



HAL
open science

Atomisation gaz-liquide: lien entre l'instabilité grande-échelle d'un jet liquide et le flapping d'une nappe liquide.

Jean-Philippe Matas, Jean-Luc Estivalezes, Alain H. Cartellier

► To cite this version:

Jean-Philippe Matas, Jean-Luc Estivalezes, Alain H. Cartellier. Atomisation gaz-liquide: lien entre l'instabilité grande-échelle d'un jet liquide et le flapping d'une nappe liquide.. 2nd colloque INCA, Initiative en Combustion Avancée, Oct 2008, Rouen, France. pp.1. hal-00704338

HAL Id: hal-00704338

<https://hal.science/hal-00704338>

Submitted on 5 Jun 2012

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.

Atomisation gaz-liquide: lien entre l'instabilité grande-échelle d'un jet liquide et le flapping d'une nappe liquide.

J.-P. Matas¹, J.-L. Estivalezes² et A. Cartellier¹

¹Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels, BP 53, 38041 Grenoble Cedex 9, France

²ONERA-DMAE, 2 av. Edouard Belin, BP 4025, 31055 Toulouse, France

Nous étudions l'instabilité grande échelle qui se développe pour un jet liquide atomisé par un courant gaz rapide. Cette instabilité conduit à déstabiliser le jet, et à augmenter fortement la taille des gouttes produites en soustrayant une partie du liquide au courant gaz rapide. Les mesures expérimentales montrent que cette instabilité est bi-dimensionnelle, et que sa fréquence évolue proportionnellement à la vitesse du gaz. Cette instabilité est comparée à l'instabilité de *flapping* d'une nappe liquide, que nous étudions numériquement. Nous montrons qu'il existe de fortes analogies entre les deux configurations.

INTRODUCTION

L'atomisation assistée d'un jet liquide par un jet gaz co-courant est utilisée dans diverses applications où la combustion nécessite d'avoir des tailles de gouttes les plus fines possibles (moteurs cryotechniques ou turboréacteurs). Des études récentes sur les mécanismes mis en jeu dans le processus d'atomisation assistée ont pu mettre en évidence que l'épluchage du jet liquide résulte de deux instabilités successives ([1, 2]): d'abord une instabilité de type Kelvin-Helmholtz, due au cisaillement à la surface du jet, par laquelle le gaz déstabilise le jet en vagues axisymétriques. Cette première instabilité est pilotée par l'épaisseur de la couche de vorticité du jet gaz. Puis une seconde instabilité de type Rayleigh-Taylor, transverse, conduit à une déstabilisation des vagues en ligaments [1]. Les ligaments ainsi formés sont alors étirés par le courant gaz et fractionnés en gouttes. Ce scénario permet d'expliquer de façon satisfaisante les tailles de gouttes produites par atomisation primaire, que ce soit sur une géométrie plane (de type couche de mélange), ou sur une géométrie coaxiale [3]. Ces résultats ne concernent cependant que les gouttes produites par épluchage du jet liquide. En effet, des mesures de tailles de gouttes effectuées sur l'axe du jet en géométrie coaxiale indiquent la présence de diamètres bien plus importants sur l'axe du jet liquide que pour les mêmes conditions en géométrie plane, voir figure 1 [3]. Cette différence est due à l'existence d'une instabilité grande

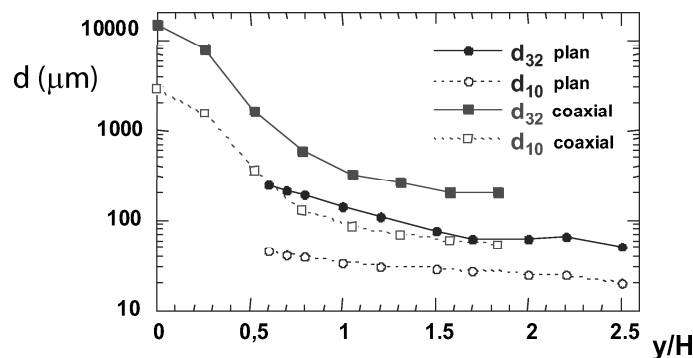


Figure 1 : Tailles de gouttes obtenues sur dispositifs plan et coaxial : pour des conditions identiques les gouttes sont plus grandes dans le cas coaxial.

