

II.1. LES FLAMMES CRYOTECHNIQUES SUBCRITIQUES

Nous venons de voir que la dernière version du lanceur Ariane 5 comportait deux moteurs à ergols cryotechniques : le moteur Vulcain2 et le moteur HM7B. Si ces moteurs possèdent un cycle de fonctionnement du même type, les processus physiques conduisant à la combustion ont de nature complètement différente. Ceci provient du régime de fonctionnement qui est différent pour chacun de ces deux moteurs. La pression dans la chambre de combustion du moteur Vulcain 2 est de 100 bars, alors qu'elle est de l'ordre de 30 bars pour HM7-B. La thermodynamique des ergols utilisés étant fondamentalement différente pour ces deux pressions, il s'ensuit une modification radicale des processus de la combustion.

Dans le cas de Vulcain, le comportement des ergols se complique lors du régime transitoire d'allumage. En effet, l'oxygène est injecté sous une température inférieure à la température critique de la substance et la pression dans la chambre n'a pas encore atteint la pression de fonctionnement. Ainsi, l'oxygène pénètre dans la chambre de combustion sous forme de liquide. Au cours de la phase d'allumage, le moteur va peu à peu atteindre son régime de fonctionnement établi. L'interface du liquide avec le gaz ambiant va alors disparaître progressivement au cours de la transition de l'état liquide à supercritique de l'oxygène. Lors de cette transition, les propriétés du fluide sont radicalement modifiées. Si les caractéristiques de la substance bien au-delà du point critiques ont facilement mesurables (différentes lois peuvent ainsi être établies facilement), Au voisinage du point critique, on remarque que :

- La masse volumique d'un fluide supercritique est proche de celle d'un liquide et son évolution avec la température est continue
- Il existe un gradient de masse volumique important dans le fluide dû à la compression occasionnée par son propre poids ; ce phénomène est appelé sédimentation gravitationnelle.
- La tension superficielle et l'épaisseur de l'interface disparaissent.
- De fortes variations de la diffusivité apparaissent ; la diffusivité décroît rapidement et étend vers zéro. Toute fois le produit du coefficient de diffusion et de la masse volumique est généralement supposé constant au-delà du point critique.
- Les capacités calorifiques c_p et c_v divergent, la première de façon beaucoup plus nette.
- La conductivité thermique du fluide augmente clairement.

Enfin, notons que les propriétés thermodynamiques autour du point critique d'un mélange de deux espèces ne sont pas identiques à celles d'un corps pur. Par exemple, la compressibilité d'un mélange est finie au point critique. De même, la capacité calorifique à pression constante c_p et le coefficient de dilatation ne divergent pas. Du fait de ces multiples

changements du comportement thermodynamique des ergols, on comprend la difficulté de l'étude expérimentale et de modélisation de la phase transitoire du fonctionnement des moteurs cryotechniques. A l'heure actuelle, la prise en compte de l'évolution de l'état liquide à l'état supercritique dans les flammes cryotechniques constitue un problème ouvert.

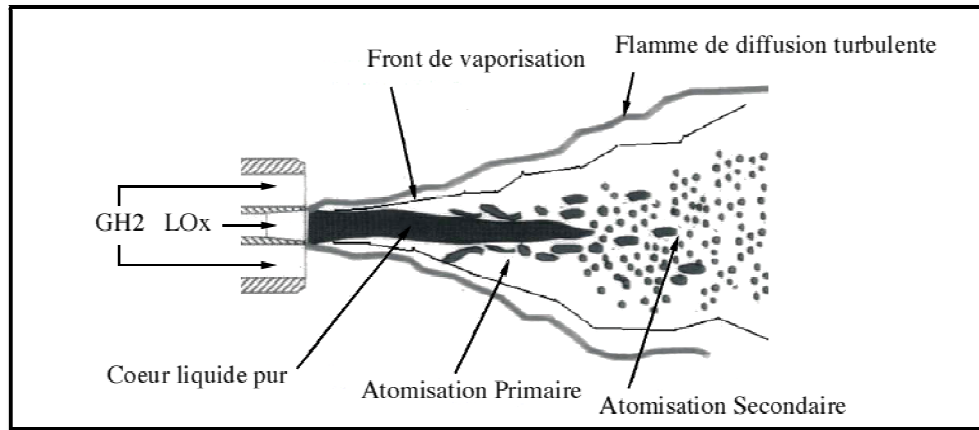


Figure II.1 : Schéma du processus physique intervenant dans une flamme cryotechnique subcritique.

