

Lorsque les sciences dévoilent les secrets de la nature,
ce que celle-ci perd de mystérieux, elle le gagne en mer-
veilleux.

Paul Carvel, *Mots de tête*

Chapitre 1

Phénoménologie et modélisation de l'atomisation

Afin de mieux appréhender la relation entre l'écoulement à l'intérieur de l'injecteur et la formation du spray dans la chambre de combustion, ce chapitre est d'abord consacré à l'introduction des principes fondamentaux concernant la déstabilisation d'un jet de liquide et à l'étude des différents phénomènes qui peuvent l'influencer. Les terminologies employées au cours de notre étude y seront notamment exposées.

Ensuite, une revue des principaux modèles d'atomisation développés jusqu'ici rend compte des avantages et lacunes de chacun d'eux.

Enfin, l'analyse des différentes méthodes de modélisation d'écoulements diphasiques est l'occasion de choisir l'approche la plus adaptée à l'étude du couplage entre l'écoulement en amont et en aval de la buse d'injection.

1.1 Instabilité et pulvérisation d'un jet liquide

Le jet de carburant liquide en sortie d'un injecteur Diesel peut être considéré comme un jet plein, sortant d'un orifice cylindrique (extrémité de la buse), injecté dans un milieu gazeux au repos. Ce jet va d'abord subir un fractionnement primaire, qui correspond à la formation de fragments liquides, sphériques ou non, à la surface du jet, puis un fractionnement secondaire, qui se traduit par une désintégration ultérieure de ces éléments liquides déjà détachés du jet.

1.1.1 Les grandeurs caractéristiques

Dans un premier temps, il est important de définir précisément des grandeurs pouvant servir à caractériser un jet liquide.

En régime stationnaire, on distingue deux longueurs caractéristiques pour un jet liquide. A basse vitesse d'injection, la colonne liquide issue de l'injecteur reste intacte en surface sur une certaine distance, appelée longueur de surface intacte (L_1 sur la figure 1.1), avant de donner naissance à des gouttes plus en aval. Pour de fortes vitesses d'injection (comme dans le cas des moteurs Diesel ID), cette distance est

quasiment nulle. En aval de cette première longueur caractéristique, le scénario le plus connu considère que la colonne liquide se rétrécit par arrachements de fragments liquides en surface : la longueur de cœur liquide (L_2 sur la figure 1.1) est, en général, définie comme la distance sur laquelle le jet est continu sur son axe.

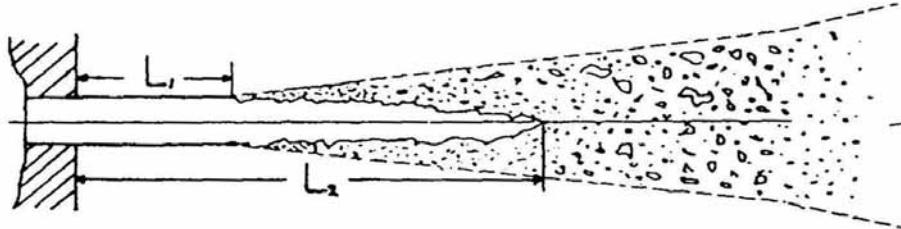


FIG. 1.1 – Longueurs caractéristiques du jet : L_1 est appelée longueur de surface intacte et L_2 longueur de cœur liquide [98]

En régime instationnaire, la longueur de pénétration d'un spray est définie comme la distance maximale entre le nez de l'injecteur et le front liquide. Pour les sprays à haute pression, cette distance est bien souvent approximative car il convient de fixer un critère sur les gouttes dont on va tenir compte ou pas. Lambert [99] considère par exemple la longueur de pénétration comme la distance, sur l'axe du jet, entre le point d'injection et la particule liquide qui précède 95 % de l'ensemble des fragments liquides.

On définit l'angle du spray θ comme l'angle du plus petit cône contenant tous les fragments représentatifs du spray. Il s'agit, là encore, d'une grandeur approximative qui nécessite de fixer un critère de sélection des particules liquides.

Enfin, le diamètre des gouttes liquides est évidemment une grandeur à considérer. Le *SMD*¹ [78] est couramment utilisé pour caractériser les jets en évaporation :

$$SMD = \frac{\int a^3 dn}{\int a^2 dn} \quad (1.1)$$

où dn est le nombre de gouttes dont le diamètre a est inclus entre $a - da/2$ et $a + da/2$.

1.1.2 Les régimes de fractionnement

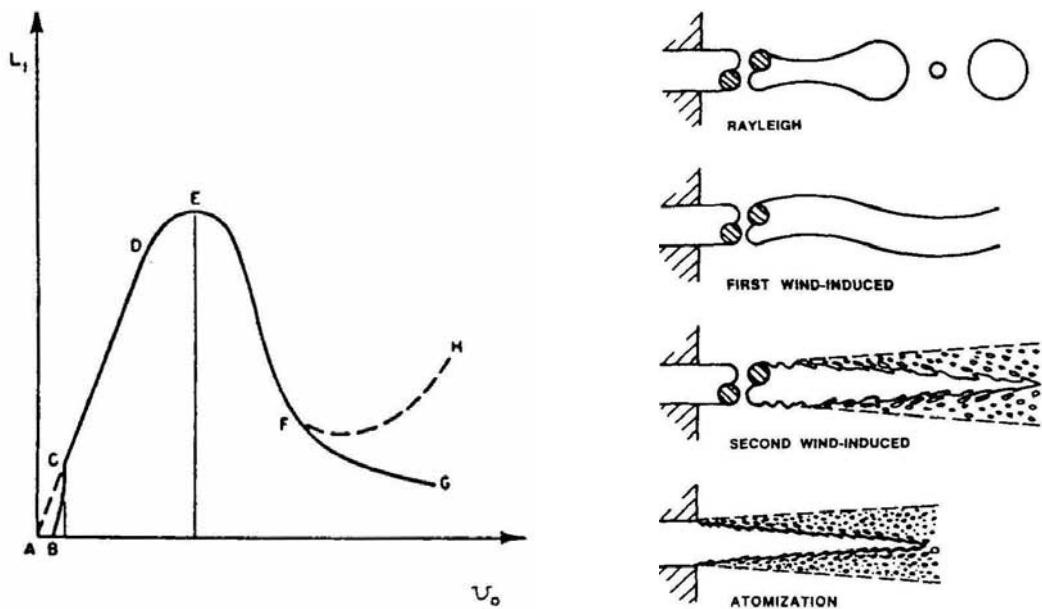
D'après Reitz [137], le fractionnement d'un jet liquide injecté dans du gaz est fonction de sa vitesse d'injection u_0 . Une très faible vitesse conduit à la formation de gouttes à la sortie immédiate de l'injecteur (régime goutte-à-goutte). A mesure que la vitesse d'injection croît, Reitz identifie quatre régimes de fractionnement (figure 1.2) :

- Régime de **Rayleigh** : pour de faibles vitesses d'injection, le fractionnement a lieu à une très grande distance du nez de l'injecteur et des gouttes de diamètre supérieur à celui de la buse apparaissent.

