



HAL
open science

Stimulations électrohydrodynamique et thermique de jets de liquide conducteur

Bruno Barbet

► **To cite this version:**

Bruno Barbet. Stimulations électrohydrodynamique et thermique de jets de liquide conducteur. Physique [physics]. Université Joseph Fourier - Grenoble 1, 1997. Français. NNT: . tel-01702389

HAL Id: tel-01702389

<https://hal.science/tel-01702389>

Submitted on 6 Feb 2018

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.

THESE

présentée par

BARBET Bruno

Pour obtenir le titre de

docteur de l'université Joseph Fourier - Grenoble 1

(Arrêtés ministériels du 5 juillet 1984 et du 30 mars 1992)

Spécialité: Physique

Stimulations électrohydrodynamique et thermique de jets de liquide conducteur

Date de soutenance: 4 avril 1997

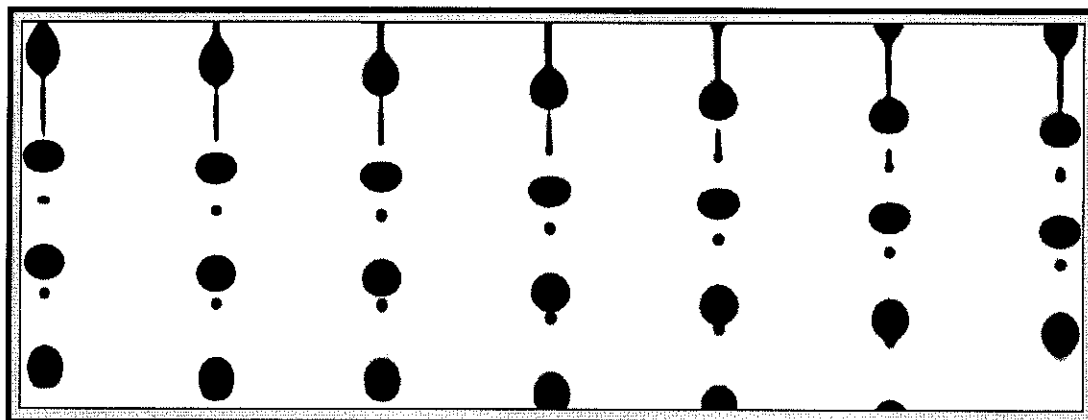
Composition du jury:

- M. R. MOREAU**
- M. A. CASTELLANOS**
- M. M. LEDOUX**
- M. P. ATTEN**
- M. A. DUNAND**
- M. A. SOUCEMARIANADIN**

Thèse préparée au sein du laboratoire: LEMD-CNRS & UJF

**« Stimations
electroHydrodynamique et
thermique de Jets de liquide
conducteur »**

*Thèse de doctorat présentée
par Bruno BARBET*



Remerciements

A l'origine de ce travail existe une volonté commune de coopération entre le LEMD (Laboratoire d'Electrostatique et de Matériaux Diélectriques) et la société TOXOT sur un sujet de recherche fondamentale et appliquée.

Cette coopération bénéficie d'un soutien du Ministère de l'Education Nationale de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche dans le cadre d'un programme de saut technnologique.

Pierre ATTEN, directeur de recherche au CNRS, Alain DUNAND, directeur de la société TOXOT et Arthur SOUCEMARIANADIN, professeur à l'université Joseph Fourier m'ont offert la possibilité d'acquérir une formation par la recherche dans le cadre d'une convention CIFRE. Je tiens à leur exprimer en premier ma gratitude. Je remercie également Jean Pierre GOSSE pour m'avoir accueilli dans son laboratoire.

Ce travail a été effectué sous la direction de Pierre ATTEN qui a consciencieusement et avec bienveillance suivi cette étude. Il a fait preuve de pédagogie et patience pour me former à l'esprit de la recherche. Je le remercie pour les discussions enrichissantes et les connaissances acquises à son contact. Qu'il sache combien je lui en suis reconnaissant.

Je remercie également Arthur SOUCEMARIANADIN, co-directeur de cette étude, pour la synergie créée autour de ce travail ainsi que de son soutien et de la confiance qu'il n'a cessé de manifester à mon égard.

J'adresse mes remerciements à Antonio CASTELLANOS, professeur à l'université de Seville et Michel LEDOUX de l'université de Rouen pour l'intérêt qu'ils ont bien voulu porter à ce travail en acceptant d'être rapporteurs de cette thèse.

Je remercie très vivement René MOREAU, professeur à l'INP de Grenoble pour l'honneur qu'il me fait en acceptant de participer à mon jury.

Je tiens à remercier tout spécialement Claude MARTEAU, Jean Louis BELY et Marcel HILAIRE qui par leurs compétences ont contribué à l'avancement des études expérimentales ainsi que de l'aide qu'ils m'ont apporté avec obligeance. C'est avec un grand plaisir que je remercie tous les membres du laboratoire pour l'accueil qu'ils m'ont réservé.

Je n'oublierai pas d'associer à ce travail Pedro VASQUEZ, Davy BONIFACI pour leur contribution à la partie expérimentale ainsi que Franck COURBIS et Bénédicte GALEA de la société TOXOT pour leur disponibilité et leur coopération.

Résumé

Le travail présente une étude expérimentale et théorique des stimulations ElectroHydroDynamique (EHD) et thermique. Ces stimulations produisent des perturbations qui sont amplifiées (instabilité capillaire) et mènent à la brisure du jet à une distance bien définie de l'orifice et à la formation de gouttes calibrées.

La stimulation EHD tire parti de la pression électrostatique sur le jet de liquide conducteur induite par un potentiel variable appliqué sur une électrode proche du jet. Avec plusieurs électrodes, l'efficacité de la stimulation est renforcée lorsqu'il y a synchronisation des effets exercés par chaque électrode mais est diminuée en régime de désynchronisation. Avec un signal sinusoïdal simple, la brisure génère une goutte et un satellite. La forme du jet est modifiée en imposant un signal d'excitation plus complexe composé de deux modes (le fondamental et un harmonique 2). Les divers profils de brisure ont été identifiés et répertoriés en fonction du rapport de l'amplitude et du déphasage relatifs des deux modes. En particulier, les conditions de brisure sans satellite sont bien délimitées. Un autre type de stimulation EHD, intermittent, qui consiste à former une goutte isolée dans un jet continu en appliquant un créneau de tension asynchrone est aussi examiné en détail.

L'excitation thermique consiste à moduler la température et donc les propriétés du liquide. Une étude expérimentale approfondie est présentée pour la stimulation thermique externe où un faisceau laser d'intensité variable parfaitement contrôlée est focalisé à la surface du jet. L'énergie lumineuse absorbée induit une modulation de la tension superficielle. Il ressort que cette stimulation est équivalente à la stimulation EHD et permet de contrôler de façon analogue la forme du jet. De plus, il est montré que l'origine de la stimulation est l'effet Marangoni (forces de surface tangentielles à l'interface). Enfin, une étude préliminaire de la stimulation thermique interne (chauffage du liquide à l'intérieur du canal de buse par une résistance électrique) indique que l'on peut aussi stimuler le jet, ce qui ouvre des perspectives scientifiques et techniques.

Abstract

This work reports on both experimental and theoretical study of ElectroHydroDynamic (EHD) and thermal stimulations of liquid jets. Stimulating the jet induces perturbations which are amplified by the capillary instability and lead to the production of identical droplets at a well defined distance from the nozzle.

In the EHD stimulation, an electrostatic field is generated at the conducting liquid jet surface by applying a periodical voltage on an electrode located close to the grounded jet. With a multi-electrode exciter, the efficiency of the stimulation depends on the synchronisation of the effects induced by each electrode. Using a sinusoidal excitation signal results in the production of one drop and one satellite per wavelength. Superposition of a second harmonic on the fundamental leads to a controll of the jet break-up behaviour. In particular, emphasis is put on the no satellite break-up, which is characterized as a function of the electrostatic pressure ratio and phase shift between both modes. The case of an intermittent EHD stimulation is also considered which consists in applying a pulse voltage leading to the formation of a isolated drop in the continuous liquid jet.

The thermal stimulation induces controlled perturbations of the liquid properties through the temperature. In the first technique, a modulated light beam delivered by a laser diode is focused on the jet, which generates modulation of the surface tension. This technique for controlling the drop formation behaviour very much resembles the EHD stimulation. Moreover, it is shown that the stimulation process arises from a Marangoni type flow (flow driven by tangential forces). Finally, a preliminary study of a second thermal technique using an heater located inside the nozzle shows that this stimulation technique is a promising way for controlling jet break-up.

