquid lenses on water. *Colloids and Surfaces A : Physicochemical and Engineering Aspects*, 333(1-3) :12–18, feb 2009. doi : 10.1016/j.colsurfa.2008.09.018.
- [27] P.-G. de Gennes. *Capillarity and wetting phenomena drops, bubbles, pearls, waves*. Springer, 2010. ISBN 9780387216560.
- [28] T. de Goede, K. de Bruin, N. Shahidzadeh, and D. Bonn. Droplet splashing on rough surfaces. *Physical Review Fluids*, 6(4) :043604, apr 2021. doi : 10.1103/physrevfluids.6.043604. URL <https://journals.aps.org/prfluids/pdf/10.1103/PhysRevFluids.6.043604>.
- [29] T. C. de Goede, N. Laan, K. G. de Bruin, and D. Bonn. Effect of wetting on drop splashing of newtonian fluids and blood. *Langmuir*, 34(18) :5163–5168, Dec. 2017. ISSN 1520-5827. doi : 10.1021/acs.langmuir.7b03355.
- [30] R. DeBar. Fundamentals of the KRAKEN code. [eulerian hydrodynamics code for compressible non-viscous flow of several fluids in two-dimensional (axially symmetric) region]. Technical report, mar 1974.
- [31] R. D. Deegan, P. Brunet, and J. Eggers. Complexities of splashing. *Nonlinearity*, 21(1) :C1–C11, dec 2007. doi : 10.1088/0951-7715/21/1/c01.
- [32] Q. DENG, A. V. ANILKUMAR, and T. G. WANG. The role of viscosity and surface tension in bubble entrapment during drop impact onto a deep liquid pool. *Journal of Fluid Mechanics*, 578 :119–138, apr 2007. doi : 10.1017/s0022112007004892.
- [33] Q. Deng, A. Anilkumar, and T. Wang. The phenomenon of bubble entrapment during capsule formation. *Journal of Colloid and Interface Science*, 333(2) :523–532, may 2009. doi : 10.1016/j.jcis.2009.02.027.
- [34] M. M. Driscoll, C. S. Stevens, and S. R. Nagel. Thin film formation during splashing of viscous liquids. *Physical Review E*, 82(3) :036302, Sept. 2010. ISSN 1550-2376. doi : 10.1103/physreve.82.036302.
- [35] L. Duchemin and C. Josserand. Rarefied gas correction for the bubble entrapment singularity in drop impacts. *Comptes Rendus Mécanique*, 340(11–12) :797–803, Nov. 2012. ISSN 1631-0721. doi : 10.1016/j.crme.2012.10.028.
- [36] L. Duchemin, S. Popinet, C. Josserand, and S. Zaleski. Jet formation in bubbles bursting at a free surface. *Physics of Fluids*, 14(9) :3000–3008, aug 2002. doi : 10.1063/1.1494072.
- [37] P. Ehrhard and S. H. Davis. Non-isothermal spreading of liquid drops on horizontal plates. *Journal of Fluid Mechanics*, 229(-1) :365, aug 1991. doi : 10.1017/s0022112091003063.

- [38] F. M. Fowkes. DETERMINATION OF INTERFACIAL TENSIONS, CONTACT ANGLES, AND DISPERSION FORCES IN SURFACES BY ASSUMING ADDITIVITY OF INTERMOLECULAR INTERACTIONS IN SURFACES. *The Journal of Physical Chemistry*, 66(2) :382–382, feb 1962. doi : 10.1021/j100808a524.
- [39] B. D. Fudge, R. Cimpeanu, and A. A. Castrejón-Pita. Dipping into a new pool : The interface dynamics of drops impacting onto a different liquid. *Physical Review E*, 104(6), dec 2021. doi : 10.1103/physreve.104.065102.
- [40] B. D. Fudge, R. Cimpeanu, A. Antkowiak, J. R. Castrejón-Pita, and A. A. Castrejón-Pita. Drop splashing after impact onto immiscible pools of different viscosities. *Journal of Colloid and Interface Science*, 641 : 585–594, July 2023. ISSN 0021-9797. doi : 10.1016/j.jcis.2023.03.040.