L'oxygène est injecté dans la chambre sous forme liquide à faible vitesse (de l'ordre de 10 m/s dans le cas des injecteurs du moteur Vulcain et 2 m/s pour l'injecteur mascotte). Sous l'effet du cisaillement créé par le co-courant gazeux très rapide, le jet liquide devient le siège d'instabilités qui conduisent à l'épluchage du celui-ci. En effet, dans le cas des moteurs cryotechniques, le différentiel de vitesse entre le jet d'oxygène liquide et l'anneau d'hydrogène gazeux est très important, ce qui conduit à une amplification très rapide des instabilités jusqu'au décrochage de fragments liquides significatifs. Le processus traduisant cette cassure initiale du jet est appelé atomisation primaire. On distingue dans la région dense de l'écoulement deux régions (figure II.1).

Le cœur liquide et le dard liquide. On désigne par "cœur liquide" ou encore "noyau potentiel" le volume conique entièrement constitué de liquide, où la vitesse moyenne axiale est constante et reste égale à la vitesse d'injection du liquide. C'est à la surface de ce cône que se développe la formation de ligaments et autres éléments liquides. Le dard liquide correspond à cette région constituée de paquets liquides de formes variées et d'inclusions gazeuses dont la présence est due au transfert de quantité de mouvement du gaz vers le liquide. La zone de dard liquide est donc une région de contact entre le liquide et le gaz où s'établit une couche de mélange fortement concentrée en liquide. En effet, la forte atomisation dans les moteurs fusés a pour résultat un mélange turbulent rapide entre les différentes phases qui débute dès la sortie d'injecteur, dans la région où le cœur liquide est présent. Ainsi le

phénomène d'atomisation primaire, à savoir l'ensemble des processus qui conduisent à la rupture initiale du jet liquide, tend à contrôler la longueur du cœur liquide.

Les grosses structures liquides issues du processus d'atomisation primaire se propagent alors en aval de l'écoulement mais aussi transversalement et deviennent fortement instables. Elles sont alors brisées suivant différents mécanismes en de fines gouttelettes qui forment un brouillard dilué, encore appelé spray. Ce phénomène est appelé "atomisation secondaire". Comme nous le verrons plus tard, l'atomisation secondaire est principalement pilotée par la compétition entre les Forces d'inertie tendant à éclater les paquets liquides et les forces capillaires contrant les effets des premières. Le nombre de Weber exprimant le rapport de ces forces est donc un paramètre crucial de la cassure secondaire. Il ensuit une dispersion des gouttelettes contrôlée par le phénomène d'atomisation secondaire qui conduit à un brouillard en évaporation dans un environnement fortement turbulent.

L'oxygène gazeux va alors former une flamme de diffusion avec l'hydrogène. La flamme dans ce type de moteurs accroche très Près de la sortie du Pitot d'oxygène, ce qui prouve l'extrême couplage des différents phénomènes Physiques ainsi qu'une atomisation très efficace. De cette observation on peut déduire que la combustion s'instaure dans une région très proche du dard liquide, où des ligaments de formes variées sont présents. Il est alors difficile de considérer une distribution de fragments liquides uniquement sphériques dans cette zone.