Sommaire

<i>Résumé - Abstract</i>	3-4
<i>Notations</i>	7
INTRODUCTION	9
1. LES THEORIES DE L'INSTABILITE CAPILLAIRE	13
2. LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL	29
3. LA STIMULATION EHD MULTI-ELECTRODES	57
4. LA STIMULATION EHD A DEUX MODES	109
5. LA STIMULATION EHD INTERMITTENTE	149
6. LA STIMULATION THERMIQUE EXTERNE	163
PERSPECTIVES - CONCLUSIONS	193
<i>Bibliographie</i>	201
<i>Annexes</i>	207

Notation des principaux paramètres

a	Rayon du jet	[m]
b	Rayon d'une électrode de stimulation EHD	[m]
d_{je}	Distance jet-électrode bord à bord	[m]
E	Champ électrique	[V/m]
F	Fréquence de génération des gouttes	[Hz]
f	Fréquence du signal de stimulation	[Hz]
F_g	Fréquence d'oscillation d'une goutte	[Hz]
K	Nombre d'onde dimensionnel	[m ⁻¹]
l	Longueur du canal de buse	[m]
L_b	Longueur de brisure du jet	[m]
P	Pression électrostatique ou puissance lumineuse	[N/m ²], [W]
R_0	Rayon d'équilibre d'une goutte	[m ⁻¹]
t	Variable de temps	[s]
T_b	Temps de brisure du jet	[s]
U_0	Vitesse du jet	[m/s]
V	Tension	[V]
v_c	Vitesse capillaire	[m/s]
x, z	Variables d'espace	[m]

Caractères Grecques

α	Longueur d'absorption d'un faisceau lumineux par l'encre	[m]
δ	Perturbation de rayon	[m]
ϵ	Perturbation de rayon ou petit paramètre	[m]
ϵ_0	Perturbation initiale de rayon du jet	[m]
ρ	Masse volumique de l'encre	[Kg/m ³]
ω	Pulsation	[Rad/s]
ρ_a	Masse volumique de l'air	[Kg/m ³]
Δ	Pas du réseau d'électrodes de stimulation EHD	[m]
λ	Longueur d'onde de stimulation du jet	[m]
Λ	Longueur d'onde d'oscillation d'une goutte	[m]
ν	Viscosité cinématique	[m ² /s]
μ	Viscosité dymanique	[mPa s]
τ	Constante de temps	[s]

Nombres sans dimension

Eu_e	Nombre de Euler électrique
γ	Taux de croissance temporel des perturbations
k	Nombre d'onde adimensionnel
m	Nombre d'électrodes
μ	Taux de croissance spatio-temporel
Oh	Nombre d'Ohnesorge
R	Facteur de synchronisation
Re	Nombre de Reynolds
Str	Nombre de Strouhal
We	Nombre de Weber

Introduction

La première étude théorique de l'instabilité capillaire remonte au siècle dernier. Rayleigh [1878] a examiné la stabilité d'une colonne de fluide parfait. Dans sa théorie, les perturbations dont la longueur d'onde est supérieure à la circonférence du cylindre sont amplifiées par l'effet de la tension superficielle. Par la suite, Rayleigh [1892] a étendu sa théorie à un liquide visqueux, le rôle de la viscosité est de diminuer le taux de croissance des perturbations sans modifier la plage de nombre d'onde instable. Des perturbations même infimes suffisent pour déstabiliser un jet de liquide qui se brise naturellement en gouttelettes. Ces perturbations lorsqu'elles proviennent du bruit ambiant peuvent être générées par le système d'alimentation (fluctuations de vitesse, pression, ...), des fluctuations des propriétés du fluide (viscosité, tension superficielle, ...) ou encore par le milieu dans lequel s'écoule le liquide. La brisure naturelle du jet conduit à la formation de gouttes de taille variable, irrégulièrement espacées et le point de brisure est instable. Par contre si l'on stimule le jet en imposant une perturbation bien définie et d'amplitude suffisante, le jet se désintègre en un train de gouttes calibrées, d'espacement régulier et le point de brisure est très stable.

Les premiers travaux consacrés à l'étude de l'instabilité capillaire consistent à appliquer une perturbation périodique et ensuite observer sa croissance le long du jet. Les principaux objectifs de ces études sont de déterminer le taux de croissance des perturbations pour différents nombres d'onde, la fréquence de coupure, la longueur et le temps de brisure ainsi que l'effet de l'amplitude de la perturbation. Les études plus récentes cherchent à dépasser l'analyse linéaire classique du phénomène d'instabilité capillaire pour rendre compte de l'existence d'une gouttelette satellite située entre les gouttes principales par ailleurs mentionnée très tôt dans la littérature expérimentale. Les travaux théoriques s'orientent vers une approche non linéaire du problème du jet avec la modélisation de la dynamique du jet par des méthodes d'analyse non linéaire ou des techniques numériques directes. Les techniques expérimentales plus fines permettent de suivre l'évolution de la perturbation le long du jet.

L'étude du comportement d'un jet ne résout en rien le problème de la stimulation dont le rôle est de générer la perturbation initiale. L'art d'imposer une perturbation parfaitement contrôlée est un problème de fond posé à l'expérimentateur. Les techniques de laboratoire traditionnelles pour générer et contrôler l'instabilité sont principalement :

- électrique. Une différence de potentiel est imposée entre une électrode de stimulation située à proximité d'un jet conducteur. La pression électrostatique qui agit à la surface du jet induit une perturbation de rayon.

- génération d'un champ de pression acoustique à partir de transducteurs sonores tels que des hauts parleurs.
- modulation de la vitesse moyenne d'éjection du jet à l'aide d'un piston.
- perturbation mécanique de la surface du jet. Une aiguille solidaire d'un élément vibrant effleure la surface du jet.

Les techniques plus récentes consistent à utiliser un dispositif de stimulation plus élaboré :

- stimulation acoustique: un transducteur piezo-électrique couplé à un résonateur immergé dans la cavité induit une modulation de la vitesse d'éjection.
- thermique. Il s'agit de modifier localement les propriétés du fluide par l'intermédiaire de la température (viscosité, tension superficielle, ...). La source de chaleur peut être une résistance thermique (effet Joule) localisée à l'intérieur de la cavité d'où émerge le jet ou encore une source laser (absorption du rayonnement).

L'étude des techniques de stimulation présente un double intérêt:

- bien que les premiers travaux remontent à près de 100 ans, le phénomène d'instabilité capillaire n'a été qu'assez récemment exploité dans diverses applications industrielles. Il s'agit de produire des gouttes sphériques calibrées pour des applications telles que la fabrication de micro-sphères, le tri et l'enrichissement de cellules pour des applications médicales ou encore, dans le cas qui nous intéresse, pour des applications de marquage industriel. Dans une imprimante industrielle à jet d'encre, la fonction de stimulation est généralement assurée par une technique piézo-électrique bien éprouvée en milieu industriel et qui présente les avantages d'efficacité (longueur de brisure courte) et de brisure dépourvue de satellite. Pour de nouvelles applications (multi-jets), l'excitation piézo-électrique est inadaptée et un retour aux autres techniques de stimulation est nécessaire. Ce travail s'inscrit dans le cadre d'un effort technologique engagé pour examiner de nouvelles voies en matière de stimulation. Dans l'éventail des techniques de stimulations envisageables, les stimulations ElectroHydroDynamique et thermique sont potentiellement les plus intéressantes pour des applications en jet continu (fréquences d'excitation admissibles élevées (100 kHz), stimulation collective multi-jets).

- les études théoriques de l'instabilité capillaire qui font généralement l'économie de la phase de stimulation examinent le développement d'une perturbation initiale imposée arbitrairement. La confrontation de ces études avec l'expérience est généralement délicate car la fonction de transfert des dispositifs expérimentaux de stimulation est très souvent mal connue. La modélisation d'une technique de stimulation qui permette de contrôler et connaître précisément la forme de la perturbation initiale est la clef pour conduire à une étude fine du comportement du jet ou réaliser un meilleur contrôle de la forme du jet.

Dans un premier chapitre, nous rappelons les connaissances de base de l'instabilité capillaire. Nous présentons les divers modes de rupture du jet ainsi que les fondements de la théorie linéaire non visqueuse de l'instabilité capillaire développée par Rayleigh. Cette théorie sera approfondie par un examen des travaux prenant en compte la

viscosité du fluide, l'effet de l'air ainsi que les aspects non linéaires. Enfin, nous présenterons les mécanismes physiques propres aux techniques de stimulation EHD et thermiques.

Le deuxième chapitre expose les principales techniques expérimentales que nous avons mises en oeuvre pour caractériser les paramètres fondamentaux du problème du jet et étudier avec précision la rupture du jet. Notre travail consiste principalement en une étude expérimentale de la stimulation. Par conséquent, notre effort a porté plus particulièrement sur les techniques de mesure afin d'assurer au mieux la fiabilité et la qualité des résultats.

Le troisième chapitre est consacré à l'étude de la stimulation EHD continue multi-électrodes. Nous présentons tout d'abord un modèle analytique linéaire confronté à un travail expérimental approfondi. L'influence de l'amplitude de l'excitation, de la fréquence, du nombre d'électrodes ainsi que du diamètre de jet sera examinée. L'intérêt de la stimulation multi-électrodes est de renforcer l'efficacité de la stimulation EHD considérée comme une technique d'excitation « faible ».