- [41] L. A. Girifalco and R. J. Good. A theory for the estimation of surface and interfacial energies. i. derivation and application to interfacial tension. *The Journal of Physical Chemistry*, 61(7) :904–909, jul 1957. doi : 10.1021/j150553a013.
- [42] D. Gueyffier, J. Li, A. Nadim, R. Scardovelli, and S. Zaleski. Volume-of-fluid interface tracking with smoothed surface stress methods for three-dimensional flows. *Journal of Computational Physics*, 152(2) : 423–456, jul 1999. doi : 10.1006/jcph.1998.6168.
- [43] S. Hartland, B. Yang, and S. Jeelani. Dimple formation in the thin film beneath a drop or bubble approaching a plane surface. *Chemical Engineering Science*, 49(9) :1313–1322, may 1994. doi : 10.1016/0009-2509(93)e0006-x.
- [44] Hicks and Purvis. Air cushioning and bubble entrapment in three-dimensional droplet impacts. *Journal of Fluid Mechanics*, 649 :135–163, apr 2010. doi : 10.1017/s0022112009994009.
- [45] P. D. Hicks and R. Purvis. Air cushioning in droplet impacts with liquid layers and other droplets. *Physics of Fluids*, 23(6) :062104, jun 2011. doi : 10.1063/1.3602505.
- [46] J. N. Israelachvili. *Intermolecular and Surface Forces*. Elsevier, 2011. doi : 10.1016/c2009-0-21560-1.
- [47] U. Jain, M. Jalaal, D. Lohse, and D. van der Meer. Deep pool water-impacts of viscous oil droplets. *Soft Matter*, 15(23) :4629–4638, 2019. doi : 10.1039/c9sm00318e.
- [48] Z. Jian, C. Josserand, S. Popinet, P. Ray, and S. Zaleski. Two mechanisms of droplet splashing on a solid substrate. *Journal of Fluid Mechanics*, 835 :1065–1086, nov 2017. doi : 10.1017/jfm.2017.768.
- [49] Z. Jian, M. A. Channa, A. Kherbeche, H. Chizari, S. T. Thoroddsen, and M.-J. Thoraval. To split or not to split : Dynamics of an air disk formed under a drop impacting on a pool. *Physical Review Letters*, 124 (18), may 2020. doi : 10.1103/physrevlett.124.184501.
- [50] R. E. Johnson and S. S. Sadhal. Fluid mechanics of compound multiphase drops and bubbles. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 17(1) :289–320, jan 1985. doi : 10.1146/annurev.fl.17.010185.001445.
- [51] Josserand and Zaleski. Droplet splashing on a thin liquid film. *Physics of Fluids*, 15(6) :1650, 2003. doi : <https://doi.org/10.1063/1.1572815>. URL <https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.1572815>.
- [52] C. Josserand and S. Thoroddsen. Drop impact on a solid surface. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 48 (1) :365–391, jan 2016. doi : 10.1146/annurev-fluid-122414-034401.
- [53] J. Kim. Phase-field models for multi-component fluid flows. *Communications in Computational Physics*, 12(3) :613–661, sep 2012. doi : 10.4208/cicp.301110.040811a.
- [54] H. M. Kittel, I. V. Roisman, and C. Tropea. Splash of a drop impacting onto a solid substrate wetted by a thin film of another liquid. *Physical Review Fluids*, 3(7) :073601, jul 2018. doi : 10.1103/physrevfluids.3.073601.
- [55] E. Klaseboer, R. Manica, and D. Y. Chan. Universal behavior of the initial stage of drop impact. *Physical Review Letters*, 113(19), nov 2014. doi : 10.1103/physrevlett.113.194501.
- [56] J. M. Kolinski, S. M. Rubinstein, S. Mandre, M. P. Brenner, D. A. Weitz, and L. Mahadevan. Skating on a film of air : Drops impacting on a surface. *Physical Review Letters*, 108(7) :074503, feb 2012. doi : 10.1103/physrevlett.108.074503.
- [57] A. A. Korobkin, A. S. ELLIS, and F. T. SMITH. Trapping of air in impact between a body and shallow water. *Journal of Fluid Mechanics*, 611 :365–394, sep 2008. doi : 10.1017/s0022112008002899.