Dans le cas des moteurs fusées, il est impossible de traiter de manière séparée les différents phénomènes intervenant dans la zone dense du jet, Ceux-ci étant étroitement liés. Nous venons de mettre en évidence l'importance de la pulvérisation du jet liquide dans la Combustion des moteurs fusées. En particulier, le phénomène d'atomisation primaire revêt une caractère primordial puisqu' il initialise le processus d'atomisation, contrôle l'entendue du dard Liquide et fournit les conditions initiales (distributions de vitesses, de tailles de goutte) pour la région diluée de l'écoulement

II.2.LE PHENOMENE D'ATOMISATION DE L'ERGOLE LIQUIDE

L'atomisation assistée permet de transformer un jet liquide en gouttes à l'aide d'un jet gaz co-courant rapide. Ce procédé est par exemple mis en œuvre dans les injecteurs de certains systèmes de propulsion aéronautique.

II.2.1. Temps caractéristique de l'atomisation

Différentes techniques d'atomisation sont utilisées dans les moteurs à ergols liquides selon les injecteurs utilisés (injecteurs coaxiaux, ...). On focalisé notre attention sur les

injecteurs coaxiaux qui sont utilisés dans le moteur vulcain (et largement utilisés dans la propulsion spatiale, en particulier sur les moteurs cryotechniques) : les ergols que l'on prend à l'étude sont l'oxygène liquide et l'hydrogène gazeux. La structure de l'écoulement diphasique, à l'aval d'un tel injecteur liquide-gaz, est le résultat d'une interaction complexe entre les forces d'inertie, de viscosité et de tension superficielles lorsqu'un jet liquide est cisailé par un écoulement gazeux annulaire, avec un important différentiel de vitesse, des perturbations, d'origine aérodynamique, se développent à sa surface. On assiste à la naissance d'une instabilité de l'interface liquide /gaz de type Kelvin_Helmoltz[19] [20]. Les forces exercées par le gaz surliquide tendent à amplifier cette instabilité, tandis que la viscosité du liquide contribue à l'amortir. En même temps, la tension superficielle exerce un rappel sur le liquide en s'opposant à sa fragmentation. Lorsque l'instabilité croît suffisamment, des ligaments se forment et se détachent de la surface du jet. Ces ligaments se brisent en grosses gouttes qui, à leur tour, se brisent en de plus petites gouttes sous l'influence des interactions aérodynamiques avec le gaz environnant. Ce processus aboutit finalement à la rupture du jet liquide continu en un brouillard de gouttes : on parle d'atomisation du jet liquide.

L'atomisation primaire entraîne la formation initiale de gouttes et d'autres fragments de liquide sur la surface d'un liquide. L'atomisation secondaire entraîne toutes les ruptures successives des gouttes et des fragments liquide présents dans les liquides dispersés dans la chambre de combustion, près du dard liquide. Cette dernière fragmentation est un phénomène important car après l'atomisation primaire, les gouttes sont intrinsèquement instables vis-à-vis de l'atomisation secondaire et c'est celle-ci qui influencera leur taille et modifiera ainsi les rapports de mélange locaux.

II.2.1.1. Temps caractéristiques d'atomisation primaire

La détermination du mécanisme ou des mécanismes de l'atomisation primaire est un problème difficile à résoudre, car la gamme de paramètres à prendre en considération est très large. La figure (II.2) [21] montre par exemple deux à trois ordres de grandeur de variation en nombre de Weber $W_e = \rho_g U_g^2 D_l / \sigma$ et de Reynolds associés au liquide $R_e = U_l D_l / \nu_l$ Entre les expériences de laboratoire et le cas industriel des moteurs fusées.

Le rapport des densités peut également être très différent et dans les moteurs fusées, des incertitudes persistent quant à la valeur de la tension superficielle. Il est clair qu'une bonne atomisation peut être réalisée soit par injection du liquide à grande vitesse (atomisation à pression) dans un gaz au repos, soit par un jet de gaz coaxial, à très grande vitesse entourant le jet liquide (atomisation assistée) ou bien entendu, les deux à la fois comme c'est le cas dans les moteurs fusées cryotechniques. Des effets géométriques et l'ajout d'une rotation peuvent