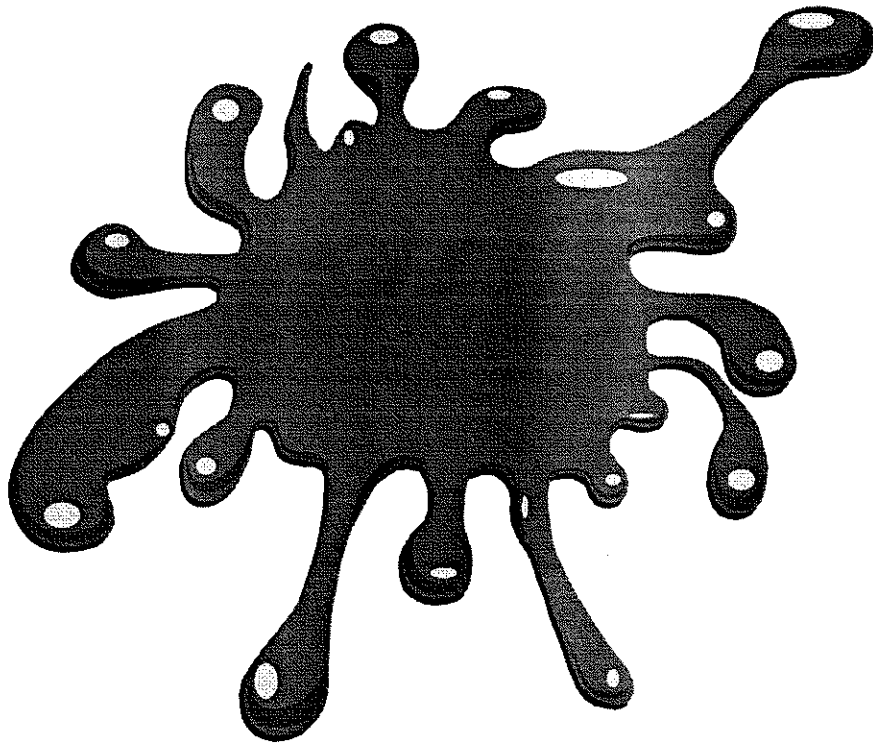
Dans un quatrième chapitre, l'objectif recherché est le contrôle de la forme du jet au moyen d'une stimulation EHD à 2 modes. Nous présenterons des diagrammes décrivant les diverses formes de brisure et les divers modes de production de gouttes que l'on peut obtenir avec un signal de stimulation complexe (2 modes). Nous nous focaliserons sur les conditions de brisure sans gouttelettes satellites, l'influence des principaux paramètres du problème sera étudiée.

Le cinquième chapitre est consacré à la stimulation EHD intermittente. Ce type de stimulation qui permet de générer une ou plusieurs gouttes dans un jet continu est examiné sur les plans théorique et expérimental.

Dans un sixième chapitre, nous aborderons l'étude de l'excitation thermique externe. Ce type de stimulation consiste à chauffer localement la surface du jet et ainsi moduler la tension superficielle pour obtenir un effet de stimulation. Nous examinerons la stimulation thermique à 1 ou 2 modes et nous verrons qu'elle est tout à fait analogue à la stimulation EHD. Enfin, nous clarifierons le mécanisme physique propre à ce type d'excitation.

Les conclusions de ce travail sont précédées par des perspectives consacrées à la stimulation thermique interne où il s'agit de modifier les propriétés de l'encre par l'intermédiaire de la température au moyen d'une résistance chauffante située dans le canal de la buse. Nous avons observé un effet de stimulation. La maîtrise de cette technique de stimulation qui pourrait trouver d'intéressants débouchés industriels passe par une étude scientifique approfondie.

Chapitre 1



Sommaire

1. L'INSTABILITE CAPILLAIRE	15
1.1. LES DIFFERENTS MODES DE RUPTURE D'UN JET	15
1.2. THEORIES LINEAIRES DANS LE MODE DE RAYLEIGH	16
<i>1.2.1. L'instabilité temporelle d'un jet de liquide parfait</i>	<i>16</i>
<i>1.2.2. L'instabilité d'un jet de liquide visqueux</i>	<i>19</i>
<i>1.2.3. Théorie linéaire visqueuse avec effet de l'air</i>	<i>20</i>
1.3. LES THEORIES NON LINEAIRES	21
1.4. LA STIMULATION ELECTROHYDRODYNAMIQUE	23
<i>1.4.1. Généralités</i>	<i>23</i>
<i>1.4.2. La stimulation d'un jet de liquide conducteur</i>	<i>24</i>
1.5. LA STIMULATION THERMIQUE	25

1. L'instabilité capillaire

Après avoir présenté les divers modes de rupture d'un jet de liquide, ce chapitre rappelle la théorie linéaire développée par Rayleigh décrivant le phénomène d'instabilité capillaire pour un liquide non visqueux. Nous rappellerons l'influence la viscosité, l'effet de l'air sur le processus de formation des gouttes. Ensuite nous aborderons les théories non linéaires; enfin nous présenterons l'excitation ElectroHydroDynamique puis thermique en insistant sur les mécanismes physiques à l'origine du processus de stimulation.

1.1. Les différents modes de rupture d'un jet

Le problème général est celui de l'immersion d'un fluide dans un autre fluide. Nous considérons le cas particulier de l'écoulement d'un liquide dans un gaz (air) à pression atmosphérique. Pour des très faibles vitesses, le liquide s'écoule en formant une série de gouttelettes [Weis *et al.* - 1992]. En augmentant le débit, l'écoulement subit une transition pour former un jet continu de liquide. Le jet continu est naturellement instable, il se brise en gouttes à une certaine distance de la buse. Des techniques photos de cinématographie à grande vitesse [Taylor and Hoyt - 1983] révèlent une structure complexe du jet dans la zone de brisure. Il existe plusieurs modes de rupture qui sont fonction de la vitesse du jet.

- **Régime de Rayleigh** L'instabilité du jet s'explique par l'action des forces de tension superficielle qui favorisent la croissance des perturbations. Le premier traitement théorique [Rayleigh - 1879] relève d'une approche énergétique, la désintégration d'un jet cylindrique en gouttelettes sphériques minimise l'énergie de surface. Rayleigh met en évidence une limite pour la stabilité du jet assimilé à une colonne de liquide statique infinie. Le jet est instable pour des perturbations dont la longueur d'onde est supérieure à la circonférence du jet. Cette analyse est dite temporelle car la perturbation est supposée périodique dans la direction axiale et son amplitude croît dans le temps. Le régime d'écoulement de Rayleigh est celui qui nous intéresse dans le cadre de cette thèse. Dans ce régime, pour une perturbation initiale donnée la longueur de brisure est proportionnelle à la vitesse de jet [Hiroyusau *et al.* - 1991], [Arai *et al.* - 1991].

- **Régime aérodynamique** Ce régime se subdivise en deux sous régimes. Pour des vitesses de jet modérées, la vitesse relative de l'air présent autour du jet contribue à

l'amplification des perturbations, l'explication du phénomène et les mécanismes mis en jeu relèvent de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz. Pour des vitesses de jet plus élevées, il convient de prendre en compte la viscosité des deux fluides pour décrire les forces d'interaction entre le liquide et le gaz. Dans le régime aérodynamique, il est possible de former des gouttes de taille plus petite que dans le régime de Rayleigh. Dans ce cas des perturbations de longueurs d'onde plus petites que la circonférence du jet peuvent croître. Pour $k > 1$, les forces de tension superficielles s'opposent au développement des perturbations.

• **Régime d'atomisation** Ce régime est obtenu pour des vitesses de jet très élevées. Le jet est littéralement pulvérisé au franchissement de l'orifice. La longueur de brisure est très courte et la taille des gouttes encore plus petite que dans les cas précédents. Les mécanismes responsables de l'instabilité sont multiples (effets aérodynamiques, turbulence, cavitation, ...) et donnent lieu à diverses théories (ce régime présente des intérêts industriels, il est notamment exploité dans les moteurs de type Diesel, la buse porte alors le nom d'injecteur).

1.2. Théories linéaires dans le mode de Rayleigh

1.2.1. L'instabilité temporelle d'un jet de liquide parfait

La première analyse de l'instabilité capillaire proposée par Rayleigh [1879] traite le cas d'un fluide parfait non pesant. Il considère un cylindre fluide statique de longueur infinie. En tenant compte de la symétrie de révolution et en linéarisant le problème (les dérivées totales sont assimilées aux dérivées partielles), les équations d'Euler prennent la forme suivante:

$$\frac{\partial U_r}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r}$$

$$\frac{\partial U_z}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x}$$

La technique de calcul classique consiste à introduire une fonction potentielle ϕ qui décrit le champ de vitesse:

$$U_r = \frac{\partial \phi}{\partial r}, \quad U_x = \frac{\partial \phi}{\partial x}$$

Les équations d'Euler se ramènent alors à une équation unique:

$$P = -\rho \frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{\sigma}{a} \quad (1-1)$$

La fonction ϕ doit satisfaire l'équation de conservation de la masse (équation de Laplace):

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = 0$$

On recherche une solution à variables séparées (r, x, t) pour résoudre l'équation de Laplace. L'expérience suggère de rechercher une fonction périodique en x et qui croît exponentiellement dans le temps, en notation complexe on a:

$$\phi = \Phi(r) \exp(iKx + \Gamma t) \quad (1-2)$$

Γ étant le taux de croissance temporel dimensionnel. L'expression de ϕ est introduite dans l'équation de continuité:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d\Phi}{dr} \right) - k^2 \Phi = 0$$

Les solutions de cette équation sont les fonctions de Bessel de 2^{ème} espèce et d'ordre 0. Comme le potentiel de vitesse doit être fini en $r = 0$, on a finalement (A constante d'intégration):

$$\Phi = AI_0(Kr)$$

Pour de petits déplacements, le rayon du jet s'écrit $r = a + \xi$ avec ξ la perturbation de rayon qui s'exprime à partir de la condition cinématique:

$$\xi = \int (U_r)_{r=a} dt \quad (1-3)$$

L'équation de dispersion reliant Γ et K s'obtient en écrivant la condition à la limite sur la surface libre. L'expression de la contrainte normale est:

$$P = \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = \frac{\sigma}{a} - \frac{\sigma}{a^2} \left(\xi + a^2 \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} \right)$$

En éliminant P et ξ , des équations (1-1) à (1-3), nous obtenons:

$$\frac{\sigma}{a^2} (1 - K^2 a^2) \frac{K}{\Gamma} I_1(Ka) = \rho \Gamma I_0(Ka)$$