échelle, qui dans le cas axisymétrique conduit à une déstabilisation du jet sur des amplitudes largement supérieures au diamètre d'injection (voir figure 2). Cette déstabilisation se produit lorsque le jet liquide n'est pas entièrement atomisé à l'issue du cône potentiel gaz: elle conduit à amener de larges fragments liquides hors de l'axe du jet, et à les soustraire à l'action du jet gaz rapide. Les mesures effectuées sur cette instabilité grande-échelle suggèrent qu'elle présente plusieurs analogies avec l'instabilité d'une nappe

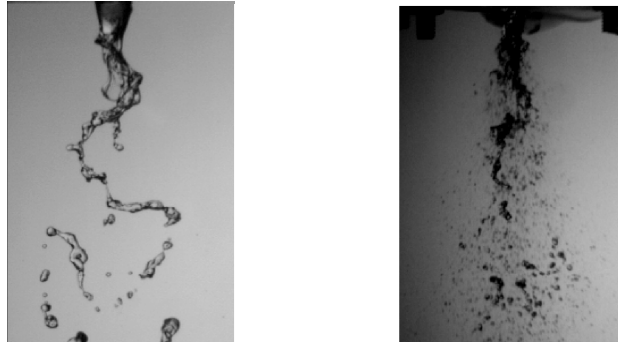


Figure 2 : Visualisation de l'instabilité grande échelle pour $U_g = 17$ m/s et $U_l = 0.15$ m/s (gauche), et pour $U_g = 50$ m/s et $U_l = 0.3$ m/s (droite).

liquide entourée de deux courants gaz rapides (étudiée expérimentalement par Lozano et al 2005 [4]). Nous chercherons donc à mettre en évidence cette analogie, en comparant les résultats expérimentaux obtenus sur la configuration coaxiale à des résultats numériques obtenus dans une configuration de nappe 2D. Nous présentons dans la première section la description expérimentale de l'instabilité grande-échelle, et dans la deuxième section les résultats numériques sur l'atomisation d'une nappe 2D. Nous ferons enfin dans la troisième et dernière section une comparaison entre les résultats obtenus sur les deux configurations.

I RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

I.1 DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

La configuration utilisée dans notre dispositif expérimental est simple: un jet liquide vertical est entraîné par un courant gaz rapide. Le jet gaz est coaxial, et annulaire. L'injection est faite à l'aide des deux injecteurs convergents coaxiaux représentés sur la figure 3. Le facteur de contraction est de 6,9 pour le jet liquide

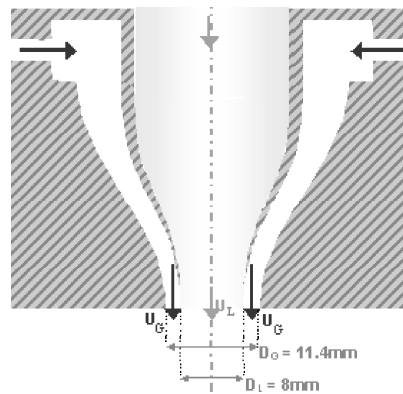


Figure 3 : Schéma de l'injecteur coaxial utilisé.

(diamètre de sortie 8 mm), et de 6 pour le jet gaz (diamètre extérieur de de 11,4 mm). La convergence assure que l'intensité des perturbations de vitesse est réduite pour les jets liquide et gaz. On notera que l'épaisseur de la couronne gaz $H_G = 1.7$ mm est relativement fine comparée au diamètre liquide. Le liquide utilisé est de l'eau, le gaz est de l'air. Le débit gaz est mesuré à l'aide d'un débitmètre à turbine (Mc Millan) et le débit liquide à l'aide d'un rotamètre (Kobold). La vitesse liquide U_L a été variée sur la gamme [0,11 m/s, 1 m/s], et la vitesse gaz U_G dans la gamme [15 m/s, 120 m/s]. Pour ces vitesses et le convergent utilisé, l'écoulement est laminaire dans le liquide et dans la couche limite gaz δ_g .

La structure tridimensionnelle de l'écoulement peut-être capturée à l'aide d'une seule caméra et d'un miroir vertical disposé à 45° à côté de l'injecteur: ce système permet de capturer sur une même image la vue de face et la vue de côté du jet, permettant ainsi la reconstruction 3D. L'écoulement peut également être visualisé à l'aide d'une caméra rapide (2000 images par seconde).