également entre utilisés pour agir sur l'atomisation afin d'obtenir des gouttes plus fines et une meilleure distribution dans la chambre. Dans le cas que l'on considérera ici, celui des injecteurs coaxiaux du vulcain, il est avantageux d'avoir un flux de quantité de mouvement du gaz par unité de surface, bien plus grande que celle liquide : cette condition se reflète sur le taux d'épluchage du jet liquide et donc sur la longueur du dard liquide

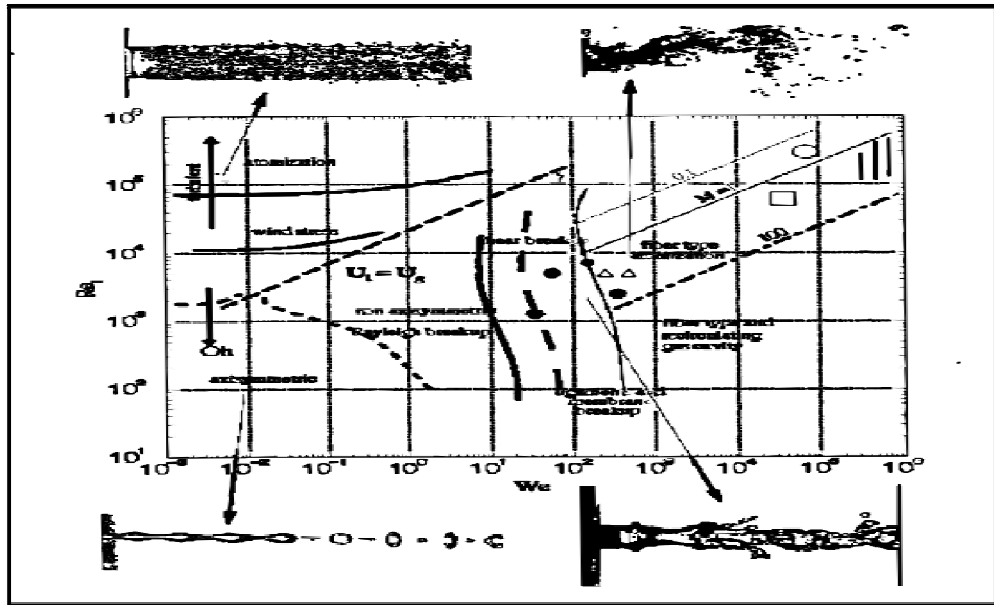


Figure II.2 : cartographie des régimes d'atomisation dans l'espace des paramètres $Re_l - We$

Dans ce figure ci-dessus, les lignes à iso rapport de pression dynamique $M = \rho_g U_g^2 / \rho_l U_l^2$ Sont calculés pour un injecteur avec un diamètre du pilot liquide (D_1) qui vaut 7 mm. Oh est le nombre d'ohnesorge, rapport de la racine du Weber du liquide sur le Reynolds du liquide (ou bien $oh = \mu_l / (\rho_l \sigma D_l)^{1/2}$) : ce nombre exprime le fait que le fractionnement du a la force de tension de surface d'un ligament liquide ou d'un jet capillaire peut être influencé par sa viscosité. Les symboles qui sont tracés dans la cartographie ont signification suivante :

●	expériences de laboratoire
△	expériences de laboratoire
///	conditions des moteurs cryotechniques en supposant la tension superficielle $\sigma : 13 \cdot 10^{-3}$ N/m pour Lox/G H ₂
□	banc MASCOTTE
○	banc Penn State

Tableau II.1 : symboles utilisés dans la cartographie de figure II.2

II.2.1.1. Temps d'atomisation secondaire

L'atomisation secondaire commence dès que les gouttes ou fragments de liquide sont détachés du dard liquide. Ils sont immédiatement soumis à une accélération due à la traînée du gaz et la turbulence de l'écoulement. Trois scénarios de brisure secondaire sont à prendre en considération :

- ✓ Brisure par cisaillement.
- ✓ Brisure par collision entre gouttes.
- ✓ Brisure par la turbulence de l'écoulement.