En introduisant les variables adimensionnelles $k = Ka$ et $\gamma = \sqrt{\frac{\rho a^3}{\sigma}} \Gamma$, nous trouvons:

$$\gamma^2 = k(1 - k^2) \frac{I_1(k)}{I_0(k)} \quad (1-4)$$

Il y a instabilité lorsque γ est réel et positif c'est à dire $0 < k < 1$. Le tracé de γ en fonction de k (Figure 1-1) montre que la courbe admet un maximum dont la position est déterminée par:

$$\frac{\partial \gamma^2}{\partial k} = 0 = \frac{I_1'(k)I_0(k) - I_0'(k)I_1(k)}{I_0^2(k)}(1 - k^2) - \frac{I_1(k)}{I_0(k)}2k$$

Si l'on considère un jet excité par un large spectre de fréquences (bruit blanc), le jet sélectionne préférentiellement la longueur d'onde ayant le taux de croissance maximum ce qui donne un temps de brisure minimum:

$$k_{\text{opt}} = 0.69 \quad \gamma_{\text{opt}} = 0.34$$

L'analyse de Rayleigh est équivalente à traiter le problème de l'instabilité dans le repère du jet, la déformation étant périodique dans l'espace et l'amplification temporelle. Dans le cas des grandes vitesses, on obtient une bonne approximation pour le jet progressif semi-infini (dans le repère du laboratoire) en effectuant le changement de variables suivant:

$$\begin{cases} t \rightarrow \frac{x}{U_0} \\ x \rightarrow U_0 t - x \end{cases}$$

Dans le repère du laboratoire, l'expression du rayon est alors:

$$r = a + \varepsilon_0 \exp\left(\Gamma \frac{x}{U_0}\right) \exp i(\omega t - Kx)$$

ε_0 étant l'amplitude la perturbation à la sortie de la buse ($x = 0$).

En introduisant la longueur de brisure L_b définie comme la distance parcourue par le jet animé d'une vitesse uniforme U_0 pendant le temps de brisure T_b , on obtient:

$$L_b = U_0 T_b = \sqrt{\frac{\rho \alpha^3}{\sigma}} U_0 \ln\left(\frac{a}{\varepsilon_0}\right) \quad (1-5)$$

La prédiction de la longueur de brisure impose de connaître la déformation initiale ε_0 . Dans la plupart des travaux expérimentaux antérieurs, l'estimation de ce paramètre est approchée et ne permet pas une confrontation directe quantitative de la théorie avec l'expérience. D'autre part, l'exploration expérimentale de la courbe de dispersion suppose de pouvoir conserver la valeur de ε_0 constante en fonction de la fréquence ce qui n'est en général pas le cas. La vérification expérimentale de la théorie reste imprécise. Dans le cadre de cette thèse, nous verrons que la stimulation EHD est un principe de stimulation dont la fonction de transfert est bien définie. Cette technique est bien adaptée pour étudier quantitativement l'influence du terme ε_0 . Ce point sera discuté ultérieurement.

1.2.2. L'instabilité d'un jet de liquide visqueux

Le problème de l'instabilité capillaire d'un liquide visqueux [Rayleigh - 1892] fait intervenir un nouveau paramètre, le nombre d'Ohnesorge (Oh), qui caractérise l'influence de la viscosité. L'équation de dispersion s'écrit alors:

$$\gamma^2 + 2Ohk^2[*]\gamma = k(1-k^2)\frac{I_1(k)}{I_0(k)}$$

$$[*] = \left[1 + \frac{Oh}{\gamma} \left((k^2_1 + k^2) \frac{I_1'(k)}{I_0(k)} - 2k_1k \frac{I_1'(k_1) I_1(k)}{I_1(k_1) I_0(k)} \right) \right]$$

$$k^2_1 = k^2 + \frac{\gamma}{Oh}$$

$$Oh = \frac{\mu}{\sqrt{\sigma\rho a}} : \text{nombre d'Ohnesorge.}$$

Cette équation est complexe et ne peut pas être résolue analytiquement. Pour discuter cette équation, nous nous plaçons dans le cas où k est inférieur à 1. Le développement en série des fonctions de Bessel et en ne retenant que les premiers termes conduit à l'équation suivante:

$$\gamma^2 + 3Ohk^2\gamma = \frac{1}{2}k^2(1-k^2) \quad (1-6)$$

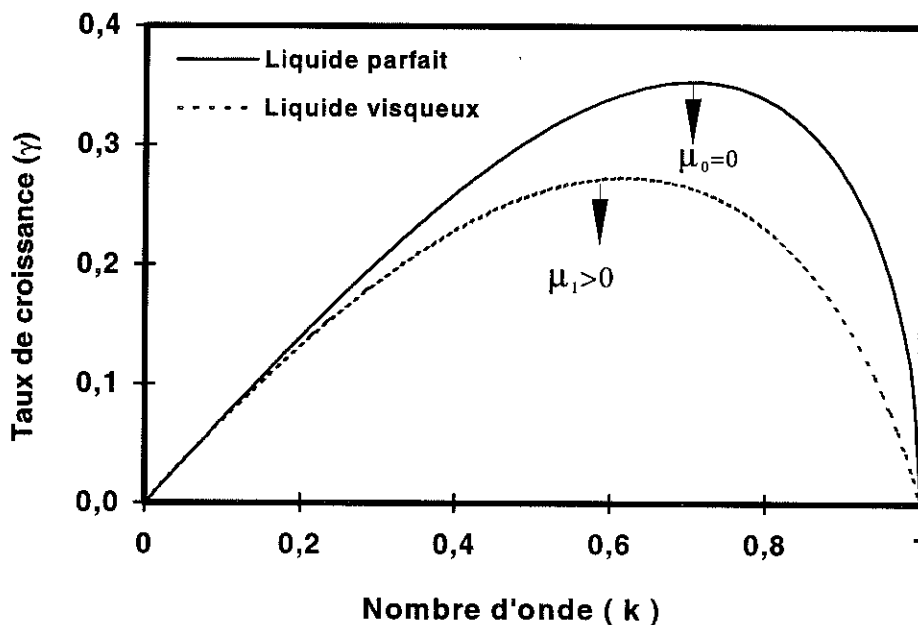


Figure 1-1 Taux de croissance γ donné par les analyses linéaires visqueuse ($Oh = 0,14$) et non visqueuse ($Oh = 0$) en fonction du nombre d'onde k .

Il s'agit d'une équation du second degré en γ . Le critère d'instabilité du jet est donné par une condition sur le nombre d'onde ($0 < k < 1$). Le traitement non visqueux de l'instabilité capillaire (paragraphe 1.2.1) n'est en fait qu'un cas particulier de l'analyse visqueuse, il suffit de poser $\mu = 0$. Le tracé de la courbe de dispersion (Figure 1-1) montre qu'il existe un taux de croissance maximum associé à un nombre d'onde optimum:

$$k_{opt} = \frac{1}{\sqrt{2\left(1 + \sqrt{\frac{9}{2}Oh^2}\right)}} \quad \gamma_{opt} = \frac{1}{2(\sqrt{2} + 3Oh)}$$

Nous remarquons que la viscosité a pour effet de diminuer la valeur du taux de croissance pour un nombre d'onde donné. La viscosité a un effet stabilisant en ralentissant le processus de déformation de la surface libre du jet. La longueur de brisure d'un jet est d'autant plus longue que la viscosité du fluide est élevée. Il y a aussi une diminution du nombre d'onde le plus instable.

1.2.3. Théorie linéaire visqueuse avec effet de l'air

Nous avons jusqu'à maintenant traité le problème de l'instabilité capillaire en considérant un cylindre fluide statique et en faisant abstraction de la présence de l'air. Expérimentalement, le jet de liquide s'écoule dans un gaz, en général de l'air. Le problème théorique du jet en présence de l'air a été traité par Weber [1931] qui a réussi à décrire l'instabilité en combinant les effets capillaires et de Kelvin-Helmholtz. L'air est assimilé à un fluide parfait, homogène et incompressible. La résolution des équations du mouvement conduit à rajouter un terme supplémentaire dans l'équation de dispersion simplifiée (1-6):

$$\gamma^2 + 3Ohk^2 \gamma = \frac{1}{2}k^2(1-k^2) + \frac{\rho_a}{\rho} \frac{k^3}{2} We \left(\frac{K_0(k)}{K_1(k)} \right) \quad (1-7)$$

avec le nombre de Weber: $We = \frac{\rho_a U_0^2}{\sigma}$

ρ_a : densité de l'air et K_n une fonction de Bessel modifiée de seconde espèce, d'ordre n.

Dans l'équation (1-7), le membre de droite comporte un terme supplémentaire qui traduit la prise en compte de l'effet de l'air. Remarquons que le signe de ce terme est positif. Il s'ensuit que l'on peut obtenir une racine réelle pour γ avec des nombres d'onde supérieurs à 1 car la condition d'instabilité est remplie lorsque le membre de droite de l'équation 1-7 est de signe positif.