Nous avons enfin mis en place un dispositif de mesure du champ de vitesse gaz par PIV : l'écoulement gaz est ensemené avec des traceurs micrométriques (gouttes d'huile), et l'injection est éclairée avec une nappe laser verticale créée à partir d'un laser YAG pulsé. Une caméra synchronisée avec le laser permet alors de capturer deux images suffisamment rapprochées pour que le déplacement des traceurs micrométriques soit faible, et permette de remonter au champ de vitesse gaz.

I.2 RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

La capture de la structure 3D de l'écoulement a permis de mettre en évidence que l'instabilité grande échelle est une instabilité essentiellement bi-dimensionnelle, et non une instabilité de type hélicoïdal comme cela avait été longtemps soupçonné [5]. Le jet déstabilisé oscille au sein d'un même plan, voir figure 4. L'orientation de ce plan varie au cours du temps, ce qui donne à l'instabilité son aspect tridimensionnel.

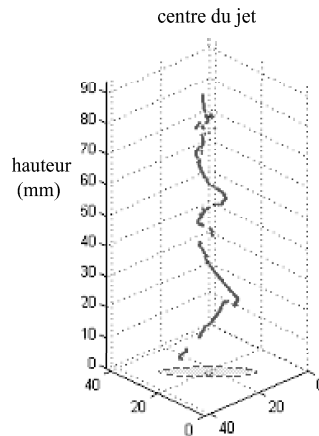


Figure 4 : Structure tridimensionnelle de l'instabilité grande échelle : l'instabilité est de nature quasi 2D.

Nous avons également mesuré la fréquence de l'instabilité, à partir de visualisations rapides, par comptage direct du nombre d'oscillations. Les résultats sont présentés sur la figure 5a). Les résultats indiquent que

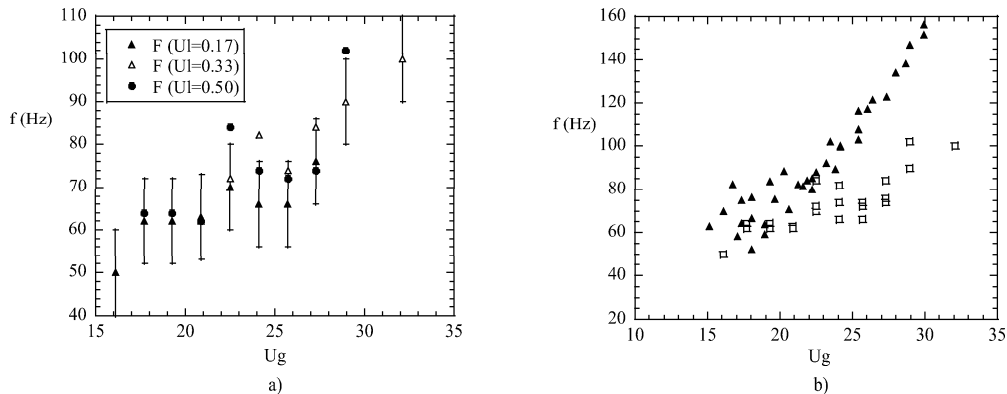


Figure 5 : a) Variation de la fréquence de l'instabilité grande-échelle en fonction de la vitesse gaz U_g , pour trois vitesses liquide U_1 ; b) Comparaison de la fréquence de l'instabilité grande échelle (\square) à la fréquence de l'instabilité de cisaillement (\blacktriangle).

cette fréquence est globalement proportionnelle à la vitesse U_g . Ce comportement est différent de celui observé pour l'instabilité de cisaillement axiale, où la fréquence se comporte comme : $f_{KH} \sim U_g / \delta_g \sim U_g^{3/2}$. La différence entre la fréquence des deux instabilités peut être observée sur la figure 5b). La vitesse liquide semble par contre jouer un rôle négligeable sur la fréquence de l'instabilité grande échelle, ainsi qu'on peut l'observer sur la figure 5a). Ce n'est pas le cas pour la fréquence de l'instabilité de cisaillement : bien que celle-ci soit principalement affectée par la vitesse gaz, il est établi qu'une augmentation de la vitesse liquide entraîne une augmentation sensible de la fréquence de l'instabilité de cisaillement.