- [58] J. Kromer, J. Potyka, K. Schulte, and D. Bothe. Efficient sequential plic interface positioning for enhanced performance of the three-phase vof method. May 2021. doi : 10.1016/j.compfluid.2023.106051.
- [59] S. Lakshman, W. Tewes, K. Harth, J. H. Snoeijer, and D. Lohse. Deformation and relaxation of viscous thin films under bouncing drops. *Journal of Fluid Mechanics*, 920, jun 2021. doi : 10.1017/jfm.2021.378.
- [60] LaVoixduNord. <https://www.lavoixdunord.fr/925060/article/2021-01-24/calaisis-attendue-dans-la-nuit-la-neige-est-un-peu-tombe-ce-dimanche-apres-midi>, Jan. 2021. URL <https://www.lavoixdunord.fr/925060/article/2021-01-24/calaisis-attendue-dans-la-nuit-la-neige-est-un-peu-tombe-ce-dimanche-apres-midi>.
- [61] S.-H. Lee, M. Rump, K. Harth, M. Kim, D. Lohse, K. Fezzaa, and J. H. Je. Downward jetting of a dynamic leidenfrost drop. *Physical Review Fluids*, 5(7) :074802, July 2020. ISSN 2469-990X. doi : 10.1103/physrevfluids.5.074802.
- [62] J. G. Leidenfrost. On the fixation of water in diverse fire. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 9(11) :1153–1166, nov 1966. doi : 10.1016/0017-9310(66)90111-6.
- [63] L. J. LENG. Splash formation by spherical drops. *Journal of Fluid Mechanics*, 427 :73–105, jan 2001. doi : 10.1017/s0022112000002500.
- [64] H. Lhuissier, C. Sun, A. Prosperetti, and D. Lohse. Drop fragmentation at impact onto a bath of an immiscible liquid. *Physical Review Letters*, 110(26) :264503, jun 2013. doi : 10.1103/physrevlett.110.264503.
- [65] G. Li, Y. Lian, Y. Guo, M. Jemison, M. Sussman, T. Helms, and M. Arienti. Incompressible multiphase flow and encapsulation simulations using the moment-of-fluid method. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 79(9) :456–490, jul 2015. doi : 10.1002/fld.4062.
- [66] G. Liang and I. Mudawar. Review of drop impact on heated walls. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 106 :103–126, mar 2017. doi : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2016.10.031.
- [67] Y. Liu, P. Tan, and L. Xu. Compressible air entrapment in high-speed drop impacts on solid surfaces. *Journal of Fluid Mechanics*, 716, Jan. 2013. ISSN 1469-7645. doi : 10.1017/jfm.2012.583.
- [68] S. Mandre, M. Mani, and M. P. Brenner. Precursors to splashing of liquid droplets on a solid surface. *Physical Review Letters*, 102(13), mar 2009. doi : 10.1103/physrevlett.102.134502.
- [69] F. Marcotte, G.-J. Michon, T. Séon, and C. Josserand. Ejecta, corolla, and splashes from drop impacts on viscous fluids. *Physical Review Letters*, 122(1), jan 2019. doi : <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.122.014501>.
- [70] J. O. Marston and C. Li. Jet dynamics during vaporization of water drops in hot oil films. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 109 :109873, Dec. 2019. ISSN 0894-1777. doi : 10.1016/j.exptthermfluidsci.2019.109873.
- [71] J. O. Marston and S. T. Thoroddsen. Apex jets from impacting drops. *Journal of Fluid Mechanics*, 614 : 293–302, Oct. 2008. ISSN 1469-7645. doi : 10.1017/s0022112008003881.
- [72] O. W. J. B. J. Mason. The coalescence and bouncing of water drops at an air/water interface. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 280(1383) :545–565, aug 1964. doi : 10.1098/rspa.1964.0161.
- [73] G.-J. Michon, C. Josserand, and T. Séon. Jet dynamics post drop impact on a deep pool. *Physical Review Fluids*, 2(2) :023601, feb 2017. doi : 10.1103/physrevfluids.2.023601.
- [74] F. Minami and K. Hasegawa. Cavity and jet formation after immiscible droplet impact into deep water pool. *Physics of Fluids*, 34(3), Mar. 2022. ISSN 1089-7666. doi : 10.1063/5.0084456.