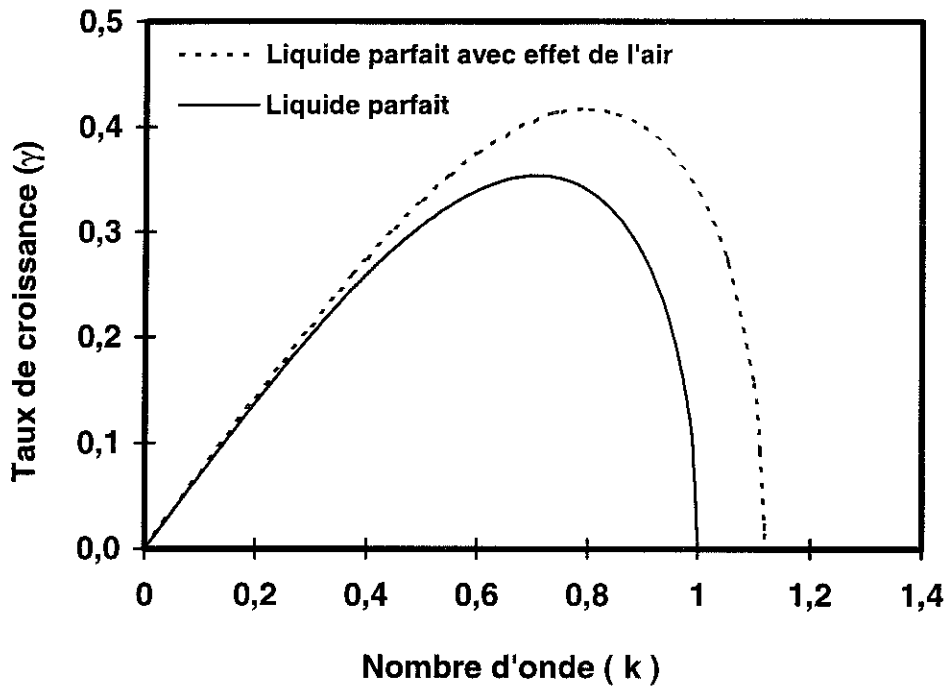


Figure 1-2 Effet de la présence de l'air sur le taux de croissance des perturbations ($Oh = 0$, $We = 400$, $\rho_a/\rho = 10^{-3}$)

1.3. Les théories non linéaires

La condition d'instabilité et les taux de croissance pour différents nombres d'onde prédits par la théorie linéaire sont en bon accord avec l'expérience [Donnelly & Glaberson - 1965]. Cependant l'approche linéaire ne rend pas compte de l'existence de gouttelettes situées entre les gouttes principales. De plus elle est qualitativement incorrecte car elle suppose que la brisure intervient à mi-distance entre les gouttes principales; or c'est précisément à cet endroit que se forme le satellite. Avant la rupture, les gouttes sont reliées par un filament qui se détache pour former un satellite. Ce satellite témoigne d'un processus de croissance non linéaire des perturbations.

■ Etudes expérimentales

Goedde & Yuen [1969] ont effectué l'une des premières études expérimentales qui examine en détail le processus de formation de la goutte satellite. Ils ont observé en particulier que la première brisure se produit en aval du ligament. Rutland & Jameson [1970] ont mesuré avec précision la taille de la goutte principale et du satellite. Leur étude indique clairement que le volume de la goutte satellite diminue lorsque le nombre d'onde est augmenté. Taub [1976] et plus récemment Xing *et al.* [1996] décomposent l'amplitude de la perturbation en ses composantes de Fourier et déterminent leur variation le long de l'axe du jet. Ils montrent que, pour de petites perturbations, la croissance est pour l'essentiel linéaire; les harmoniques et plus particulièrement le mode

2 se développent vers la brisure. Au moyen d'une stimulation piézo-électrique, Pimbley & Lee [1977] ont examiné la formation du satellite et sa coalescence avec les gouttes adjacentes; ils ont identifié des situations de fusion avant et arrière du satellite selon que la première brisure se produit en amont ou en aval du ligament. Par ailleurs, ils ont observé des conditions de brisure où la durée de vie du satellite est très longue (situation qualifiée de satellite infini). Chaudhary & Maxworthy [1979] utilisent un signal complexe de stimulation (le fondamental combiné à l'harmonique 3) pour contrôler le satellite avec une technique de stimulation piézo-électrique. Plus récemment, Rezanka & Crowley [1990] ont cherché et réussi à contrôler les satellites avec une technique d'excitation EHD en imposant un signal d'excitation composé du fondamental et de l'harmonique 2. Pour un rapport d'amplitude et un déphasage bien particuliers entre les deux modes, ils ont observé des conditions de brisure sans goutte satellite.

■ Analyses non linéaires

L'analyse de Rayleigh [1879] est basée sur des équations linéarisées. La solution obtenue peut être interprétée comme une analyse au premier ordre. La première analyse non linéaire remonte à Yuen [1968] qui a considéré une perturbation de rayon purement sinusoïdale. Sa théorie montre que les bosses croissent plus vite que les noeuds et pour des temps importants la théorie prédit une ondulation entre les deux gouttes principales; cela signifie que le jet possède plus d'un renflement par longueur d'onde. Chaudhary & Redekopp [1980] développent une solution au troisième ordre, la perturbation initiale est une perturbation de vitesse composée du fondamental et du mode 3. Ils montrent que la nature du satellite peut changer (fusion avant ou arrière). La confrontation de l'expérience et de la théorie n'est pas très satisfaisante. La fonction de transfert du dispositif expérimental de stimulation n'est pas connue et probablement pas linéaire. Les analyses non linéaires sont principalement basées sur une approche temporelle et prédisent avec succès l'existence du satellite. Cependant le problème du jet (progressif) nécessite une approche spatio-temporelle du fait que la brisure du ligament à ses deux extrémités n'est pas simultanée [Pimbley & Lee - 1977].

■ Etudes numériques

Les analyses non linéaires deviennent imprécises pour des déformations importantes car elles sont basées sur un développement limité en terme d'un petit paramètre. Par contre, les méthodes numériques directes présentent l'intérêt de décrire correctement le profil du jet. Mansour & Lundgren [1990] étudient l'instabilité temporelle d'un jet liquide non visqueux et déterminent le volume des gouttes et des satellites en fonction du nombre d'onde. Les résultats sont en accord qualitatif avec les travaux expérimentaux de Rutland & Jameson [1970]. Ashgriz & Mashayek [1995] examinent la dynamique de déformation d'un jet capillaire visqueux en fonction du nombre d'onde, du nombre de Reynolds et de l'amplitude de la perturbation initiale. Plus récemment, ils examinent le problème du jet en considérant une perturbation initiale de rayon et de température à la surface du jet [Mashayek & Ashgriz - 1995]. A ce jour, il n'existe pas de confrontation entre des profils de jet obtenus numériquement avec ceux obtenus expérimentalement.

1.4. La stimulation ElectroHydroDynamique

1.4.1. Généralités

La stimulation EHD met en jeu des forces d'origine électrique afin d'induire une perturbation de rayon du jet. Il s'agit d'appliquer une différence de potentiel entre deux conducteurs soit l'électrode dite de stimulation et le jet de liquide conducteur. Sous l'influence du champ électrique, les charges électriques localisées en surface et de signe opposé sur chaque conducteur s'attirent mutuellement (force de Coulomb). L'expression de cette force conduit naturellement à la notion de pression électrostatique dont l'expression classique est:

$$P_e = \frac{1}{2} \epsilon E_s^2 \quad (\text{N/m}^2)$$

avec E_s (V/m) le champ électrique et ϵ la permittivité du milieu isolant. Rappelons que la force électrique est normale à la surface conductrice et toujours dirigée vers l'extérieur du conducteur. Dans le cas du vide ou de l'air:

$$\epsilon = \epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \quad (\text{F/m})$$

Dans l'air, la valeur maximale de la pression électrostatique est limitée par le champ de claquage donné par la loi de Paschen. A pression atmosphérique, pour une distance de quelques centaines de microns, le champ de claquage vaut typiquement 60 kV/cm soit:

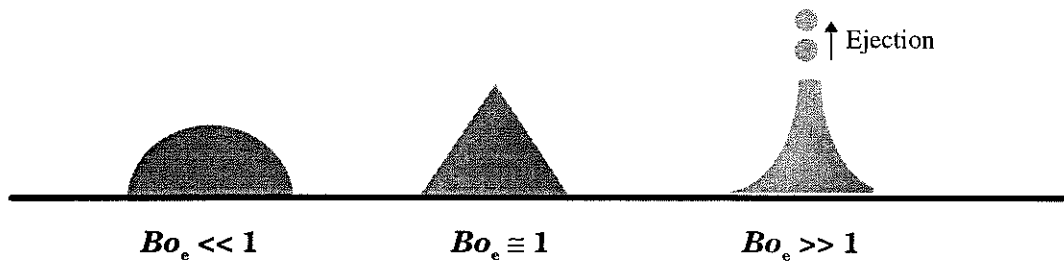
$$P_{\max} \cong 160 \text{ Pa}$$

Si la pression électrostatique s'exerce sur une surface fluide c'est à dire un matériau déformable, les forces électriques s'opposent directement aux forces de tension superficielle, les deux étant des forces qui agissent en surface. Il est intéressant de comparer l'ordre de grandeur des forces électriques et capillaires:

$$P_{\text{capillaire}} = \frac{\sigma}{a} = 350 \text{ Pa}$$

(pour un jet d'eau de tension de surface (σ) 72 N/m et de rayon (a) 220 μm).

A l'origine, l'action d'un champ électrique sur un liquide fut notée par Gilbert [1600] (cité par Taylor - [1969]). Il remarqua qu'un morceau d'ambre au préalable frotté déformait une goutte d'eau sphérique lorsque la résine est approchée de cette dernière. Cette expérience historique est généralement caractérisée par le nombre de Bond électrique ($Bo_e = \epsilon E^2 / (\sigma/a)$). Le premier traitement théorique statique de ce phénomène [Taylor - 1964] montre que sous l'action du champ électrique la goutte de liquide prend une forme conique; l'angle du cône prend une valeur très particulière (49°3).