La mesure de longueur d'onde est également possible à partir des visualisations, mais semble moins pertinente : du fait de l'évolution spatiale du jet, qui est accéléré par le courant gaz, la longueur d'onde augmente fortement en aval de l'injection. Une mesure de longueur d'onde doit donc être soigneusement associée à une distance en aval du jet, et la longueur d'onde de l'instabilité étant relativement grande (supérieure à 10 rayons de jet) ce type de mesure semble peu adapté à la nature de l'instabilité.

Nous avons essayé de comprendre le mécanisme responsable de l'instabilité grande échelle en effectuant des mesures PIV du champ de vitesse gaz. La figure 6 montre l'écoulement gaz autour d'une vague axi-symétrique créée par l'instabilité de cisaillement (de type Kelvin-Helmholtz). On peut voir que du fait de l'amplitude des vagues, le jet gaz est amené à décoller du liquide, créant une zone de recirculation en aval de la vague. Cette zone de recirculation conduit à une déflexion du jet gaz en aval de la vague : le jet gaz

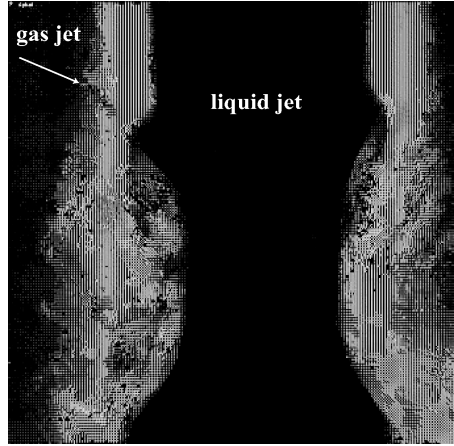


Figure 6 : Visualisation PIV de l'écoulement gaz autour d'une vague créée par l'instabilité de cisaillement.

vient alors frapper le jet liquide en amont de la vague suivante, avec une incidence significative par rapport à l'axe du jet, conduisant le jet à se déformer. Ce mécanisme semble donc être du type "flapping", analogue à une instabilité "drapeau". Cependant contrairement au drapeau soumis à une force de rappel élastique, le jet soumis à cette instabilité se déstabilise jusqu'à sa brisure.

Pour tenter de confirmer cette analogie, nous allons à présent nous tourner vers la configuration 2D d'une nappe liquide atomisée par un courant gaz. Cette configuration est étudiée numériquement dans la section suivante.

II SIMULATION NUMÉRIQUE DE L'ATOMISATION D'UNE NAPPE LIQUIDE

II.1 CONFIGURATION RETENUE ET CONDITIONS AUX LIMITES

Dans ce travail, la configuration de calcul retenue correspond à une version bidimensionnelle de l'expérience de jet liquide cisailé du paragraphe précédent. Le domaine de calcul s'étend sur 12 rayons du jet liquide dans la direction axiale et 24 rayons dans la direction transverse. Le maillage est de 512 par 1024 points de calcul, ce qui représente un pas de maillage de l'ordre de $\Delta x = 46 \mu\text{m}$. L'épaisseur de couche limite dans la phase gazeuse et liquide est de $780 \mu\text{m}$. L'épaisseur totale de l'écoulement d'air qui cisaille le jet liquide est égale à 1.6 mm et le rayon liquide à 2 mm. On voit donc qu'avec le maillage choisi, on compte un peu moins de 17 points dans l'épaisseur de couche limite et une quarantaine de points dans le rayon. Ici les conditions physiques pour l'eau sont les suivantes $\rho_l = 1000 \text{ kg/m}^3$, $\mu_l = 0.0131 \text{ kg/m/s}$ et pour l'air $\rho_g = 12.16 \text{ kg/m}^3$, $\mu_g = 0.00178 \text{ kg/m}^3$. Le coefficient de tension de surface correspond au cas eau-air $\sigma = 0.0728 \text{ kg/s}^2$. Deux vitesses de gaz différentes ont été simulées tout en gardant constante la vitesse du jet liquide. Les nombres adimensionnels correspondants à ces deux cas sont donnés ci-dessous.