¹SMD : Sauter Mean Diameter

- Premier régime induit par l'aérodynamique (ou *First wind-induced breakup*) : lorsque la vitesse d'injection est plus forte, le fractionnement du jet a lieu à une distance plus faible, mais encore assez grande par rapport au diamètre d'injection, et les gouttelettes ont un diamètre voisin de celui de la buse.
- Second régime induit par l'aérodynamique (ou *Second wind-induced breakup*) : le fractionnement apparaît alors à une distance très faible, de l'ordre de quelques diamètres d'injection, et les gouttelettes sont plus petites que l'orifice de l'injecteur.
- Régime d'**atomisation** : à forte vitesse d'injection (nombre de Reynolds supérieur à 3000, selon Mansour et Chigier [108]), le jet est fractionné très près de la sortie de l'injecteur et les gouttelettes sont très fines.

Pour les deux premiers régimes (Rayleigh et *First wind-induced breakup*), les longueurs de surface intacte et de cœur liquide coïncident. Reitz [137] trace la longueur de surface intacte en fonction de la vitesse d'injection (figure 1.2a), tandis que les différents régimes de fractionnement sont représentés par Faeth [58] (figure 1.2b). La fragmentation d'un jet Diesel injecté à haute pression appartient au régime d'atomisation proprement dit.



- (a) Longueur de surface intacte (L_1) en fonction de la vitesse (b) Régimes caractéristiques de fractionnement de goutte à goutte (ABC), régime de Rayleigh (CD), régime du *First wind-induced breakup* (EF), régime du *Second wind-induced breakup* (FG ou FH), régime d'atomisation (au-delà de G ou H) [137]

FIG. 1.2 – Classification des régimes de fractionnement d'un jet liquide en fonction de la vitesse d'injection

Si la vitesse d'injection joue un rôle déterminant dans le fractionnement d'un jet liquide, d'autres paramètres, comme la viscosité μ_l ou la tension superficielle σ du liquide, entrent également en jeu, de même que les masses volumiques du gaz ρ_g et du liquide ρ_l .

Afin de tenir compte de ces effets, Faeth [58] propose ainsi, sur la figure 1.3a, de classer les régimes de fractionnement en fonction des nombres sans dimension de Weber du gaz We_g (équation 1.2) et d'Ohnesorge Oh (équation 1.3). Le nombre de Weber est défini comme le rapport entre les forces aérodynamiques et la tension capillaire [174], alors que le nombre d'Ohnesorge [127] s'écrit en fonction de We_l et du nombre de Reynolds Re_l (rapport des termes dus à l'inertie sur ceux dus aux forces visqueuses [143]) :

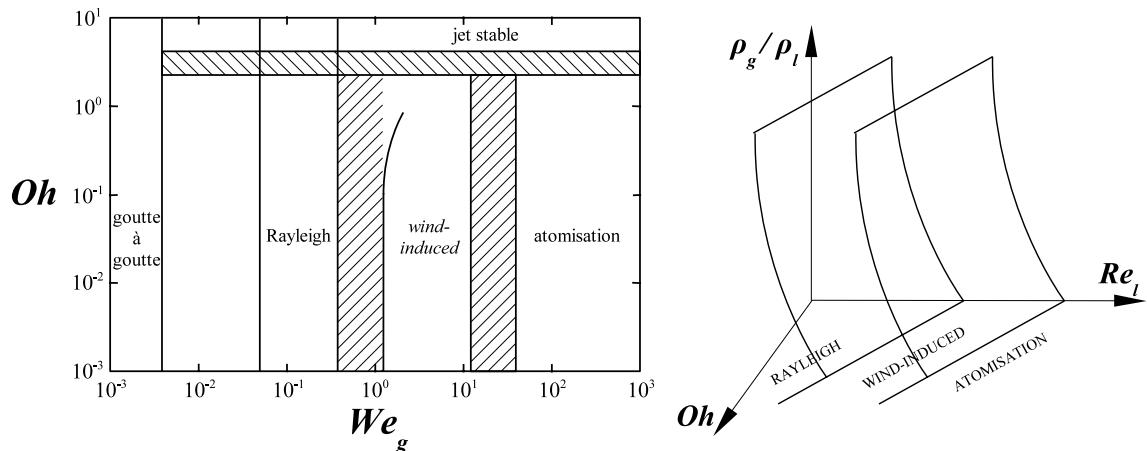
$$We_g = \frac{\rho_g u^2 a}{\sigma} \quad (1.2)$$

$$Oh = \frac{We_l^{0,5}}{Re_l} = \frac{\mu_l}{\sqrt{\sigma \rho_l a}} \quad (1.3)$$

$$Re_l = \frac{\rho_l u a}{\mu_l} \quad (1.4)$$

où a est la taille caractéristique du jet (typiquement le diamètre).

Reitz [137], quant à lui, propose une représentation, sur la figure 1.3b, incluant le rapport des masses volumiques des deux fluides ainsi que Oh et Re_l .



(a) Régimes de fractionnement en fonction de We_g et (b) Limites qualitatives des trois régimes de fractionnement (d'après [58])

FIG. 1.3 – Classification des régimes de fractionnement d'un jet liquide en fonction de la viscosité, de la tension superficielle et du rapport de densités gaz / liquide

Toutefois, les différentes terminologies et classifications utilisées jusqu'ici ne tiennent pas compte de la perturbation initiale (due à la géométrie interne de l'injecteur, par exemple) sur le comportement du jet.

1.1.3 Les phénomènes physiques influençant l'atomisation

Pour le régime d'atomisation, plusieurs phénomènes physiques interviennent et sont étroitement liés les uns aux autres [99, 54]. C'est au sein même du liquide que se trouve l'origine du fractionnement du jet. Les structures tourbillonnaires qui s'y développent (perturbations initiales) créent des instabilités dans la couche de mélange, à l'interface liquide-gaz. Le gaz ambiant, en participant à l'amplification de ces instabilités, influence également l'atomisation.

Dans le liquide

Dès 1959, Bergwerk [17] constate que la cavitation, qui se développe à l'intérieur des injecteurs Diesel, influence fortement l'aspect du jet. Dumont *et al.* [55] consacrent à ce phénomène une étude bibliographique très complète et estiment qu'il s'agit du phénomène prépondérant apparaissant dans le liquide : la cavitation est une vaporisation du liquide sous l'effet de dépressions, généralement dues à de grandes vitesses d'écoulement [101]. Autrement dit, une rupture du milieu continu de liquide est amorcée sous l'effet de contraintes excessives [61]. L'écoulement est en effet soumis à un rétrécissement brusque à l'entrée de l'injecteur (rayon de la buse de l'ordre du dixième de millimètre) et il y a décollement de la couche limite le long de la paroi, créant une zone de recirculation [157] (figure 1.4). Si la dépression locale engendrée devient inférieure à la pression de vapeur saturante du carburant, le liquide est vaporisé et des poches gazeuses de carburant apparaissent.