On focalise notre attention sur le premier cas, car dans un moteur cryotechnique il est plus probable que la brisure par cisaillement soit le mécanisme le plus important en termes de réduction de taille des gouttes du fait du type d'écoulement. La vitesse du gaz U_g au voisinage du dard liquide est bien plus grande que la vitesse des gouttes ou des fragments détachés du dard. Les mécanismes de brisure par cisaillement dépendent du nombre de weber (voir [22]) ; il aura lieu si $We_d = \rho_g (u_g - u_G)^2 \times \frac{d}{\sigma} > 20$ environ, ou d est la taille des gouttes issues de l'atomisation primaire et u_G . Leur vitesse, voir figure suivante :

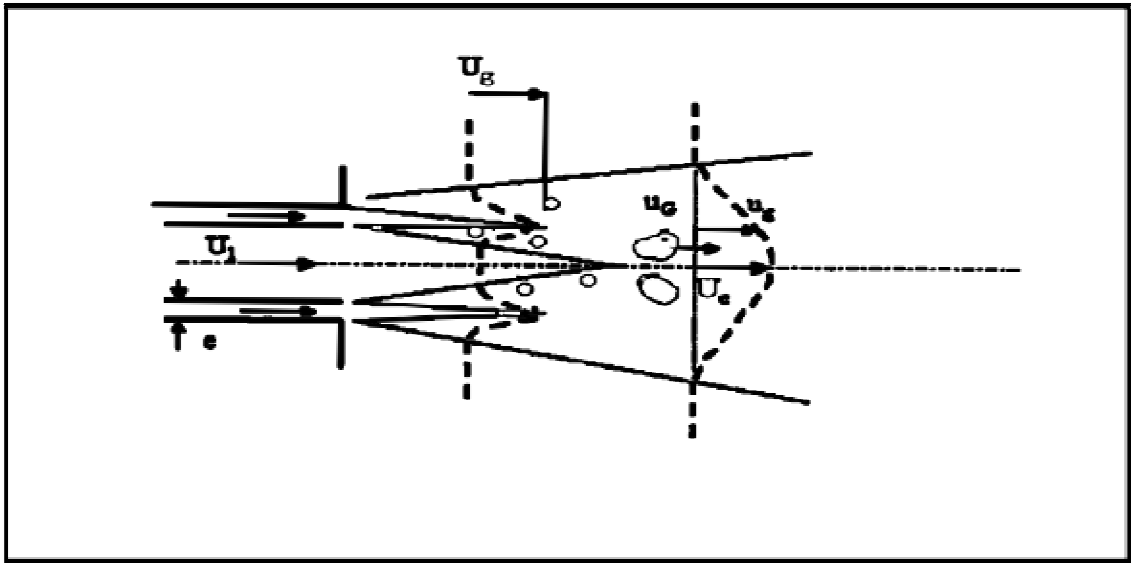


Figure II.3 : représentation schématique de la vitesse de gaz et des gouttes

La taille d correspond soit au diamètre moyen des gouttes issues de l'atomisation primaire, soit à la taille prise en compte pour caractériser les fragments plus gros détachés surtout de l'extrémité du dard. La taille minimale des gouttes fragmentées par ce mécanisme est :

$$d_s \approx 20 \frac{\sigma}{\rho_g U_g^2} \quad (\text{II.1})$$

$$\tau_2 \approx \frac{d}{(u_g - u_G)} \times \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{1/2} \quad (\text{II.2})$$