- [75] J. MORTREUIL. Un alpha jet de l’armée de l’air porteur de sa nouvelle dérive, sur un fond de mont ventoux. URL <http://defens-aero.com/2017/11/patrouille-de-france-nouvelle-livree-dérive.html>.
- [76] Z. Mou, Z. Zheng, Z. Jian, C. Antonini, C. Josserand, and M.-J. Thoraval. Singular jets in compound drop impact. Dec. 2021.

- [77] C. Mundo, M. Sommerfeld, and C. Tropea. Droplet-wall collisions : Experimental studies of the deformation and breakup process. *International Journal of Multiphase Flow*, 21(2) :151–173, apr 1995. doi : 10.1016/0301-9322(94)00069-v.
- [78] S. Osher and J. A. Sethian. Fronts propagating with curvature-dependent speed : Algorithms based on hamilton-jacobi formulations. *Journal of Computational Physics*, 79(1) :12–49, nov 1988. doi : 10.1016/0021-9991(88)90002-2.
- [79] K.-L. Pan, Y.-H. Tseng, J.-C. Chen, K.-L. Huang, C.-H. Wang, and M.-C. Lai. Controlling droplet bouncing and coalescence with surfactant. *Journal of Fluid Mechanics*, 799 :603–636, jun 2016. doi : 10.1017/jfm.2016.381.
- [80] G. Pearlman, 2015. URL <https://www.guinnessworldrecords.com/world-records/largest-free-floating-soap-bubble>.
- [81] B. Peck and L. Sigurdson. The three-dimensional vortex structure of an impacting water drop. *Physics of Fluids*, 6(2) :564–576, feb 1994. doi : 10.1063/1.868352.
- [82] J. Philippi, P.-Y. Lagr ee, and A. Antkowiak. Drop impact on a solid surface : short-time self-similarity. *Journal of Fluid Mechanics*, 795 :96–135, apr 2016. doi : 10.1017/jfm.2016.142.
- [83] K. Piroird, C. Clanet,  . Lorenceau, and D. Qu er e. Drops impacting inclined fibers. *Journal of Colloid and Interface Science*, 334(1) :70–74, jun 2009. doi : 10.1016/j.jcis.2009.03.004.
- [84] S. Popinet. Gerris : a tree-based adaptive solver for the incompressible euler equations in complex geometries. *Journal of Computational Physics*, 190(2) :572–600, sep 2003. doi : 10.1016/s0021-9991(03)00298-5.
- [85] S. Popinet. An accurate adaptive solver for surface-tension-driven interfacial flows. *Journal of Computational Physics*, 228(16) :5838–5866, sep 2009. doi : 10.1016/j.jcp.2009.04.042.
- [86] S. Popinet. A quadtree-adaptive multigrid solver for the serre–green–naghdi equations. *Journal of Computational Physics*, 302 :336–358, dec 2015. doi : 10.1016/j.jcp.2015.09.009.
- [87] S. Popinet and S. Zaleski. A front-tracking algorithm for accurate representation of surface tension. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 30(6) :775–793, July 1999. ISSN 1097-0363. doi : 10.1002/(sici)1097-0363(19990730)30:6<775::aid-fl864>3.0.co;2-#.
- [88] A. Prosperetti, L. A. Crum, and H. C. Pumphrey. The underwater noise of rain. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 94(C3) :3255–3259, mar 1989. doi : 10.1029/jc094ic03p03255.
- [89] H. C. Pumphrey and P. A. Elmore. The entrainment of bubbles by drop impacts. *Journal of Fluid Mechanics*, 220 :539–567, nov 1990. doi : 10.1017/s0022112090003378.
- [90] Z. Qin, J. Wu, Y. Cai, L. Lin, and H. You. Effects of an immiscible liquid film on an impacting droplet. *International Journal of Multiphase Flow*, 163 :104427, jun 2023. doi : 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2023.104427.
- [91] K. Range and F. Feuillebois. Influence of surface roughness on liquid drop impact. *Journal of Colloid and Interface Science*, 203(1) :16–30, jul 1998. doi : 10.1006/jcis.1998.5518.