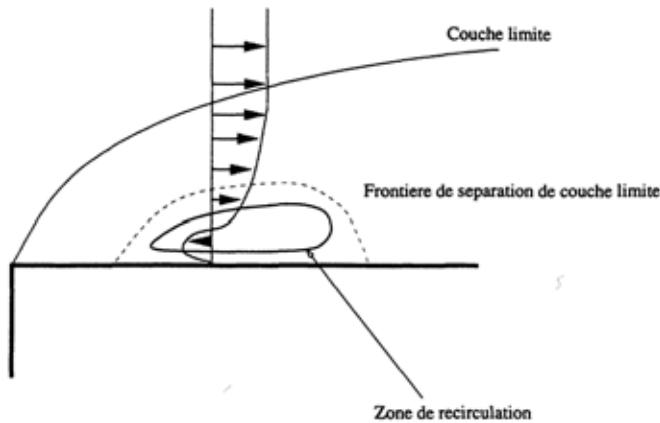


FIG. 1.4 – Mécanisme de formation de poches cavitantes près de l'arête vive d'entrée du trou de l'injecteur [54]

Nombre d'auteurs (Chaves *et al.* [30], Soteriou *et al.* [157], Arcoumanis et Gavaises [4]) caractérisent les écoulements cavitants en définissant un nombre de cavitation CN tel que :

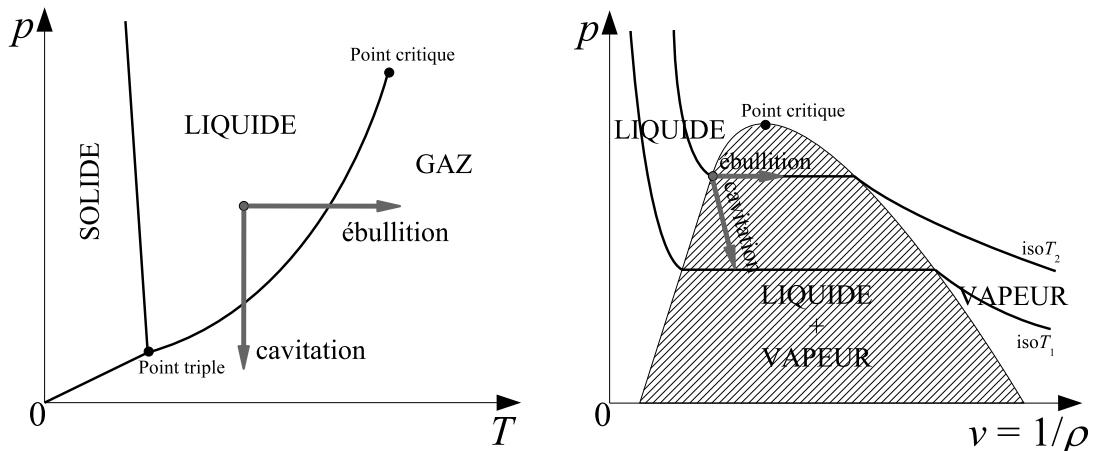
$$CN = \frac{P_{inj} - P_{ch}}{P_{ch} - P_{sat}} \quad (1.5)$$

qui peut, en injection Diesel, se simplifier de la manière suivante :

$$CN = \frac{P_{inj} - P_{ch}}{P_{ch}} \quad (1.6)$$

tant la pression de vapeur saturante P^{sat} est négligeable devant la pression d'injection P_{inj} et la pression de la chambre P_{ch} . Pour une injection typique ($P_{inj} = 150$ MPa, $P_{ch} = 6$ MPa), ce nombre sans dimension prend une valeur de 24.

D'un point de vue thermodynamique, le diagramme de phase d'un corps pur (figure 1.5a) représente les deux voies simplifiées permettant le changement de phase d'un liquide en vapeur : soit on élève la température, à pression constante, par un apport de chaleur extérieur (ébullition), soit on abaisse la pression, à température constante, jusqu'à atteindre la courbe de vaporisation (cavitation). En réalité, la transformation permettant l'apparition de cavitation est globalement adiabatique, sans apport de chaleur extérieure ; il est alors nécessaire de refroidir le liquide environnant la cavité de vapeur, afin d'obtenir l'apport de chaleur nécessaire pour vaincre la chaleur latente de changement de phase, ce qui se traduit sur la figure 1.5b par le fait que l'on change d'isotherme. Cependant, pour une température ordinaire, la production d'un volume important de vapeur ne nécessite que très peu de chaleur, à tel point que l'on néglige le plus souvent ces transferts de chaleur [101]. Le phénomène de cavitation est donc dû à la réduction de pression imposée localement par la dynamique de l'écoulement, le caractère isotherme de la transformation résultant de la très petite quantité de chaleur nécessaire à la formation d'un volume significatif de vapeur ($T_1 \simeq T_2$ sur la figure 1.5b).



(a) Diagramme (p, T) (d'après Franc *et al.* [61]) (b) Diagramme (p, v), v étant le volume spécifique (d'après Lecoffre [101])

FIG. 1.5 – Modes de vaporisation d'un liquide

Outre un rétrécissement brusque de section dû à la géométrie de l'écoulement, le caractère fortement instationnaire à l'intérieur de l'injecteur ainsi que la rugosité et les mouvements vibratoires des parois ont également pour effet de créer des zones de cisaillement très important, qui provoquent une dépression engendrant des poches cavitantes. Ces poches peuvent disparaître si elles se situent dans des zones d'écoulement subsonique de plus forte pression locale ou être advectées par le liquide jusqu'à la sortie de l'injecteur. La figure 1.6 montre ainsi que le passage de poches cavitantes à travers la section de sortie de l'injecteur diminue sa section débitante de liquide, induisant une augmentation locale de la vitesse d'injection. Mais le profil

de vitesse débitante est également affecté dans le cas où les poches ne parviennent pas jusqu'à la sortie de l'orifice d'injection. Dans ces deux cas, la modulation de vitesse occasionnée par la cavitation est mesurée par Chaves *et al.* [29], en sortie de l'injecteur.

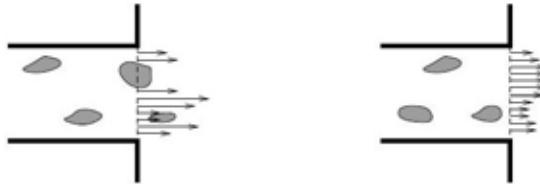


FIG. 1.6 – Influence de la cavitation sur le profil de vitesse d'injection [54]

De nombreux auteurs (Eifler [57], Soteriou *et al.* [157], Chaves *et al.* [30], Compagnon *et al.* [36]) montrent expérimentalement que ce phénomène de cavitation se produit dans les injecteurs Diesel et contribue à l'atomisation du jet, d'une part, par la fluctuation de la vitesse d'injection résultant du rétrécissement de la section de sortie (figure 1.7) et, d'autre part, par l'implosion (ou *collapse*) et l'éclatement de bulles au voisinage de la surface libre du jet, en aval du nez de l'injecteur [57]. Ces phénomènes ont, en outre, un caractère fortement tridimensionnel.