Pour les conditions régnant dans les moteurs fusées, lorsque une goutte traverse le cône potentiel du gaz (zone dans laquelle la vitesse axiale du gaz, u_g est égale à celle d'injection du gaz (U_g), sa taille peut être réduite à $d_s \approx 20 \times \delta_c = 2 \times 10^{-5} \text{ cm}$, ou $\delta_c = \sigma / \rho_g U_g^2$. En prenant $u_g = U_g/2$ et $u_G \approx U_l^* \approx (\rho_g / \rho_l)^{1/2} U_g \approx 40 \text{ m/s}$, on obtient $d_s \approx 1.6 \times 10^{-4} \text{ cm}$. Mais le cône potentiel se limite à une zone très réduite (d'épaisseur e et de longueur $6e$ environ) et de ce fait très peu de gouttes subissent un tel fractionnement. En aval du dard $u_G > U_l^* \approx 40 \text{ m/s}$ et $x/D_l \approx 3$ la vitesse u_g est de l'ordre de $U_g/10$ (le rapport des sections A_g/A est environ 10) et la brisure secondaire par cisaillement n'est plus possible.

Afin d'évaluer le diamètre caractéristique des gouttes à la sortie de l'atomisation primaire, on peut choisir différentes définitions, mais le plus couramment utilisé dans les

application aérospatiales est le diamètre moyen de sauter noter généralement SMD. Cediàmètrèdèpend du typed'injecteur utilisé et de la vitesse relative des deux ergols. En considérant la figure(II.4) d'un injecteur coaxial et la définition donnée par Habib Allah, M, Vingert L. [23], le SMD n'est défini que pour l'oxygéné car l'hydrogène est injecté gazeux :

$$SMD_{(\mu m)} = 127 \cdot \left(\frac{U_r^{inj}(m/s)}{160} \right)^{-0.93} \cdot \left(\frac{D_l(mm)}{2} \right)^{2.25} \cdot \left(\frac{D_g(mm)}{3} \right)^{-2.65} \cdot \left(\frac{R_c}{D_l} \right)^{-0.26} \quad (II.3)$$