- [92] M. Rein. Phenomena of liquid drop impact on solid and liquid surfaces. *Fluid Dynamics Research*, 12(2) :61–93, aug 1993. doi : 10.1016/0169-5983(93)90106-k.
- [93] M. Rein. The transitional regime between coalescing and splashing drops. *Journal of Fluid Mechanics*, 306 :145–165, jan 1996. doi : 10.1017/s0022112096001267.
- [94] Y. Renardy and M. Renardy. PROST : A parabolic reconstruction of surface tension for the volume-of-fluid method. *Journal of Computational Physics*, 183(2) :400–421, dec 2002. doi : 10.1006/jcph.2002.7190.
- [95] G. Riboux and J. M. Gordillo. Experiments of drops impacting a smooth solid surface : A model of the critical impact speed for drop splashing. *Physical Review Letters*, 113(2) :024507, jul 2014. doi : 10.1103/physrevlett.113.024507. URL <https://journals.aps.org/prl/pdf/10.1103/PhysRevLett.113.024507>.
- [96] W. J. Rider and D. B. Kothe. Reconstructing volume tracking. *Journal of Computational Physics*, 141(2) :112–152, apr 1998. doi : 10.1006/jcph.1998.5906.

- [97] R. Rioboo, C. Tropea, and M. Marengo. OUTCOMES FROM a DROP IMPACT ON SOLID SURFACES. *Atomization and Sprays*, 11(2) :12, 2001. doi : 10.1615/atomizspr.v11.i2.40.
- [98] I. Roisman, L. Opfer, C. Tropea, M. Raessi, J. Mostaghimi, and S. Chandra. Drop impact onto a dry surface : Role of the dynamic contact angle. *Colloids and Surfaces A : Physicochemical and Engineering Aspects*, 322(1–3) :183–191, June 2008. ISSN 0927-7757. doi : 10.1016/j.colsurfa.2008.03.005.
- [99] A. Roux, A. Duchesne, and M. Baudoin. Everlasting bubbles and liquid films resisting drainage, evaporation, and nuclei-induced bursting. *Physical Review Fluids*, 7(1) :1011601, jan 2022. doi : 10.1103/physrevfluids.7.1011601.
- [100] J. S. Rowlinson and B. Widom. *Molecular Theory of Capillarity (International Series of Monographs on Chemistry)*. Oxford University Press, USA, 1989. ISBN 9780198556428.
- [101] D. Roy, S. M, and S. Basu. On the mechanics of droplet surface crater during impact on immiscible viscous liquid pool. *Journal of Fluid Mechanics*, 955, Jan. 2023. ISSN 1469-7645. doi : 10.1017/jfm.2022.1071.
- [102] R. N. S., S. Bhattacharyya, K. Poddar, and S. Kumar. Secondary bubble entrapment in shallow and deep water. *Physics of Fluids*, 35(5), may 2023. doi : 10.1063/5.0152028.
- [103] V. Sanjay, U. Sen, P. Kant, and D. Lohse. Taylor–culick retractions and the influence of the surroundings. *Journal of Fluid Mechanics*, 948, sep 2022. doi : 10.1017/jfm.2022.671.
- [104] V. Sanjay, S. Lakshman, P. Chantelot, J. H. Snoeijer, and D. Lohse. Drop impact on viscous liquid films. *Journal of Fluid Mechanics*, 958, mar 2023. doi : 10.1017/jfm.2023.13.
- [105] Scardovelli and Zaleski. Direct numerical simulation of free-surface and interfacial flow. *Annual review*, 1999.
- [106] R. Scardovelli and S. Zaleski. Analytical relations connecting linear interfaces and volume fractions in rectangular grids. *Journal of Computational Physics*, 164(1) :228–237, oct 2000. doi : 10.1006/jcph.2000.6567.
- [107] L. E. Scriven and C. V. Sternling. The marangoni effects. *Nature*, 187(4733) :186–188, jul 1960. doi : 10.1038/187186a0.
- [108] J. Sigler and R. Mesler. The behavior of the gas film formed upon drop impact with a liquid surface. *Journal of Colloid and Interface Science*, 134(2) :459–474, feb 1990. doi : 10.1016/0021-9797(90)90156-i.