Au delà de cette étude statique, le principal domaine de l'EHD concerne les jets électrisés et la dynamique de formation de gouttelettes. Le champ électrique est exploité pour générer un jet de gouttelettes ($Bo_e \gg 1$). Le principe de base consiste à imposer une forte différence de potentiel entre un orifice d'amenée du liquide et une contre électrode. De très fines gouttelettes sont produites et généralement chargées afin d'accroître la dispersion (formation d'un « spray ») [Taylor - 1969], [Kim & Turnbull - 1976], [Bailey - 1986]. Une variante consiste à exploiter les forces électriques pour modifier la stabilité d'un jet de liquide conducteur. Basset [1894] montre que le champ électrique affecte le taux de croissance des perturbations naturellement amplifiées par le mécanisme d'instabilité capillaire. Les travaux plus récents examinent la stabilité du jet en fonction des propriétés du fluide (viscosité, propriétés de conduction, ...), de la direction du champ ou encore du mode d'excitation du jet [Melcher - 1963], [Huebner & Chu - 1970], [Saville - 1970], [Mestel - 1994], [Crowley - 1965, 1967].

1.4.2. La stimulation d'un jet de liquide conducteur

Un autre aspect de l'EHD consiste à utiliser un champ électrique pour imposer une perturbation de rayon d'un jet de liquide. Il s'agit en particulier d'exciter le mode axisymétrique d'un jet cylindrique conduisant à la production de gouttes calibrées et régulièrement espacées. La stimulation EHD consiste à appliquer une tension périodique sur une électrode dite de stimulation située près d'un jet de liquide conducteur porté à la masse. Une différence de potentiel entre l'électrode et le fluide établit un champ électrique qui exerce une force sur les charges présentes à la surface du jet. S'agissant d'un écoulement à surface libre, la surface du jet est déformée dans la région de l'électrode à l'image de la variation du potentiel d'électrode. La périodicité temporelle de la tension d'excitation combinée à la vitesse d'avancement du jet produit en aval de la zone de stimulation une succession de gonflements et d'amincissements. Notons que pour remplir la fonction de stimulation, la largeur de l'électrode doit être inférieure à la longueur d'onde de la perturbation. Crowley [1983] traite le problème de la stimulation EHD sur le plan théorique et expérimental en considérant une électrode unique. Plus récemment, Crowley [1986] imagine un dispositif comportant plusieurs électrodes afin de renforcer l'efficacité de la stimulation; ce problème est examiné d'un point de vue théorique. Une variante de la stimulation continue EHD consiste à utiliser un créneau de tension. Ce principe de stimulation asynchrone génère une goutte isolée dans le jet [Hrdina & Crowley - 1989]. Rezanka & Crowley [1990] utilisent un signal complexe de stimulation EHD afin de contrôler la forme de la brisure. Dans un travail expérimental et théorique, Spohn *et al.* [1993] examinent le problème de la stimulation EHD multi-électrodes. Le modèle linéaire développé considère une distribution du

champ électrique en forme de « cloche » au voisinage de l'électrode plus réaliste que celle retenue par Crowley [1983].

1.5. La stimulation thermique

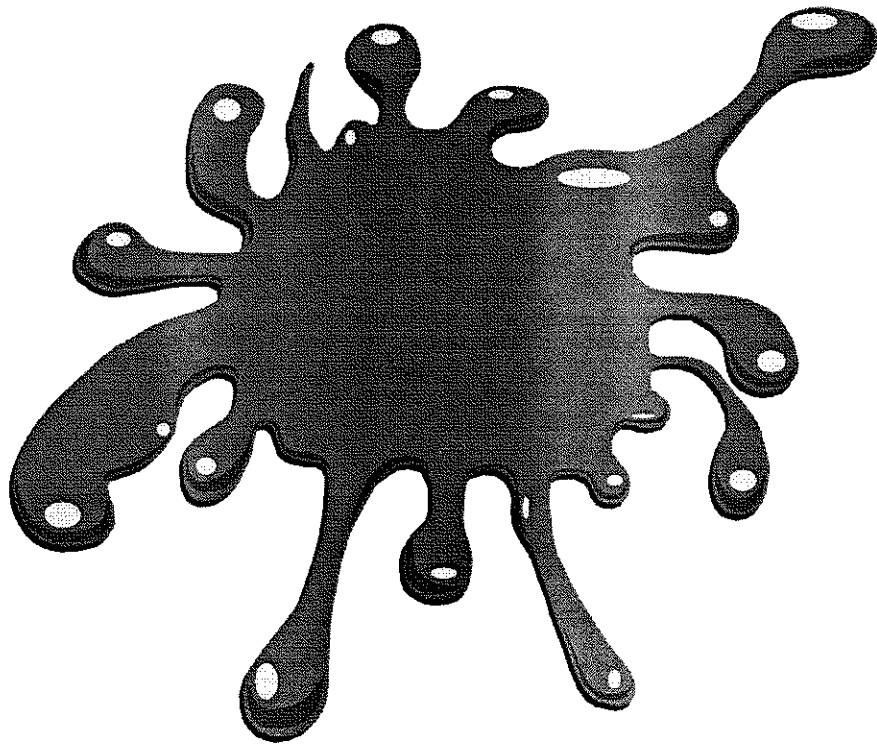
Les techniques de stimulation d'un jet capillaire consistent pour l'essentiel à imposer directement une perturbation de rayon et de vitesse. Une approche originale consiste à modifier les propriétés du liquide par l'intermédiaire de la température afin de remplir une fonction de stimulation.

Comparativement aux jets de liquide isothermes, l'instabilité capillaire des jets de liquide non-isothermes a fait l'objet de peu de travaux. Pour une étude bibliographique très générale sur les problèmes thermocapillaires, on citera les travaux de Levich & Krylov [1969], Ostrach [1982] et Davis [1987]. L'étude des phénomènes thermocapillaires concernant les ponts liquides fait l'objet d'une abondante bibliographie avec des applications dans le domaine de la croissance cristalline et des techniques de fusion de zone [Xu - Davis - 1983]. Une bibliographie plus ciblée indique que les travaux sur les jets de liquide examinent plus particulièrement les problèmes d'instabilité de colonnes de liquide [Smith & Davis - 1983 (part 1/ part 2)], Bauer [1984], Xu & Davis [1985] et de déformation de la surface libre en régime stationnaire [Yih - 1968], [Sen & Davis - 1982], Dijkstra & Steen [1991]. Ces travaux traitent de sujets assez éloignés de l'excitation des jets; le problème de la stimulation d'un jet, c'est à dire l'étude du régime transitoire durant lequel une modulation de température induit une déformation de la surface libre d'un jet a fait l'objet d'une récolte bibliographique assez pauvre.

Dans un travail expérimental, Faidley & Panton [1990] utilisent une résistance chauffante pour stimuler un jet d'eau. L'élément de chauffage est situé sur la face externe de la buse laquelle est enduite d'une fine couche de peinture conductrice qui fait fonction de résistance électrique. Le passage d'un courant électrique chauffe par effet Joule le liquide qui s'écoule au contact de la résistance. Il ressort de cette étude qu'il est possible d'obtenir un point de brisure stimulé, c'est à dire que la déformation induite croît selon le mode de Rayleigh; toutefois l'efficacité de l'excitation est faible. La fonction de transfert du dispositif de stimulation n'est pas connue et le mécanisme physique à l'origine de la stimulation n'est pas clairement identifié. Si le problème de la stimulation thermique interne de jets continus a été peu étudié, la stimulation thermique interne intermittente exploitée dans la technique « gouttes à la demande » fait l'objet d'une littérature abondante principalement liée aux retombées industrielles dans le domaine de l'impression par jet d'encre (applications bureautiques). Ce principe d'impression consiste à éjecter une goutte d'encre de la buse en générant une surpression de très courte durée en faisant circuler un courant impulsionnel dans une résistance localisée dans le canal de la buse. L'augmentation rapide de la température de l'encre au contact de l'élément chauffant crée une bulle de vapeur dont l'expansion et la contraction créent une onde de pression qui conduit à l'expulsion d'une goutte à l'extérieur du canal de buse.

Une variante de la stimulation thermique interne consiste à chauffer la surface libre du jet [Nahas & Panton - 1990]. Ces auteurs utilisent une source laser de 10 Watts dont le faisceau est focalisé sur un jet d'eau de 2 mm de diamètre animé d'une vitesse de 6 m/s. L'absorption d'une partie du faisceau lumineux par le liquide induit un échauffement local de la surface du jet. La source laser est immobile, la vitesse d'avancement du jet combinée à une modulation temporelle de la puissance optique induit un effet de stimulation (modulation de température le long du jet). La dépendance de la tension superficielle avec la température se traduit par une modulation de la pression capillaire le long du jet. Il s'ensuit des mouvements de liquide associés à une déformation de la surface du jet à l'origine du processus de stimulation. Nahas & Panton [1990] montrent qu'il est possible de stimuler le jet mais que l'excitation est peu efficace. Plus récemment, dans une approche purement numérique, Mashayek & Ashgriz [1995] examinent l'instabilité temporelle thermocapillaire d'un jet de liquide. Le code de calcul résout les équations hydrodynamiques et l'équation de la chaleur en considérant une distribution initiale de température à la surface du jet.