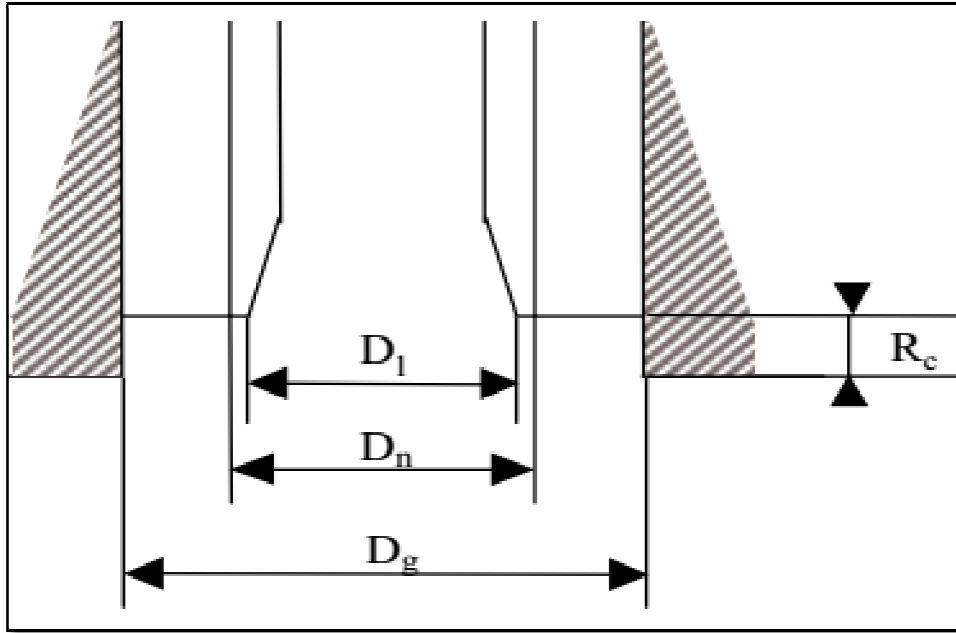


Figure II.4 : Injecteur coaxial L ox/G H2

Ou le seul paramètre qui dépend de l'écoulement est la vitesse relative d'injection, U_r^{inj} , qui est égale à la différence entre la vitesse du gaz et celle du liquide. Les autres grandeurs dans l'équation (II.3) sont purement géométriques. En utilisant les valeurs numériques suivantes $U_r^{inj} = 230 m/s$; $D_l = 3.15 mm$; $D_g = 3.95 mm$; et $R_c = 1.5 mm$ (les diamètres et le retrait sont pris en échelle 1/2), on obtient un diamètre moyen sauter de $147 \mu m$, qui, substitué dans l'équation (II.3) permet d'estimer le temps caractéristique d'atomisation secondaire, pour un moteur cryotechnique à $\tau_2 = 1.2 \times 10^{-5} s$. On présente ci-dessous la dépendance de τ_2 par rapport au diamètre de la goutte sortant de l'atomisation primaire et de la vitesse d'injection :

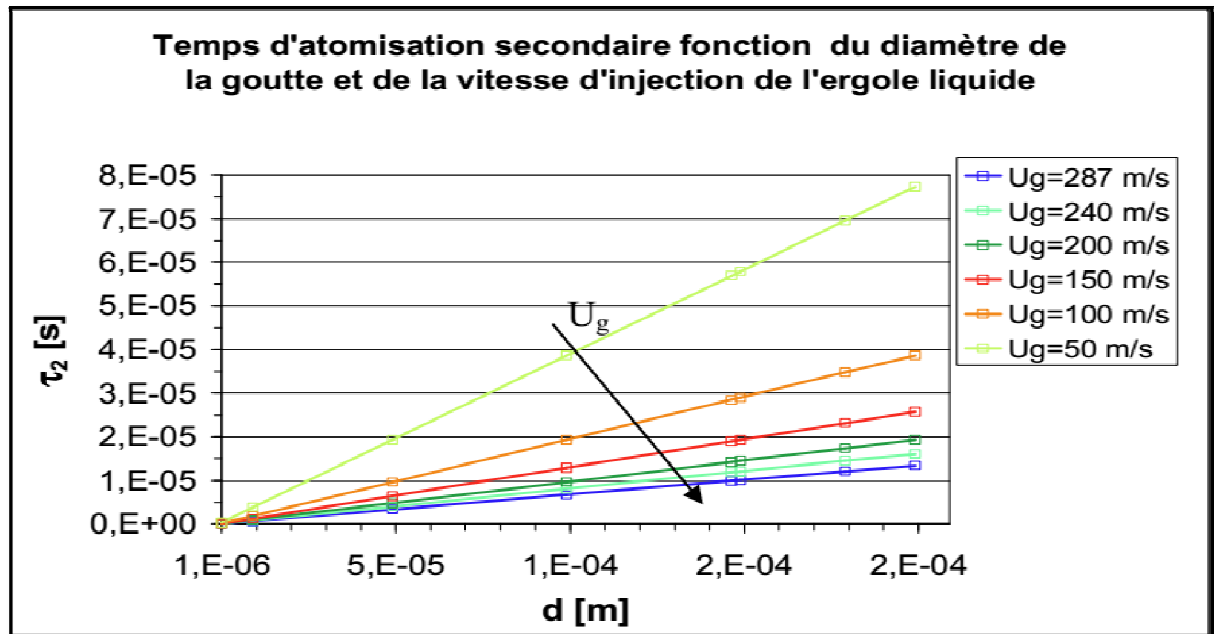


Figure II.5 : Temps d'atomisation secondaire en fonction du diamètre de la goutte

Comme le montre la figure(II.5), les ligaments et les gouttes de dimensions (diamètre ou dimension de référence) comprises entre $1 \mu\text{m}$ et $200 \mu\text{m}$ ont un temps caractéristique d'atomisation secondaire qui est plus petit que celui de l'acoustique qui nous intéresse et dont la borne d'investigation est 10^{-4} seconde.

Après cette étude sur les temps caractéristiques liés à l'atomisation, on peut en conclure que l'atomisation primaire ainsi que la secondaire, ne sont pas les processus qui conduisent aux instabilités hybrides, car leurs temps caractéristiques sont petits que les temps acoustiques, et donc trop petits pour un couplage possible.