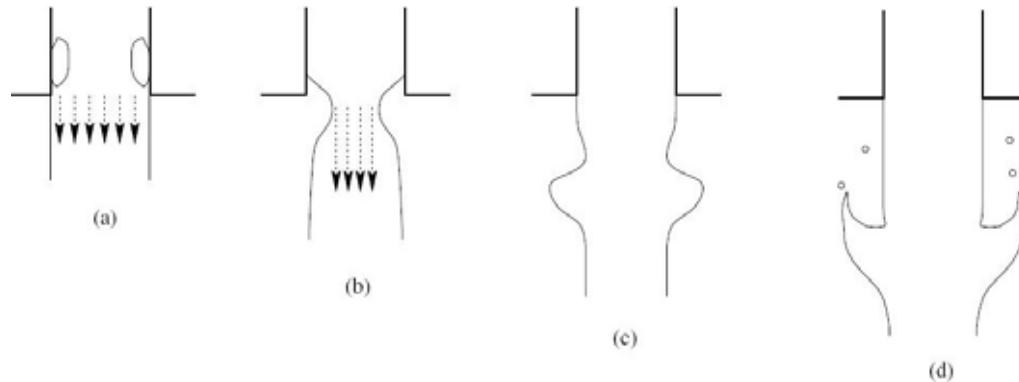
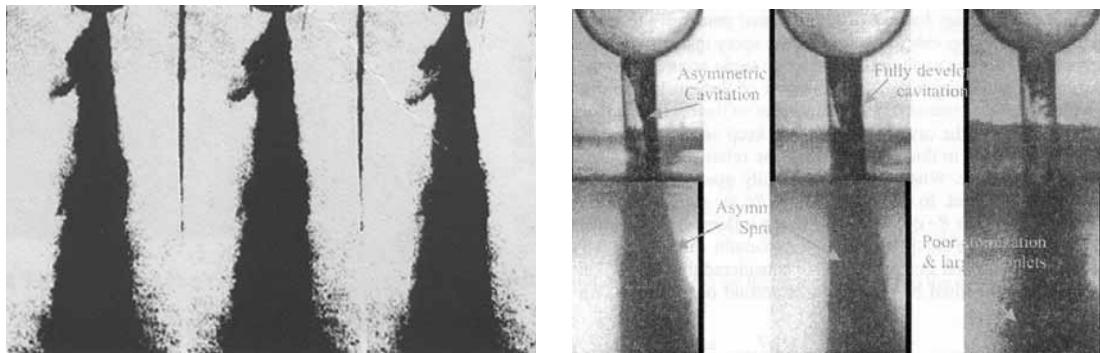


FIG. 1.7 – Crédit : CEA LIST, Paris, France

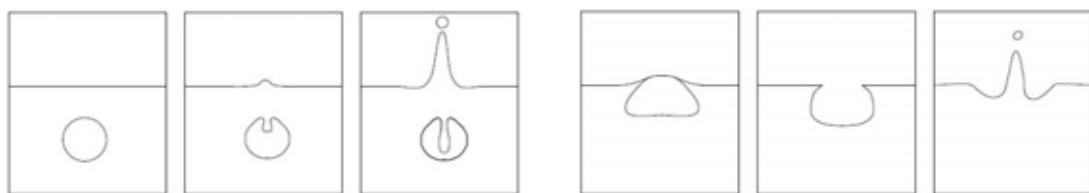
Les visualisations réalisées par Eifler [57] (figure 1.8a) montrent l'effet de l'implosion d'une bulle de cavitation, avec la formation d'un jet à haute vitesse en périphérie du spray. Plus récemment Saliba *et al.* [149] (figure 1.8b) observent l'écoulement cavitant, à l'intérieur d'un injecteur mono-trou, et la formation du spray correspondante, à l'intérieur de la chambre.

L'implosion d'une bulle au sein de la phase liquide occasionne une surpression très importante au niveau de la surface libre [75]. Un jet rentrant, dans une direction opposée à la surface libre, traverse la bulle et un autre jet, dont l'énergie cinétique est énorme, se forme simultanément au niveau de la surface libre, dans la direction opposée (figure 1.9a). Lorsqu'une bulle atteint la surface du jet, la pellicule de liquide séparant la vapeur, contenue dans la bulle, de l'air ambiant se rompt et un jet est alors formé en surface (figure 1.9b).



(a) Effet de l'implosion d'une bulle de cavitation sur le spray (Eifler [57]) (b) Écoulement à l'intérieur et en sortie de l'injecteur (Saliba *et al.* [149])

FIG. 1.8 – Visualisations expérimentales de la cavitation et de son effet sur le spray



(a) *Collapse* d'une bulle au voisinage d'une surface libre (b) *Éclatement* d'une bulle au voisinage d'une surface libre

FIG. 1.9 – Effets des poches de cavitation sur la surface libre du jet [54]

Cependant, selon Wu *et al.* [176], la cavitation ne peut pas être seule responsable de la désintégration du jet. A l'intérieur du liquide, on constate également des fluctuations de pression correspondant à la réponse du système de lignes hydrauliques comprises entre le nez de l'injecteur et le rail haute pression [59, 71]. Il en résulte une succession de contractions et de renflements du dard liquide en aval de l'orifice d'injection, affectant l'interface liquide-gaz. Mais les niveaux de fréquence de ces modulations de pression sont peu élevés, de telle sorte que leur influence n'est notable que pendant la phase stationnaire de l'injection (injection principale).

La figure 1.10 représente des visualisations de Chaves *et al.* [31] illustrant ce phénomène. Le spray est injecté dans un milieu ambiant à pression atmosphérique. Sa vitesse de sortie est d'environ 300 m/s et il s'est écoulé environ 30 μ s entre l'image (1) et l'image (10).

Une fluctuation de la pression d'alimentation est imposée en entrée et crée une structure cavitante à l'intérieur du canal d'injection, visible sur l'image (1) en blanc, puis un renflement du jet plus en aval. Le lâcher de cette poche cavitante a bien sûr un impact sur le profil de vitesse en sortie d'injecteur, mais ce n'est pas la cause primaire du renflement observé. Selon Chaves, même dans le cas d'injection sans apparition de cavitation dans le canal, ce type de structure peut être observé, en raison des modulations de pression d'alimentation de l'injecteur.