- $U_g = 15 \text{ m/s}$, $U_l = 0.5 \text{ m/s}$, $M = 11$, $Re_g = 165$, $Re_l = 155$, $We_g = 60$, $We_l = 0.16$
- $U_g = 20 \text{ m/s}$, $U_l = 0.5 \text{ m/s}$, $M = 20$, $Re_g = 220$, $Re_l = 155$, $We_g = 106$, $We_l = 0.16$

Les nombres de Reynolds gazeux (respectivement liquide) sont basés sur l'épaisseur totale de la lame d'air, (respectivement le diamètre du jet liquide), il en est de même pour les nombres de Weber. Les conditions aux limites pour les simulations effectuées ici sont les suivantes:

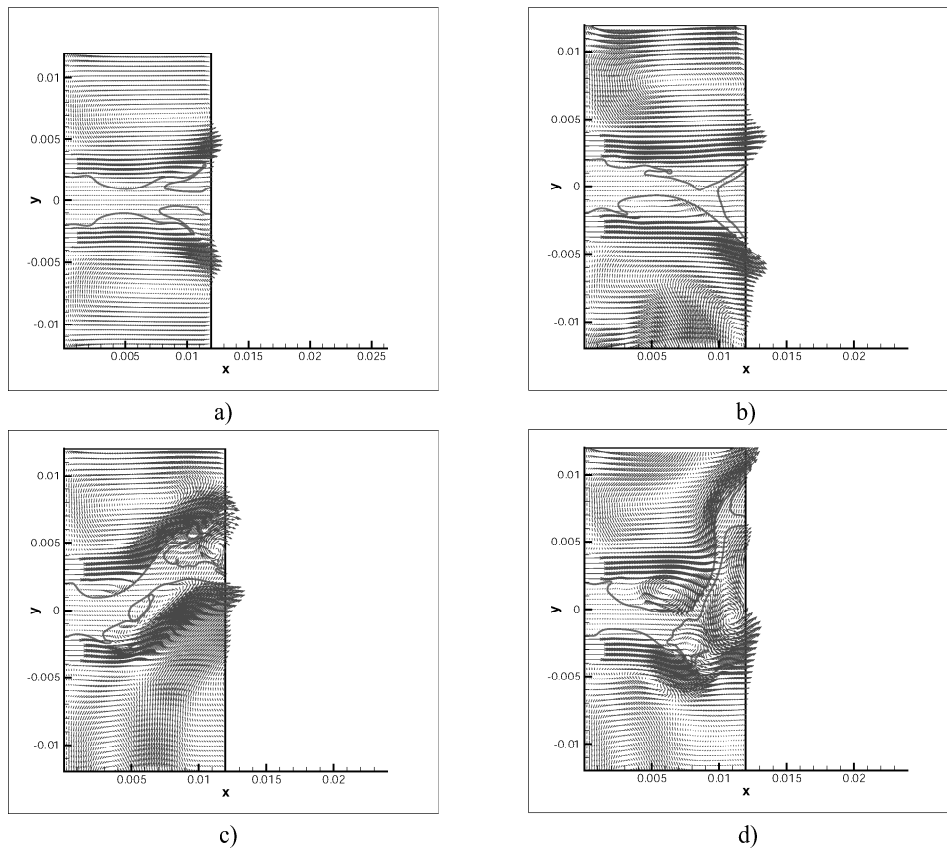


Figure 7 : a) Cas $U_g = 15$ m/s, $U_l = 0.5$ m/s ; b) à d) Cas $U_g = 20$ m/s, $U_l = 0.5$ m/s

- Coté gauche du domaine, on impose les profils de vitesses dans le liquide et dans le gaz
- Sur les cotés haut et bas ainsi que sur la sortie, on impose des conditions de type sortie libre

II.2 RÉSULTATS DE SIMULATION

On présente sur la figure 7a) un instantané de l'écoulement diphasique. L'interface entre les deux fluides est représentée par la ligne violette. Nous avons superposé le champ de vitesse gaz. Afin que la figure soit claire, seulement un point sur 4 dans la direction axiale et un sur 8 dans la direction transverse sont tracés. Pour cette vitesse gaz relativement faible, on observe une évolution instationnaire de l'instabilité globale qui reste à peu près symétrique. Sur les figures 7b) à d), nous traçons les mêmes grandeurs pour le second cas correspondant à une vitesse gaz de 20 m/s.