Chapitre 2



Sommaire

2. LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL	31
2.1. INTRODUCTION.....	31
2.2. L'INSTALLATION EXPERIMENTALE	32
2.2.1. <i>Le circuit hydraulique</i>	32
2.2.2. <i>Le montage mécanique</i>	32
2.2.3. <i>La partie optique</i>	32
2.2.4. <i>L'électronique de la stimulation</i>	33
2.3. ANALYSE DIMENSIONNELLE.....	34
2.3.1. <i>Formation des nombres sans dimensions</i>	34
2.3.2. <i>Choix du fluide (nature - propriétés)</i>	36
2.4. METHODE DE MESURE DES PARAMETRES D'ESSAI	37
2.4.1. <i>Le diamètre de jet</i>	37
2.4.2. <i>La vitesse de jet</i>	40
2.4.3. <i>Les paramètres physico-chimiques</i>	43
2.4.4. <i>La conductivité électrique du liquide</i>	47
2.4.5. <i>Les propriétés d'absorption lumineuse du fluide</i>	48
2.4.6. <i>La taille et la durée de vie des gouttelettes</i>	50

2. Le dispositif expérimental

Ce chapitre présente le contexte expérimental, les principaux paramètres du problème du jet ainsi que leur méthode de mesure. Nous présentons aussi les techniques instrumentales mises en oeuvre dans les chapitres suivants pour étudier la rupture du jet en gouttelettes.

2.1. Introduction

Une large part de ce travail de thèse est consacrée à l'étude expérimentale de la stimulation. Dans ce chapitre nous nous proposons d'examiner en détail le contexte expérimental.

Dans un premier temps (Paragraphe 2.2), il s'agit de répertorier et de commenter les fonctions « jet d'encre » de base (électrique, optique, ...) mises en oeuvre pour former, stimuler et observer le jet. Nous insisterons sur l'électronique de commande du dispositif de stimulation basée sur un générateur de signaux arbitraires développé au laboratoire.

Ensuite, nous aborderons le dimensionnement des deux maquettes de test. La taille typique d'un jet d'imprimante industrielle étant de l'ordre de 50 μm , celui-ci ne se prête pas facilement à une approche exploratoire de la stimulation. A cette échelle, la tolérance des cotes géométriques (dimension des électrodes, ...) est très serrée, les réglages mécaniques sont délicats à effectuer, le cahier des charges de l'électronique de stimulation est contraignant (génération de signaux haute tension à des fréquences assez élevées (de l'ordre de 100 kHz). Pour ces raisons, nous nous sommes orientés vers la conception d'une maquette agrandie appelée « prototype » [Curry & Portig - 1977]. Cette maquette à l'échelle 10 d'un jet typique d'une imprimante doit faciliter l'approche expérimentale. Notre stratégie consiste à dégager les aspects les plus intéressants de la stimulation EHD à un ou plusieurs modes à partir du dispositif agrandi. Dans un deuxième temps nous mettrons en oeuvre un dispositif expérimental à l'échelle industrielle appelé « modèle » sur lequel nous nous limiterons simplement à vérifier les résultats essentiels avec une stimulation EHD ou thermique. Dans le paragraphe 2.3, nous conduirons une analyse dimensionnelle afin d'établir les conditions de similitude entre les deux dispositifs de taille différente et de préciser les limites de l'extrapolation. La confrontation des résultats obtenus à deux échelles différentes nous permettra de discuter les conditions de similitude.

Enfin, nous décrirons les principales techniques de mesures mises en oeuvre pour étudier la rupture du jet soumis à une stimulation EHD et thermique (paragraphe 2.4).

2.2. L'installation expérimentale

2.2.1. Le circuit hydraulique

Le circuit hydraulique (Figure 2-1) est composé d'un réservoir d'encre pressurisé par une source d'air comprimé dont la pression est contrôlée à l'aide d'un détendeur de précision. Le liquide sous pression circule dans un bain thermostaté afin de maintenir constante la température de l'encre dont la valeur est mesurée juste en amont de la buse. Un bon niveau de contrôle de la température (typiquement 20°C) est indispensable pour s'assurer de la stabilité des propriétés de l'encre (en particulier la viscosité). Après filtration, l'encre arrive dans un réservoir secondaire à l'extrémité duquel est fixé un orifice calibré (la buse). Ce réservoir secondaire comporte un système de purge qui permet de chasser d'éventuelles bulles d'air présentes dans la cavité. L'encre est collectée par un simple entonnoir se déversant dans un réservoir de récupération. Notons que le circuit d'encre est « ouvert » : la capacité du réservoir limite la durée d'une expérience au terme de laquelle il convient de vidanger le réservoir de récupération.

2.2.2. Le montage mécanique

La buse est solidaire d'unités de translation et de rotation afin de régler l'orientation du jet. Le dispositif de stimulation est externe à la buse; il dispose lui aussi de plusieurs degrés de liberté afin d'être positionné avec précision par rapport à la surface du jet et à l'orifice. L'ensemble buse-élément de stimulation est fixé sur une unité de déplacement micrométrique dont le mouvement est parallèle à l'axe du jet et orthogonal à l'axe optique. Ceci permet l'observation du jet le long de son axe (point de brisure, formation du satellite, ...). Cette table à déplacement est commandée par un moteur pas à pas et sa position est affichée sur un compteur numérique avec une précision de 10 microns pour le dispositif prototype (jet de diamètre 440 μm) ou 1 micron pour le jet modèle (diamètre 72 μm).

2.2.3. La partie optique

La visualisation du jet (Figure 2-1) est réalisée à l'aide d'une caméra CCD Sony. Le jet est agrandi en utilisant un zoom de focale 50 mm pour le jet de diamètre 440 μm ou 90 mm pour le jet de diamètre 72 μm . Les oscillations du jet, la formation des gouttes sont visualisées par un éclairage stroboscopique calé sur la fréquence de stimulation et l'image agrandie du jet est affichée sur un moniteur vidéo traditionnel. La source lumineuse est une LED de grande luminosité (Hewlett Packard de 15 candelas) avec une durée d'éclairement suffisamment courte (de l'ordre de 0,5 μs) pour figer le mouvement. Une électronique de déphasage introduit un retard ajustable de l'éclair

lumineux par rapport au signal de commande. Il est ainsi possible de balayer la totalité d'une longueur d'onde du jet ce qui est indispensable pour déterminer avec précision le lieu de la brisure ainsi que la durée de vie des gouttelettes satellites.

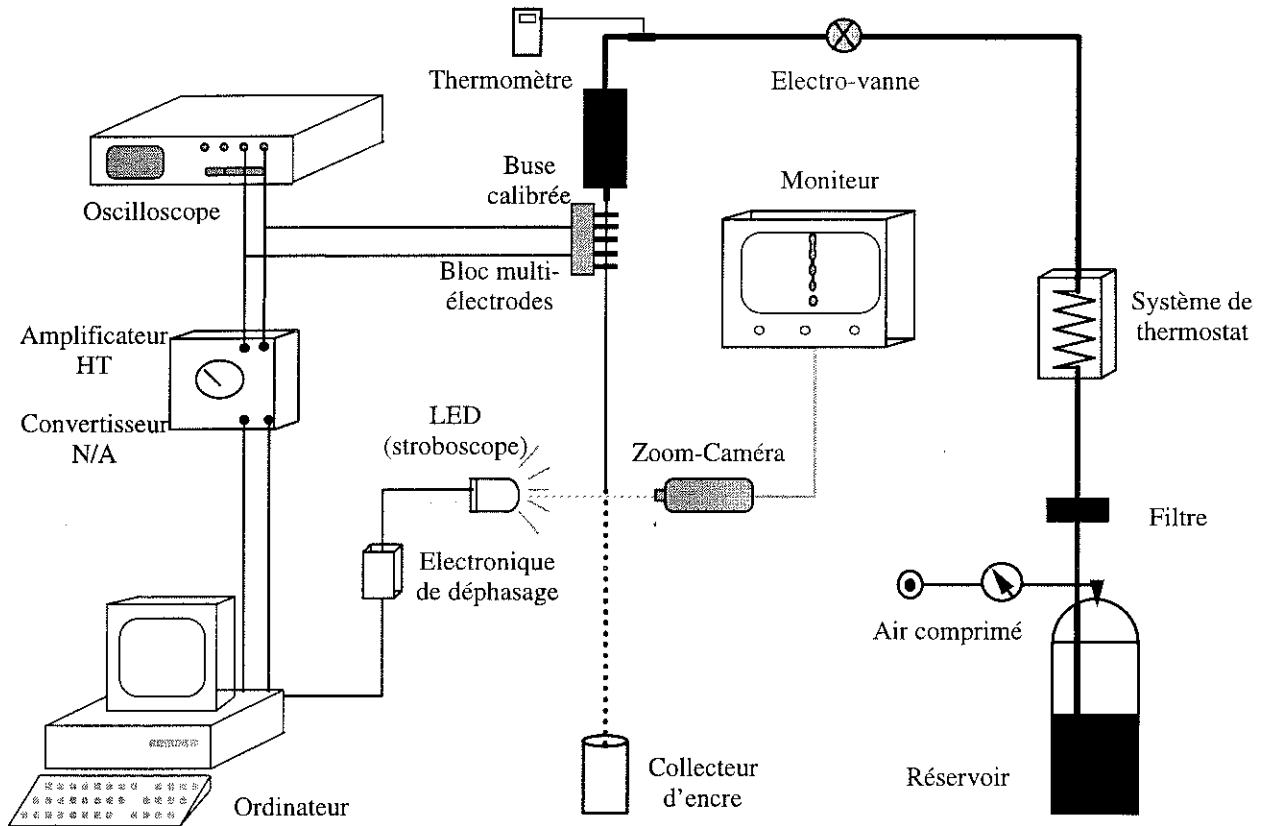


Figure 2-1 Schéma de principe de l'installation expérimentale.