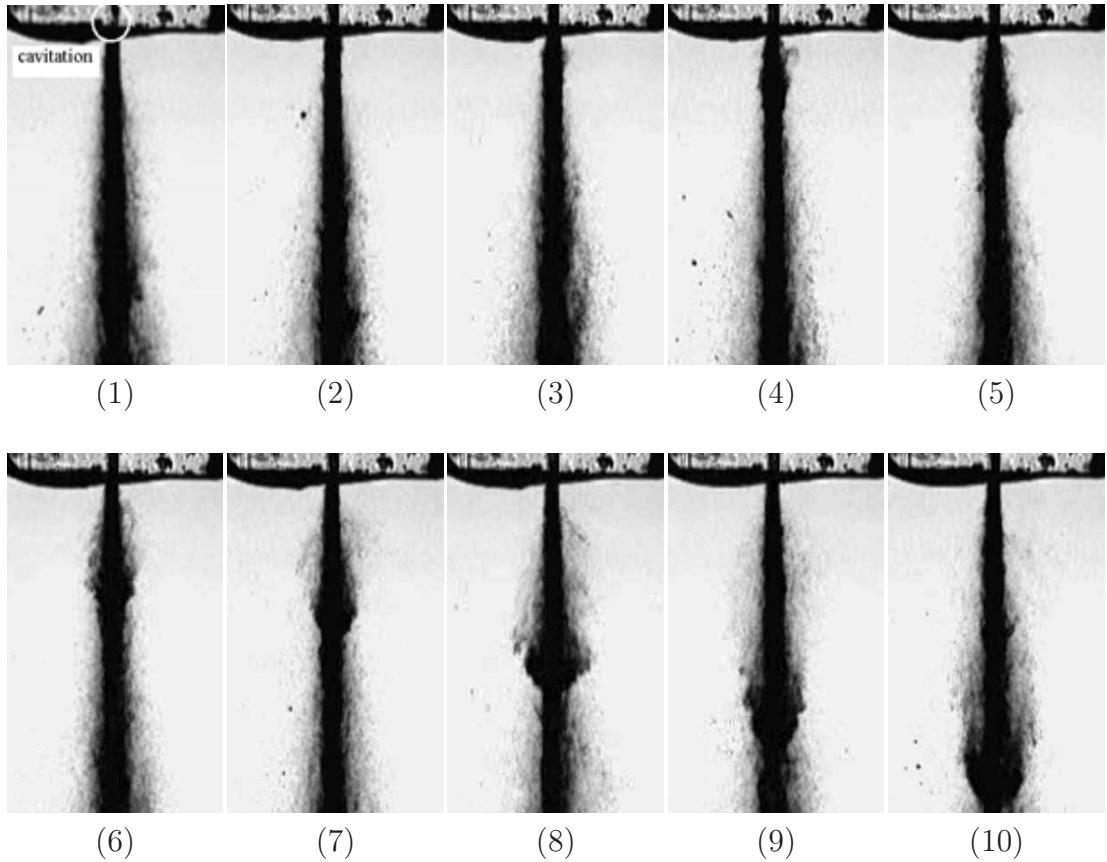


FIG. 1.10 – Visualisations expérimentales ($L_0/D_0 = 5$) de Chaves *et al.* [31]

Dans la couche de mélange

On parle de couche de mélange pour désigner la zone où deux écoulements de vitesses différentes, et éventuellement de densités différentes, s'interpénètrent [136] (figure 1.11a) : on suppose qu'il existe une région de raccord de vitesse infiniment mince. Si l'on considère une perturbation, due aux effets de la cavitation et de la turbulence du liquide, qui ondule légèrement l'interface liquide-gaz (figure 1.11b), formant des creux (*c*) et des sommets (*s*), le fluide est accéléré sur les parties convexes (*s*) et l'effet inverse se produit sur les parties concaves (*c*). Ce changement local de la vitesse va engendrer, par conservation de l'énergie (équation de Bernoulli), une dépression au sommet des perturbations et une surpression dans les creux. Le nouveau champ de pression déformé a donc tendance à amplifier ce mouvement et l'écoulement est instable. On parle d'instabilité de Kelvin-Helmholtz [77, 92].

On peut également expliquer ce mécanisme en suivant l'évolution du champ de vorticité, $\omega = \frac{du}{dy}$ (y étant la direction transversale à l'écoulement). Batchelor [9] montre en effet que la vorticité se concentre peu à peu dans les zones de fortes pentes de l'interface, comme autour du point A, et disparaît des zones analogues à celles entourant le point B. Cette concentration de vorticité est responsable de

l'enroulement autour d'elles-mêmes des structures générées par l'instabilité (figure 1.11c).

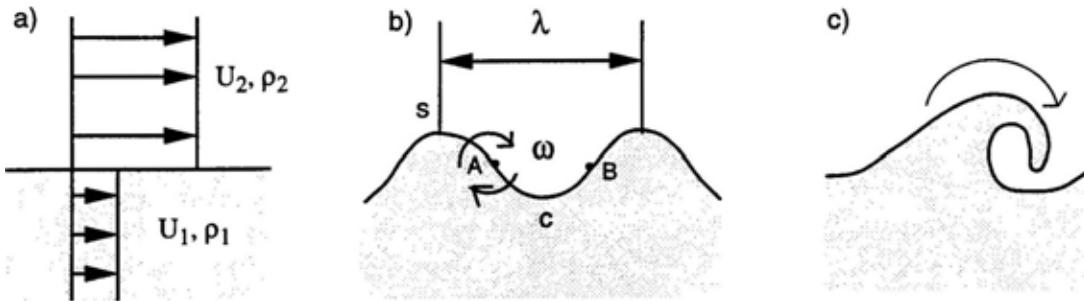


FIG. 1.11 – Mécanisme de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz [136]

Dans le cas du jet Diesel, le cisaillement important entre les couches fluides, dans la zone de proche sortie, conduit à ce genre d'instabilité. La taille des gouttes issues de l'atomisation correspond à la taille des ligaments formés à la surface du jet. Selon Wu *et al.* [179], un tourbillon, dont l'énergie est supérieure à l'énergie superficielle nécessaire pour former une goutte, crée un ligament qui jaillit à la surface du jet. L'énergie nécessaire à l'expulsion d'une goutte est fournie par l'énergie cinétique des tourbillons amplifiée par le saut de pression associé à une protubérance à la surface du liquide (figure 1.12a).

Faeth [58], quant à lui, estime qu'à l'intérieur d'un injecteur Diesel standard (petit rapport L_0/D_0), la turbulence ne devrait pas être fortement développée et qu'elle ne peut être un facteur prépondérant dans l'atomisation. Wu *et al.* [178] proposent ainsi un autre mécanisme d'atomisation basé sur la croissance d'une couche limite à l'interface liquide-gaz, la taille caractéristique des gouttes ou ligaments correspondant à l'épaisseur de cette couche limite (figure 1.12b).

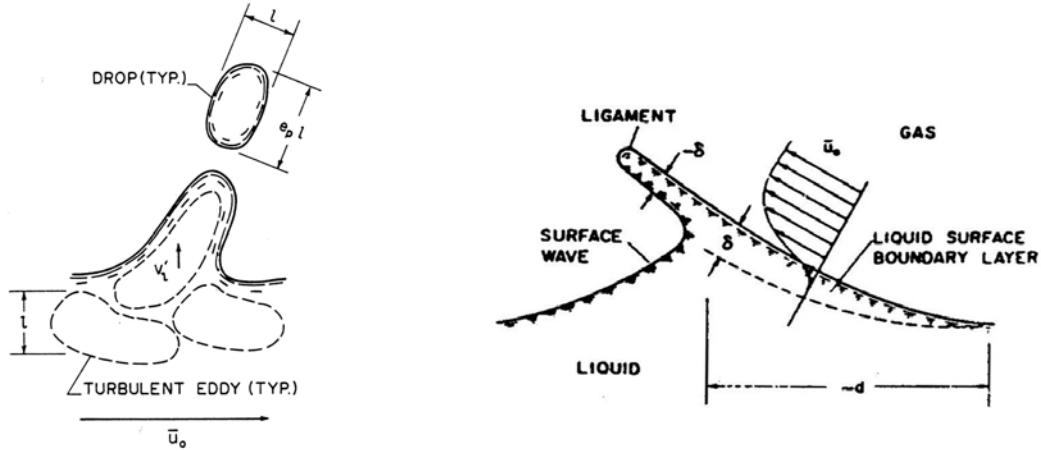
Enfin, les anneaux tourbillonnaires formés grossissent au fur et à mesure qu'ils se déplacent vers l'aval, par l'entraînement du fluide extérieur et par fusion avec les anneaux voisins. Ce phénomène d'appariement des anneaux tourbillonnaires constitue un mécanisme essentiel dans l'élargissement du jet : l'épaisseur effective de la couche de mélange du jet est doublée après appariement [45].