Contrairement au cas précédent, le comportement du jet liquide n'est plus du tout symétrique, on observe pleinement le phénomène de flapping. On remarquera notamment la formation de tourbillons importants dans la zone gaz proche de l'interface en aval des crêtes formées par l'interface. Comme mentionné dans la section précédente, ce type de comportement a aussi été observé sur le dispositif expérimental. Bien que les simulations présentées ici soient planes, on retrouve donc une phénoménologie similaire au cas expérimental.

III COMPARAISON ET CONCLUSION

III.1 FLAPPING ET INSTABILITÉ DE NAPPE

Nous comparons dans cette partie les résultats expérimentaux obtenus sur l'instabilité grande échelle, et les résultats numériques obtenus dans la configuration de nappe liquide. La première analogie entre les deux configurations est bien entendu la nature 2D de l'instabilité : comme mentionné dans la section I, le jet coaxial oscille au sein d'un plan. De plus, le mécanisme des deux instabilités semble être également analogue : les battements du jet coaxial sont dus, d'après le mécanisme mis en évidence par PIV, à l'effet

des recirculations créées par les vagues de l'instabilité de cisaillement. Or, les visualisations de champ de vitesse présentées dans la section 2 mettent en évidence le même type de comportement : la figure 8 montre par exemple la formation d'un vortex de sillage, et la déformation de la nappe liquide qu'il engendre. Notons

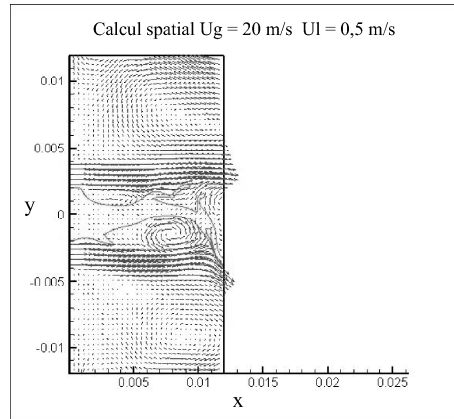


Figure 8 : Simulation numérique de l'atomisation d'une nappe liquide : cas $U_g = 20$ m/s, $U_l = 0.5$ m/s.

en particulier que ceci semble suggérer que dans notre configuration expérimentale le mode de cisaillement (Kelvin-Helmholtz) agit comme un déclencheur de l'instabilité flapping.

Les résultats expérimentaux de Lozano et al (2005) [4] obtenus sur un dispositif de nappe liquide atomisée par un jet d'air ont montré le même comportement que pour le flapping du jet : la fréquence d'oscillation de la nappe est proportionnelle à la vitesse gaz, et dépend peu de la vitesse liquide (voir la reproduction de ces résultats sur la figure 9a). Les travaux de Couderc (2007), qui sont à la base de la simulation numérique de nappe de la section précédente, mettent également en évidence une dépendance linéaire de la fréquence à la vitesse gaz [6]. Cependant, ces travaux montrent aussi que la fréquence de l'instabilité de flapping se comporte plus précisément comme $f \sim (U_g/H_l) \sqrt{H_g/\delta_g}$. La figure 9b), extraite de ces travaux, montre ainsi la dépendance de la fréquence à l'épaisseur de couche limite δ_g et à l'épaisseur de la veine gaz H_g . Le fait que la couche limite gaz δ_g joue un rôle sur l'instabilité de nappe évoque bien entendu l'instabilité