- [109] W. A. Sirignano. Fuel droplet vaporization and spray combustion theory. *Progress in Energy and Combustion Science*, 9(4) :291–322, jan 1983. doi : 10.1016/0360-1285(83)90011-4.
- [110] S. Popinet. URL [basilisk.fr](http://basilisk.fr).
- [111] J. E. Sprittles. Gas microfilms in droplet dynamics : When do drops bounce? *Annual Review of Fluid Mechanics*, 56(1) :91–118, Jan. 2024. ISSN 1545-4479. doi : 10.1146/annurev-fluid-121021-021121.
- [112] V. Starov, V. Kalinin, and J.-D. Chen. Spreading of liquid drops over dry surfaces. *Advances in Colloid and Interface Science*, 50 :187–221, may 1994. doi : 10.1016/0001-8686(94)80030-8.
- [113] B. Stumpf, I. V. Roisman, A. L. Yarin, and C. Tropea. Drop impact onto a substrate wetted by another liquid : corona detachment from the wall film. *Journal of Fluid Mechanics*, 956, jan 2023. doi : 10.1017/jfm.2022.1060. URL <https://www.cambridge.org/core/journals/journal-of-fluid-mechanics/article/drop-impact-onto-a-substrate-wetted-by-another-liquid-corona-detachment-from-the-wall-film/76A1AFF3326BEC9741140CA9B3D5D960>.
- [114] M. Sussman, P. Smereka, and S. Osher. A level set approach for computing solutions to incompressible two-phase flow. *Journal of Computational Physics*, 114(1) :146–159, sep 1994. doi : 10.1006/jcph.1994.1155.
- [115] K. G. J. R. M. P. J. M. G. C. T. Bobinski, G. Sobieraj. Droplet impact in icing conditions – the influence of ambient air humidity. *Archives of mechanics*, 2014. URL <https://am.ippt.pan.pl/index.php/am/article/view/v66p127>.
- [116] M.-J. Thoraval and S. T. Thoroddsen. Contraction of an air disk caught between two different liquids. *Physical Review E*, 88(6), dec 2013. doi : 10.1103/physreve.88.061001.

- [117] M.-J. Thoraval, K. Takehara, T. G. Etoh, S. Popinet, P. Ray, C. Josserand, S. Zaleski, and S. T. Thoroddsen. von kármán vortex street within an impacting drop. *Physical Review Letters*, 108(26) :264506, jun 2012. doi : 10.1103/physrevlett.108.264506.
- [118] M.-J. Thoraval, K. Takehara, T. G. Etoh, and S. T. Thoroddsen. Drop impact entrapment of bubble rings. *Journal of Fluid Mechanics*, 724 :234–258, apr 2013. doi : 10.1017/jfm.2013.147.
- [119] M.-J. Thoraval, Y. Li, and S. T. Thoroddsen. Vortex-ring-induced large bubble entrainment during drop impact. *Physical Review E*, 93(3) :033128, Mar. 2016. ISSN 2470-0053. doi : 10.1103/physreve.93.033128.
- [120] S. Thoroddsen, T. Etoh, and K. Takehara. High-speed imaging of drops and bubbles. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 40(1) :257–285, jan 2008. doi : 10.1146/annurev.fluid.40.111406.102215.
- [121] S. T. Thoroddsen, T. G. ETOH, and K. TAKEHARA. Air entrapment under an impacting drop. *Journal of Fluid Mechanics*, 478 :125–134, mar 2003. doi : 10.1017/s0022112002003427.
- [122] S. T. Thoroddsen, T. G. Etoh, K. Takehara, N. Ootsuka, and Y. Hatsuki. The air bubble entrapped under a drop impacting on a solid surface. *Journal of Fluid Mechanics*, 545(-1) :203, dec 2005. doi : 10.1017/s0022112005006919.
- [123] S. T. Thoroddsen, M.-J. Thoraval, K. Takehara, and T. G. Etoh. Micro-bubble morphologies following drop impacts onto a pool surface. *Journal of Fluid Mechanics*, 708 :469–479, aug 2012. doi : 10.1017/jfm.2012.319.