Dans le gaz

Les effets aérodynamiques du gaz dans lequel le liquide est injecté sont également primordiaux dans le phénomène d'atomisation. Reitz et Bracco [139, 140] ainsi que Wu *et al.* [176] constatent expérimentalement que l'angle du jet augmente à masse volumique croissante dans la chambre et il diminue quand la viscosité du liquide ou la vitesse d'injection croissent.

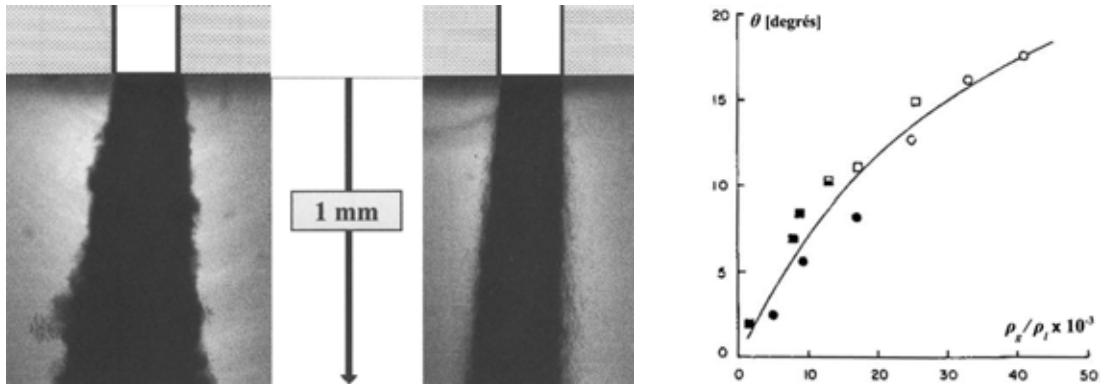
D'après Wu et Faeth [177], une augmentation de la masse volumique du gaz, donc de sa pression, amplifie l'arrachement des gouttes à la surface du jet : elle provoque, d'une part, l'accroissement de la densité de gouttes, au voisinage de la surface, et de l'angle de cône du spray ainsi que, d'autre part, la diminution de la

longueur du cœur liquide du jet et de la taille des gouttes. De même, l'angle de cône sera fortement affecté par le gaz dans lequel on injecte (figure 1.13).



(a) Fractionnement dû à la turbulence liquide [179] (b) Fractionnement dû à la croissance d'une couche limite à l'interface [178]

FIG. 1.12 – Hypothèses de formation de ligaments dans la couche de mélange



(a) Visualisation de sprays pour $P_{inj} = 100$ MPa (à gauche : $P_{ch} = 6$ MPa, à droite : $P_{ch} = 0,1$ MPa) [35] (b) Influence du rapport des densités gaz/liquide sur l'angle de cône du spray [137, 176]

FIG. 1.13 – Influence sur un jet liquide de la densité du gaz dans lequel il est injecté

Synthèse

En fait, il semble qu'aucun de ces phénomènes ne conduise seul à l'atomisation du jet mais que chacun y contribue [139]. Ruiz et Chigier [145] insistent sur le fait que turbulence et cavitation ne peuvent être séparés et ils proposent un modèle d'atomisation basé sur leurs expériences avec un injecteur coaxial (figure 1.14).

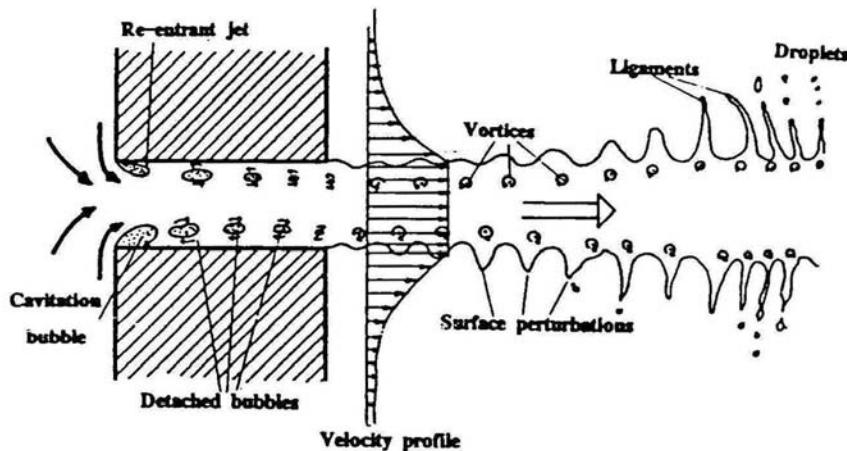


FIG. 1.14 – Schéma du mécanisme d'atomisation proposé par Ruiz et Chigier [145]

Notons, de plus, que les variations de vitesse en régime instationnaire peuvent également jouer un rôle dans l'atomisation. Au début de l'injection, par exemple, les fragments liquides de faible inertie sont freinés par le gaz, alors que les fragments injectés ultérieurement pénètrent plus facilement dans le gaz du fait de leur plus grande inertie et de l'entraînement de gaz généré par les gouttes précédentes. De même, la géométrie intérieure a une influence sur l'angle du jet : des coins arrondis à l'entrée du nez de l'injecteur mènent à un jet moins divergent que des arêtes vives [140, 176]. Les dissymétries dues aux imperfections d'usinage des injecteurs participent également à donner un caractère fortement tridimensionnel au jet.

1.1.4 Les échelles caractéristiques des différents phénomènes

Il convient à présent d'évaluer les échelles caractéristiques (spatiales et temporelles) de chacun des phénomènes décrits plus haut (tableau 1.1) afin d'identifier les phénomènes physiques que l'on peut se permettre de résoudre par le maillage dans une approche eulérienne.