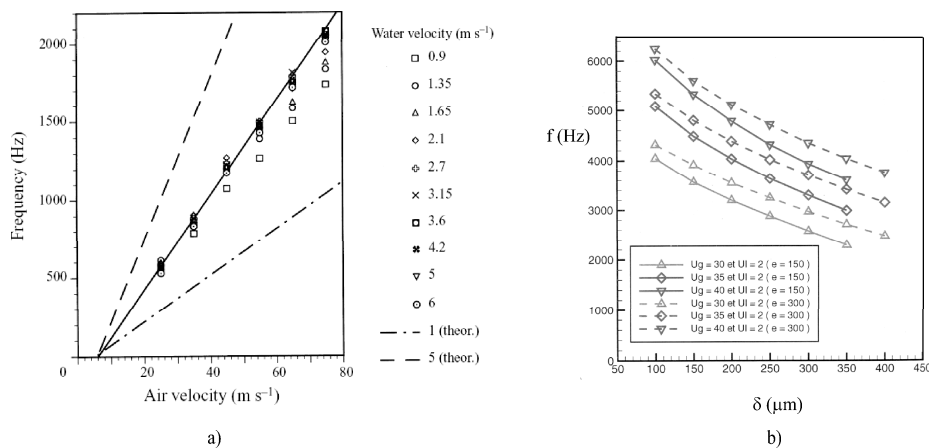


Figure 9 : a) Mesures de fréquence effectuées par Lozano et al (2005) sur une configuration de nappe liquide 2D atomisée par un jet gaz: la fréquence est proportionnelle à la vitesse gaz, et peu sensible à la vitesse liquide ; b) Mesures de fréquence effectuées par Couderc (2007) sur une configuration de nappe liquide 2D : la fréquence est tracée en fonction de l'épaisseur de la couche limite gazeuse δ_g et de la hauteur entre les deux couches limites de gaz $e = H_g - 2\delta_g$.

de cisaillement observée sur le jet axisymétrique, qui est elle directement pilotée par ce paramètre. Pour résumer, l'instabilité de flapping :

- semble pilotée par l'instabilité KH d'après les visualisation faites par PIV ou par caméra rapide.

- semble analogue à l'instabilité de nappe d'après la comparaison avec les simulations et d'après le scaling de sa fréquence fonction de U_g .

Comment se positionne l'instabilité de flapping par rapport à ces deux instabilités (KH et nappe liquide) ? En particulier, comment concilier une origine physique commune flapping/KH avec le comportement en fréquence de la figure 5b) où les deux instabilités semblent diverger aux grandes vitesses gaz ?

Nous étudions dans le paragraphe suivant une piste possible d'investigation pour répondre à cette question.

III.2 FLAPPING ET MODES HÉLICOÏDAUX

L'analogie entre l'instabilité grande échelle du jet assisté et l'instabilité de nappe réside dans la symétrie du champ de pression : contrairement à l'instabilité de cisaillement axisymétrique, les variations de pression dues au gaz sont ici en opposition de phase de part et d'autre du jet, et déclenchent un mode de type "sinueux". Nous avons donc essayé de tester si l'analyse de stabilité linéaire inviscide, qui prédit l'instabilité du mode axisymétrique [1, 2], pouvait également prédire l'existence de modes sinueux sur le jet coaxial. Ceci peut être fait en cherchant des perturbations de la surface du jet d'axe z de la forme $e^{i(kz - \omega t + n\theta)}$, avec k le nombre d'onde, ω la pulsation du mode instable, et θ la variable angulaire. Le mode $n = 0$ correspond au mode axisymétrique déjà étudié précédemment, mode pour lequel la perturbation de l'interface n'a pas de dépendance en θ . Le mode $n = 1$ correspond par contre à un mode où un renflement en θ correspond à une dépression en $\theta + \pi$: il s'agit bien d'un mode de type sinueux. Notons que ce mode est par contre hélicoïdal, contrairement au mode "flapping" qui est de symétrie 2D. Les premiers résultats obtenus pour cette analyse sont présentés en figure 10a), avec la variation du taux de croissance de l'instabilité du mode 1 en fonction du rapport R/δ_g du rayon du jet à l'épaisseur de couche limite : ils confirment que le mode 1 est plus instable que le mode axisymétrique lorsque le rayon du jet liquide vaut entre 20 et 40 fois l'épaisseur de couche limite. Notre dispositif expérimental se situe dans cette gamme. De plus, la fréquence associée à ce mode est plus faible que la fréquence du mode axisymétrique (cf figure 10b). Bien que l'écart de fréquence entre les deux modes soit relativement faible, ce résultat rappelle celui obtenu sur le flapping, voir figure 5b). Pour conclure sur cette analyse de stabilité, même si le mode hélicoïdal prédit par cette analyse a une