- [124] S. Torza and S. Mason. Three-phase interactions in shear and electrical fields. *Journal of Colloid and Interface Science*, 33(1) :67–83, may 1970. doi : 10.1016/0021-9797(70)90073-1.
- [125] T. Tran, H. de Maleprade, C. Sun, and D. Lohse. Air entrainment during impact of droplets on liquid surfaces. *Journal of Fluid Mechanics*, 726, jun 2013. doi : 10.1017/jfm.2013.261.
- [126] R. C. A. van der Veen, T. Tran, D. Lohse, and C. Sun. Direct measurements of air layer profiles under impacting droplets using high-speed color interferometry. *Physical Review E*, 85(2), feb 2012. doi : 10.1103/physreve.85.026315.
- [127] H. Wagner. Über stoß- und gleitvorgänge an der oberfläche von flüssigkeiten. *ZAMM - Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik*, 12(4) :193–215, 1932. doi : 10.1002/zamm.19320120402.
- [128] A.-B. Wang and C.-C. Chen. Splashing impact of a single drop onto very thin liquid films. *Physics of Fluids*, 12(9) :2155–2158, sep 2000. doi : 10.1063/1.1287511.
- [129] B. Wang, C. Wang, Y. Yu, and X. Chen. Spreading and penetration of a micro-sized water droplet impacting onto oil layers. *Physics of Fluids*, 32(1) :012003, jan 2020. doi : 10.1063/1.5136033.
- [130] F. Wang, L. Yang, L. Wang, Y. Zhu, and T. Fang. Maximum spread of droplet impacting onto solid surfaces with different wettabilities : Adopting a rim–lamella shape. *Langmuir*, 35(8) :3204–3214, jan 2019. doi : 10.1021/acs.langmuir.8b03748.
- [131] D. A. Weiss and A. L. Yarin. Single drop impact onto liquid films : neck distortion, jetting, tiny bubble entrainment, and crown formation. *Journal of Fluid Mechanics*, 385 :229–254, apr 1999. doi : 10.1017/s002211209800411x.
- [132] Worthington. V. impact with a liquid surface, studied by the aid of instantaneous photography. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical or Physical Character*, 189 :137–148, dec 1897. doi : 10.1098/rsta.1897.0005.
- [133] Y. Wu, Q. Wang, and C. Y. Zhao. A comparative study of the immiscibility effect on liquid drop impacting onto very thin films. *Experiments in Fluids*, 62(7), June 2021. ISSN 1432-1114. doi : 10.1007/s00348-021-03232-5.
- [134] K. Yamamoto, M. Motosuke, and S. Ogata. Initiation of the worthington jet on the droplet impact. *Applied Physics Letters*, 112(9), Feb. 2018. ISSN 1077-3118. doi : 10.1063/1.5020085.
- [135] M. Yamazaki, A. Jemcov, and H. Sakaue. A review on the current status of icing physics and mitigation in aviation. *Aerospace*, 8(7) :188, July 2021. ISSN 2226-4310. doi : 10.3390/aerospace8070188.
- [136] A. Yarin. DROP IMPACT DYNAMICS : Splashing, spreading, receding, bouncing. ... *Annual Review of Fluid Mechanics*, 38(1) :159–192, jan 2006. doi : 10.1146/annurev.fluid.38.050304.092144.

- [137] F. Yeganehdoust, R. Attarzadeh, I. Karimfazli, and A. Dolatabadi. A numerical analysis of air entrapment during droplet impact on an immiscible liquid film. *International Journal of Multiphase Flow*, 124 : 103175, mar 2020. doi : 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2019.103175.
- [138] K. Yokoi. Numerical studies of droplet splashing on a dry surface : triggering a splash with the dynamic contact angle. *Soft Matter*, 7(11) :5120, 2011. doi : 10.1039/c1sm05336a.
- [139] Y. Yu, H. Liu, D. Liang, and Y. Zhang. A versatile lattice boltzmann model for immiscible ternary fluid flows. *Physics of Fluids*, 31(1), jan 2019. doi : 10.1063/1.5056765.
- [140] S. Zaleski, J. Li, and S. Succi. Two-dimensional navier-stokes simulation of deformation and breakup of liquid patches. *Physical Review Letters*, 75(2) :244–247, July 1995. ISSN 1079-7114. doi : 10.1103/physrevlett.75.244.