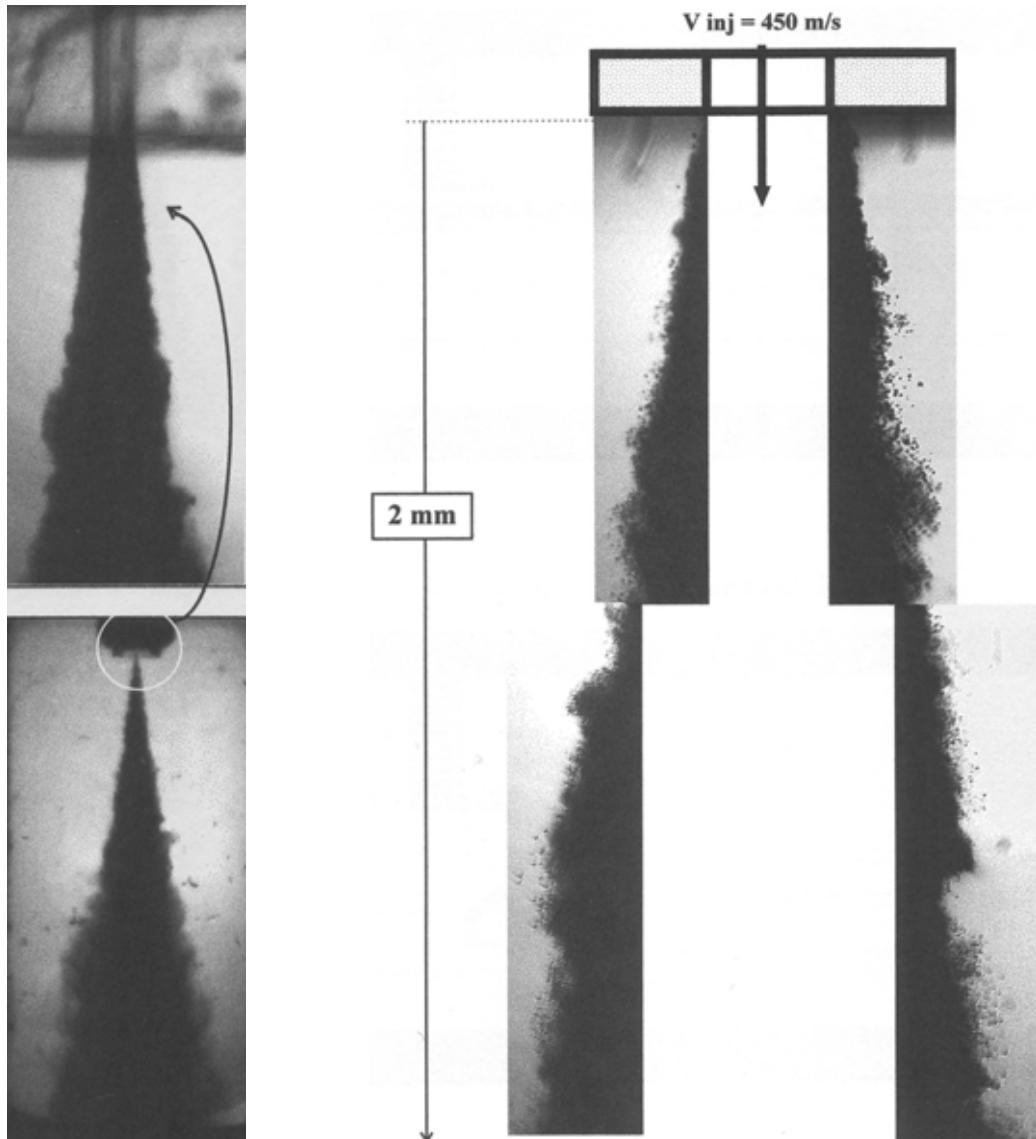
Les visualisations de Compagnon *et al.* [36] du CRMT² permettent de déterminer globalement trois échelles caractéristiques pour le fractionnement du jet, classées de la plus grande à la plus petite (figure 1.15) :

- A l'échelle du jet, on constate une dispersion qui peut être caractérisée par son angle, son diamètre initial (diamètre du trou de l'injecteur) et sa longueur de pénétration.
- A l'échelle des perturbations à la surface du jet, on relève des oscillations dont on peut mesurer l'évolution de l'amplitude et la longueur d'onde, à mesure que le jet se développe.
- A l'échelle de ces oscillations, on distingue des filaments et des gouttelettes qui se détachent du jet.

²CRMT : Centre de Recherche en Machines Thermiques

Phénomène	Échelle considérée	Ordre de grandeur	Référence
Poches de cavitation	Taille caractéristique Temps d'advection sur L_0 Fréquence de lâcher	20 μm 5 μs 25 à 50 kHz	Obermeier <i>et al.</i> [126], Marcer <i>et al.</i> [110]
Fluctuations de vitesse	Fréquence mesurée	50 kHz	Chaves <i>et al.</i> [28]
Influence de la ligne d'injection	Fréquence caractéristique	1 kHz	Guigues [71]
<i>Collapse</i> de poches de cavitation	Fréquence Temps d'implosion	10 à 100 kHz 1 à 3 μs	Winklhofer [175] Lecoffre [101]
Instabilité de Kelvin-Helmholtz	Longueur d'onde mesurée Fréquence théorique Amplitude mesurée	0,4 à 1 mm 0,5 à 1 MHz ~ 0,2 mm	CRMT [35] Danaila [45] Obermeier <i>et al.</i> [126]
Appariement de tourbillons	Fréquence théorique	~ 100 kHz	Danaila [45]
Filaments	Diamètre caractéristique Longueur caractéristique	20 à 50 μm 20 à 30 μm	CRMT [34]
Gouttelettes	Diamètre caractéristique	1 à 15 μm	CRMT [34], Smallwood [155]
Acoustique	Vitesse du son (vapeur) Vitesse du son (liquide) Vitesse du son (air)	~ 150 m/s 1 200 m/s 300 m/s	pour $T = 373 \text{ K}$ pour $T = 300 \text{ K}$

TAB. 1.1 – Échelles caractéristiques des différents phénomènes en sortie d'un injecteur Diesel



(a) Échelle de la chambre de combustion (en bas) et zoom sur la zone d'écoulement en périphérie (en haut)
(b) Zone de sortie du jet agrandie avec les instabilités et les gouttelettes se formant en périphérie

FIG. 1.15 – Visualisation des différentes échelles du jet Diesel ($P_{inj} = 100 \text{ MPa}$, $P_{ch} = 6 \text{ MPa}$, $D_0 = 200 \mu\text{m}$) [36]

On ne peut bien sûr se contenter de résoudre uniquement la première échelle caractéristique du jet, car elle ne permettrait pas de mieux représenter le cœur liquide du jet. La résolution des instabilités se formant à la périphérie du spray semble nécessaire également à une représentation correcte de l'atomisation. Quant aux filaments et gouttelettes formés, il est envisageable de capter les plus gros grâce au maillage, mais il sera évidemment nécessaire d'en prévoir une modélisation en sous-maille.

Ce choix d'échelles résolues par le maillage ou modélisées nous conduit à prendre des mailles de taille caractéristique Δx de l'ordre de la dizaine de micromètres dans la zone de proche sortie de l'injecteur et des pas de temps Δt de l'ordre de 10^{-9} seconde pour un schéma numérique explicite. La zone maillée sera donc restreinte à la zone de proche sortie de l'injecteur, dans un premier temps.

1.2 Modélisation lagrangienne de l'atomisation

Comme on a pu le voir en introduction, les modèles d'atomisation de jets liquides implantés dans les codes industriels actuels, notamment KIVA, sont essentiellement de type lagrangien. Ainsi, la phase liquide est modélisée par un ensemble discret de particules dont la position et les caractéristiques physiques sont calculées à chaque instant. En réalité, pour éviter des calculs trop lourds, chaque particule numérique représente un nombre donné de gouttes ayant des caractéristiques identiques. La phase gazeuse est calculée de façon eulérienne. Les échanges de masse, de quantité de mouvement et d'énergie entre les deux phases sont pris en compte par des termes sources dans les équations de conservation du gaz.

Dans ce type de modèles, le liquide n'est donc pas considéré comme un jet continu en sortie de l'injecteur, mais est déjà sous forme de gouttes qui vont être encore fractionnées par interaction avec le gaz environnant. Plusieurs modèles lagrangiens d'atomisation, développés au cours des vingt dernières années, sont résumés dans cette partie.

1.2.1 Modèle de Reitz et Diwakar

Ce modèle de fractionnement [141] est fondé sur les travaux de Nicholls [123] qui a étudié le *breakup* d'une goutte dans un écoulement de gaz à grande vitesse, suivant une onde de choc, et a identifié principalement deux régimes de fractionnement.