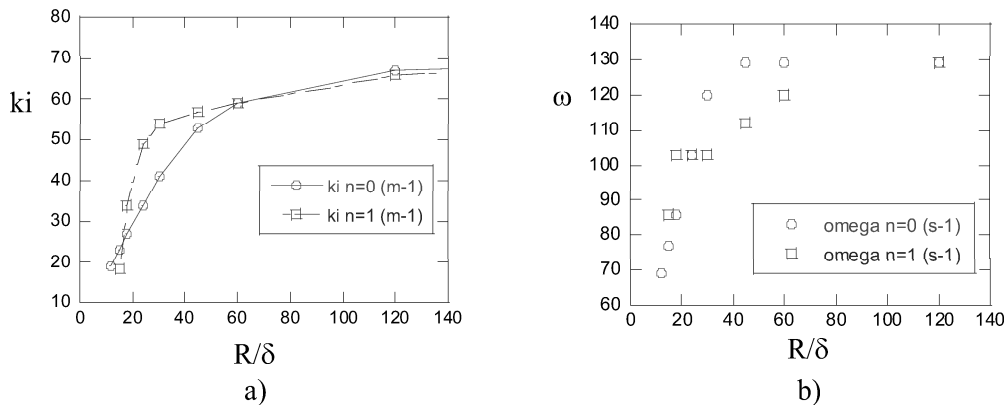


Figure 10 : Résultats de l'analyse de stabilité inviscide : a) Taux de croissance du mode $n=1$ et du mode $n=0$ en fonction du rayon du jet liquide. Le mode de symétrie $n=1$ peut devenir plus instable que le mode axisymétrique lorsque le rayon du jet est diminué ; b) Fréquence du mode $n=1$ et du mode $n=0$ en fonction du rayon du jet liquide. Le mode de symétrie $n=1$ a une fréquence plus faible que le mode axisymétrique.

symétrie différente du mode "flapping" 2D observé expérimentalement, on peut imaginer que la brisure de l'axisymétrie par ce mode $n=1$ contribue à la mise en place du flapping, et au développement des vortex qui déstabilisent ensuite l'axe du jet. De plus, la symétrie 2D du flapping peut être retrouvée par superposition des modes $n=1$ et $n=-1$. Une étude détaillée du comportement de ce mode hélicoïdal permettrait de dire comment il se positionne par rapport au mode KH axisymétrique et par rapport au mode sinueux d'une nappe liquide.

III.3 CONCLUSION

Nous avons présenté une étude expérimentale de l'instabilité grande échelle qui a lieu lors de l'atomisation assistée d'un jet liquide. Nous avons montré que cette instabilité présentait des analogies avec l'instabilité

d'une nappe liquide 2D : mouvement plan, comportement linéaire en U_g , variations similaires du champ gaz dans les visualisation PIV du jet et les simulations numériques de la configuration nappe. Des mesures expérimentales supplémentaires sont cependant nécessaires pour confirmer cette analogie, et clarifier par exemple le comportement de l'instabilité de flapping fonction de H_g ou fonction de δ_g .

Le mécanisme de déclenchement de l'instabilité de flapping semble lié à la formation de vagues sur le jet liquide à la sortie de l'injecteur. Ceci amène la question du lien entre le flapping et l'instabilité de cisaillement KH : ces deux instabilités sont-elles liées ? Dans ce cas comment expliquer le décalage en fréquence observé entre elles ? Nous avons proposé une explication faisant intervenir les modes hélicoïdaux de l'instabilité KH : ceux-ci ont un comportement différent des modes axisymétriques observés dans les études précédentes, et pourraient être le chaînon manquant entre instabilité KH et flapping.

REFERENCES

- [1] P. Marmottant et E. Villermaux. On spray formation. *J. Fluid Mech.*, 2004.
- [2] F. Ben Rayana. *Contribution à l'étude des instabilités interfaciales liquide-gaz en atomisation assistée et tailles de gouttes*. PhD thesis, INP Grenoble, 2007.
- [3] M. Hong. *Atomisation et mélange dans les jets coaxiaux liquide-gaz*. PhD thesis, INP Grenoble, 2003.
- [4] A. Lozano, F. Barreras, C. Siegler, and D. Löw. The effect of sheet thickness on the oscillation of an air-blasted liquid sheet. *Experiments in Fluids*, 39:127–139, 2005.
- [5] C.M. Varga, J.C. Lasheras, and E.J. Hopfinger. Initial beak-up of a small-diameter liquid jet by a high-speed gas stream. *J. Fluid Mech.*, 497:405–434, 2003.
- [6] F. Couderc. *Développement d'un code de calcul pour la simulation d'écoulements de fluides non miscibles. Application à la désintégration assistée d'un jet liquide par un courant gazeux*. PhD thesis, ENSAE Toulouse, 2007.