- [141] C. Zhao, J. Maarek, S. M. Taleghani, and S. Zaleski. A hybrid continuum surface force for the three-phase vof method. Oct. 2023.
- [142] S. Zhao, J. Zhang, and M.-J. Ni. Boiling and evaporation model for liquid-gas flows : A sharp and conservative method based on the geometrical VOF approach. *Journal of Computational Physics*, 452 : 110908, mar 2022. doi : 10.1016/j.jcp.2021.110908.



**Titre** : Étude de l'impact d'une goutte sur film non miscible

**Mots clés** : Gouttes, impact, Tension de surface, Trifluide

**Résumé** : Les impacts de goutte soulèvent une grande variété de questions en mécanique des fluides. Ils sont présents dans une multitude de problématiques allant de la propagation d'aérosol aux questions de mouillage dans divers domaines. Nous distinguons plusieurs étapes majeures durant un impact. Premièrement lorsqu'une goutte impacte une surface (liquide ou solide) une bulle de gaz est piégée entre le substrat et la goutte. Dans un second temps la goutte va s'étaler et ce de plusieurs manières possibles. Nous pouvons observer un étalement (spreading) ou un éclatement en plusieurs gouttelettes (splash). Dans cet ouvrage, questionnons l'influence des substrats sur ces comportements. Nous concentrons notre étude dans le cas d'impact sur films liquides minces non miscibles. Les situations étudiées font donc intervenir trois différents fluides, celui de la goutte, le gaz ambiant et le substrat. Nous présentons une méthode numérique originale utilisant les Volumes of fluids (VOF) implémentée

dans le logiciel libre *Basilisk* pour traiter chacun des différents fluides. Nous étendons les méthodes existantes traitant deux fluides pour la résolution de simulations tri-fluide. Nous insistons sur la difficulté de résoudre correctement le calcul des tensions de surface aux abords des zones réunissant les trois fluides. Nous caractérisons cette nouvelle méthode à l'aide de plusieurs séries d'essais. Puis nous l'utilisons pour étudier les impacts, d'abord aux temps courts notamment pour la caractérisation du piégeage des bulles. Nous soulignons l'importance des effets visqueux dans ce mécanisme. Aux temps plus longs nous travaillons aussi sur l'influence des propriétés de mouillage des fluides lors de la transition vers le splash. Par ailleurs nous réalisons des impacts non miscible sur piscine profonde, dans ce cas nous étudions la formation de jets causés par effondrement de la cavité créée par l'impact de la goutte. Dans ces trois axes d'études nous montrons l'importance des propriétés physiques et géométriques du film liquide.

**Title** : Study of a drop impact over a thin immiscible liquid film

**Keywords** : Drop, Impact, Surface tension, Three fluids

**Abstract** : Drop impacts raise a wide variety of questions in fluid mechanics. They are present in a multitude of issues ranging from aerosol propagation to wetting issues in various areas. We distinguish several major stages during an impact. Firstly, when a drop impacts a surface (liquid or solid) a gas bubble is trapped between the substrate and the drop. Secondly, the drop will spread in several possible ways. We can observe spreading (spreading) or breaking into several droplets called splashing. In this work, we question the influence of substrates on these behaviors. We concentrate our study in the case of impact on thin immiscible liquid films. The situations studied therefore involve three different fluids, that of the drop, the ambient gas and the substrate. We present an original numerical method using Volumes of fluids (VOF) implemented in the free software *Basilisk* to treat each

of the different fluids. We extend existing methods treating two fluids for the resolution of tri-fluid simulations. We emphasize the difficulty of correctly resolving the calculation of surface tensions around the zones bringing together the three fluids. We characterize this new method using several series of tests. Then we use it to study the impacts, first at short times, particularly for the characterization of bubble trapping. We emphasize the importance of viscous effects in this mechanism. At longer times we also work on the influence of the wetting properties of fluids during the transition to the splash. Furthermore we carry out immiscible impacts on deep pools, in this case we study the formation of jets caused by collapse of the cavity created by the impact of the drop. In these three areas of study we show the importance of the physical and geometric properties of the liquid film.