Le fractionnement en sac (*bag breakup*) a lieu quand $We_g > 12$. La partie centrale de la goutte, de diamètre a , se gonfle vers l'aval de l'écoulement, formant un sac creux et fin, entouré d'un bord épais. Le sac explose ensuite pour donner naissance à de nombreux petits fragments. Le bord se désintègre plus tard et il y a formation de quelques fragments de plus grande taille (figure 1.16a). Le temps de rupture t_{bb} (ou durée de vie d'une goutte instable) associé à ce processus vaut :

$$t_{bb} = C_{bb} \sqrt{\frac{\rho_l}{8\sigma} a^3} \quad (1.7)$$

Le fractionnement par arrachement (*stripping breakup*) a lieu pour $We_g > \sqrt{Re_g}$, où Re_g est le nombre de Reynolds du gaz ($Re_g = \rho_g u a / \mu_g$). Dans ce régime, il n'y a ni sac, ni bord, mais des fragments liquides formés à la périphérie de la goutte déformée et cisaillée. Dans ces conditions, la goutte est épluchée sur son contour par l'écoulement. On assiste à une diminution progressive de la taille de la goutte mère et à la formation de gouttes filles de diamètre bien inférieur (figure 1.16b). On associe également à ce phénomène un temps de rupture t_{sb} défini ainsi :

$$t_{sb} = C_{sb} \frac{a}{2u} \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}} \quad (1.8)$$

Dans le modèle, les deux critères de formation de gouttes (en sac ou par arrachement) sont appliqués à chaque particule. Quand l'un ou l'autre est vérifié pendant un temps égal au temps de rupture correspondant, on associe un nouveau diamètre à la particule, afin de satisfaire l'égalité de ce critère. La masse de la particule est conservée par augmentation du nombre de gouttes, l'énergie par diminution de l'énergie

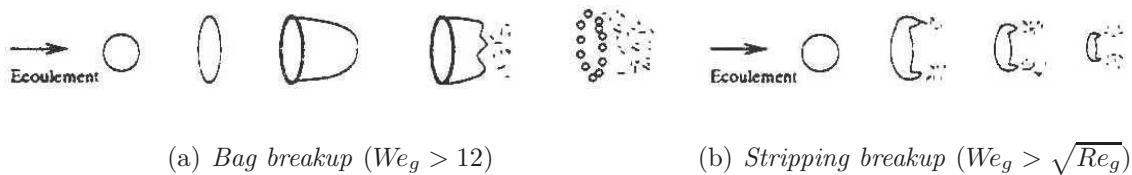


FIG. 1.16 – Classement des scénarios de *breakup* selon We_g [130]

cinétique afin de prendre en compte l'énergie superficielle nécessaire à la formation de nouvelles surfaces.

Pour O'Rourke et Amsden [128], le second critère est critiquable car il implique que l'arrachement des gouttes est lié à la viscosité du gaz (intervenant dans l'expression de Re_g) alors que celle-ci n'apparaît pas dans l'expression de t_{sb} et que les temps de rupture déterminés expérimentalement n'en dépendent pas. D'autre part, la détermination des constantes C_{bb} et C_{sb} diffère selon les auteurs.

Reitz et Diwakar ont ensuite amélioré ce modèle [142] en supposant que le diamètre a des particules diminue de façon continue dans le temps pour le fractionnement par arrachement (le plus fréquent, d'après eux) :

$$\frac{da}{dt} = -\frac{a - d_{stable}}{t_{sb}} \quad (1.9)$$

où $d_{stable} = \sigma^2 / (\rho_g u^3 \mu_g)$. L'interaction entre les gouttes et l'air ambiant est prise en compte en déviant leur trajectoire d'un angle θ calculé de la manière suivante :

$$\tan \frac{\theta}{2} = C_\theta \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_l}} \quad (1.10)$$

avec C_θ constante généralement fixée à 0,7 mais dépendant des caractéristiques géométriques de l'injecteur ainsi que des caractéristiques physiques du liquide.

Les critères de stabilité et les corrélations empiriques utilisés sont basés sur des données expérimentales de désintégration d'une goutte. L'hypothèse fondamentale est donc qu'une particule du jet se comporte comme une goutte et n'est pas affectée par les particules qui l'entourent. Les principaux problèmes de cette approche sont liés à la discréttisation initiale des jets, près du trou d'injection, qui est arbitraire (SMD donné par l'utilisateur alors que les visualisations mettent en évidence un cœur liquide continu) et au fait qu'une goutte affecte forcément la désintégration de sa voisine dans la zone dense du spray.

1.2.2 Modèle TAB

O'Rourke et Amsden [128] ont implanté le modèle TAB³ dans KIVA en 1987. Il est fondé sur une analogie, proposée par Taylor [160], entre l'oscillation d'une goutte et l'oscillation d'un système {masse + ressort} de masse m et de raideur k . La tension de surface est assimilée à la force de rappel du ressort, la force aérodynamique

³TAB : Taylor Analogy Breakup

du gaz à la force extérieure F et les efforts visqueux à l'amortissement b .

Soit x le déplacement de l'équateur de la goutte de rayon r par rapport à sa position d'équilibre. On pose $q = 2x/r$. Il y a fractionnement si et seulement si le déplacement de l'équateur de la goutte est supérieur à $r/2$, soit pour $q > 1$. La modélisation de l'oscillation forcée conduit à l'équation suivante :

$$\frac{d^2q}{dt^2} = \frac{2C_F\rho_g u^2}{\rho_l r^2} - \frac{C_k \sigma}{\rho_l r^3} q - \frac{C_d \mu_l}{\rho_l r^2} \frac{dq}{dt} \quad (1.11)$$

avec $C_F = 1/3$, $C_k = 8$ et $C_d = 5$.

L'analogie de Taylor est mise en évidence quand on compare l'équation 1.11 avec celle de l'oscillateur harmonique forcé et amorti :

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{F}{m} - \frac{k}{m}x - \frac{b}{m} \frac{dx}{dt} \quad (1.12)$$

En résolvant l'équation 1.11, on retrouve les temps de rupture de Reitz et Diwakar (équations 1.7 et 1.8) en fonction des mêmes critères sur We_g :

$$t_{bb} = \frac{\pi}{\sqrt{8}} \sqrt{\frac{\rho_l r^3}{\sigma}} \quad (1.13)$$

$$t_{sb} = \sqrt{3} \frac{r}{u} \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}} \quad (1.14)$$

L'angle du spray est modélisé en introduisant une déviation de la trajectoire des gouttes de la manière suivante :

$$\tan\left(\frac{\theta}{2}\right) = C_v \frac{\sqrt{3}}{3} \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_l}} \quad (1.15)$$

où C_v est proche de 1. Cette équation ne prend pas en compte les effets de la géométrie de l'injecteur dans le calcul de l'angle du spray, mais il est possible de faire varier l'angle initial en donnant une oscillation aux grosses gouttes mères injectées.

Pour déterminer le nouveau rayon des gouttes formées, on considère que l'énergie oscillante de la goutte mère, de rayon r , avant rupture est transformée en énergie superficielle et cinétique des gouttes filles, de rayon moyen de Sauter r_{32} , ce qui conduit à l'équation suivante :

$$\frac{r}{r_{32}} = 1 + \frac{C_k K}{20} q^2 + \frac{\rho_l r^3}{\sigma} \dot{q}^2 \left(\frac{6K - 5}{120} \right) \quad (1.16)$$

où K est pris égal à $10/3$ et une distribution du type χ^2 détermine la taille des gouttes filles.