2.2.4. Contrôle de la stimulation du jet

Une chaîne électronique originale a été définie, développée et mise au point avec l'idée directrice de pouvoir construire un signal de stimulation arbitraire (cette contrainte exclut d'emblée l'utilisation d'un générateur de signaux traditionnel ne pouvant générer que des formes de signal prédéterminées (sinus, triangle, ...)).

La synthèse des signaux électriques repose sur un programme PC développé en Turbo-Pascal. La forme du signal est définie à partir de ses composantes de Fourier dont les amplitudes et les phases sont totalement paramétrables.

$$V(t) = V_0 + V_1(t) = V_0 + \left\{ \sum_1^n \cos(n\omega t + \varphi_n) \right\} \quad (2-1)$$

Le signal est représenté sous la forme d'un tableau de valeurs numériques calculées par logiciel. Ces données sont codées sur des mots de 8 bits puis transmises via un bus

de communication dans une mémoire tampon où elles sont stockées. Un signal analogique est synthétisé au moyen d'un convertisseur numérique/analogique et suivi d'un étage d'amplification (mise à niveau, adaptation d'impédance, lissage). Les principales spécifications techniques de cette carte électronique développée et construite au laboratoire sont fournies dans l'annexe A. Le logiciel permet de piloter deux canaux synchrones totalement indépendants. Pour la synthèse de signaux de forme simple qui néanmoins nécessitent un nombre élevé de modes (créneaux, triangles, ...), le tableau numérique est directement rempli à partir de valeurs qui rendent compte de la forme du signal. Le nombre d'harmoniques est limité par la bande passante du système (40 kHz). Ce signal de commande attaque selon le type de stimulation thermique ou EHD un générateur de courant respectivement un amplificateur haute tension (amplitude de la tension 1750 V crête-crête).

2.3. Analyse dimensionnelle

Afin de simplifier l'approche expérimentale, l'étude de la stimulation à 1 puis 2 modes sera conduite dans un premier temps sur une maquette jet d'encre avec un dispositif d'excitation EHD et un jet de diamètre 440 μm . Ce dispositif est un prototype agrandi d'un jet typique d'une application industrielle à jet d'encre. Les résultats du prototype seront complètement transposables au modèle si la similitude des maquettes est totale, c'est à dire:

- le prototype (échelle agrandie) est une reproduction géométrique exacte du modèle original (similitude géométrique).

- les rapports des forces (similitude dynamique) et le rapport des vitesses (similitude cinématique) sont conservés. Le comportement du jet est régi par des nombres adimensionnels qui caractérisent l'ordre de grandeur des termes qui contribuent à l'équilibre dynamique d'un élément de fluide. Ces nombres sont composés à partir des paramètres dimensionnels mécaniques et physiques.

2.3.1. Formation des nombres sans dimension

La composante axiale des équations de Navier-Stokes pour l'écoulement unidirectionnel d'un fluide, incompressible, visqueux en l'absence de gravité s'écrit:

$$\frac{dU_x}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 U_x}{\partial x^2} \quad (2-2)$$

L'inventaire des variables et de leur dimension est donné dans le tableau 2-1.

<u>Variable</u>	<u>Symbole</u>	<u>Unité</u>
Rayon du jet en aval de la buse	a	[m]
Vitesse axiale du jet	U_0	[m/s]
Masse volumique du liquide	ρ	[kg/m ³]
Tension superficielle	σ	[N/m]
Viscosité cinématique du fluide	ν	[m ² /s]
Fréquence de stimulation du jet	F	[Hz]
Pression électrostatique	P_e	[N/m ²]

Tableau 2-1 Tableau récapitulatif des grandeurs physiques qui caractérisent le jet.

Nous dénombrons 7 paramètres dimensionnels qui s'expriment à partir des 3 grandeurs fondamentales du système international (mètre, kilogramme, seconde). D'après le théorème de Vaschy-Buckingham, le comportement du jet est totalement décrit par 4 nombres adimensionnels (7 - 3) dont nous recherchons l'expression par la méthode de Rayleigh. Les variables sont combinées en admettant qu'il s'agit d'un produit de puissance (k : constante sans dimension):

$$\frac{dU_x}{dt} = k a^x U_0^y \rho^z \sigma^\alpha \nu^\beta F^\gamma P_e^\theta$$

L'homogénéité dimensionnelle s'écrit:

$$[m/s^2] = [m]^x [m/s]^y [kg/m^3]^z [kg/s^2]^\alpha [m^2/s]^\beta [1/s]^\gamma [kg/ms^2]^\theta$$

On exprime l'égalité des exposants:

$$\begin{cases} 1 = x + y - 3z + 2\beta - \theta \\ -2 = -y - 2\alpha - \beta - \gamma - 2\theta \\ 0 = z + \alpha + \theta \end{cases}$$

Les exposants x, y, z sont exprimés en fonction de $\alpha, \beta, \gamma, \theta$ d'où la relation:

$$\frac{dU_x}{dt} = k (aU_0^2) \left[\frac{\sigma}{\rho U_0^2 a} \right]^\alpha \left[\frac{\nu}{U_0 a} \right]^\beta \left[\frac{aF}{U_0} \right]^\gamma \left[\frac{P_e}{\rho U_0^2} \right]^\theta \quad (2-3)$$

↑
We

↑
Re

↑
Str

↑
Eu_e

avec les expressions des 4 nombres adimensionnels recherchés:

- nombre de *Reynolds* $\mathbf{Re} = \frac{\rho U_0 a}{\mu}$
- nombre de *Weber* $\mathbf{We} = \frac{\rho U_0^2 a}{\sigma}$
- nombre de *Strouhal* $\mathbf{Str} = \frac{Fa}{U_0}$
- nombre de *Euler* électrique $\mathbf{Eu}_e = \frac{\frac{1}{2} \varepsilon_0 E_0^2}{\rho U_0^2}$

(E_0 : champ électrique, ε_0 : permittivité du vide)

2.3.2. Choix du liquide (nature - propriétés)

L'identification du dispositif agrandi avec le modèle repose sur la construction et la conservation des nombres adimensionnels; les paramètres dimensionnels sont liés par les relations suivantes:

- $A = \frac{\text{diamètre du jet agrandi}}{\text{diamètre du jet modèle}} \approx 10$ (A : facteur d'agrandissement)

- *Weber* :
$$\frac{(\rho_a / \rho_m)(U_a / U_m)}{(\sigma_a / \sigma_m)} = \frac{1}{A} \quad (2-4)$$

- *Reynolds* :
$$\frac{(\rho_a / \rho_m)(U_a / U_m)}{(\mu_a / \mu_m)} = \frac{1}{A} \quad (2-5)$$

Les conditions de similitude nécessitent de satisfaire les deux relations ci-dessus. La densité et la tension superficielle ont une plage de variation limitée. Pour respecter l'équation 2-4, nous ajusterons la vitesse du jet. Quant à l'équation 2-5, elle sera respectée par un choix judicieux du fluide (nature des constituants, proportions). Pour un jet de diamètre 440 μm , nous avons retenu comme fluide de travail le mélange suivant à base d'eau et de glycérol additionné de colorants:

- proportions : 65 % de glycérol ($\text{C}_3\text{H}_8\text{O}_3$).
- viscosité dynamique : 17 mPa s à 20°C.
- masse volumique : 1165 kg/m^3 .
- tension superficielle statique : 58 mN/m.

Les nombres de Strouhal et d'Euler électrique ne sont pas pris en compte pour le dimensionnement de la maquette prototype car ils dépendent entre autres des

caractéristiques du signal électrique. Le nombre de Strouhal est facilement contrôlé par l'intermédiaire de la fréquence. Quant au nombre d'Euler, il est relativement découplé du phénomène de croissance des perturbations. Il est ajustable en jouant sur l'amplitude du signal d'excitation dont la dynamique est limitée par les performances de l'amplificateur haute tension. De plus la détermination du nombre de Euler électrique est imprécise car elle dépend de la distribution de champ entre l'électrode et le jet. Compte tenu de la complexité de la géométrie (électrode cylindrique orthogonale au jet lui-même cylindrique), nous n'avons pas de formulation analytique simple de la capacité de couplage. Par commodité, nous utiliserons en première approximation l'expression simple du condensateur plan (la valeur du champ est le rapport entre la différence de potentiel existant entre les deux conducteurs et de la distance qui les sépare).

2.4. Méthodes de mesure des paramètres d'essai

L'objet de ce paragraphe est de présenter les techniques de mesure mises en oeuvre pour quantifier les paramètres d'essai. Le choix d'une technique relève d'un compromis entre la précision, la facilité de mise en oeuvre et l'intérêt que présente la mesure.

2.4.1. Le diamètre du jet

Le jet libre est formé par l'écoulement de l'encre à travers un orifice calibré. Le diamètre de l'orifice peut être mesuré avec une excellente précision par microscopie optique. Dans un premier temps nous avons assimilé le diamètre du jet au diamètre de la buse d'éjection. Ceci nous a conduit à une première analyse erronée des résultats expérimentaux obtenus en stimulation EHD car le diamètre du jet n'est pas rigoureusement égal au diamètre de la buse.

Pour un écoulement permanent dans un conduit de longueur assez élevée, le profil de vitesse à l'intérieur de la buse tend vers un régime de Poiseuille (parabolique). Au franchissement de l'orifice, le profil de vitesse relaxe pour adopter un profil plat. Rappelons qu'au franchissement de l'orifice, la contrainte tangentielle passe de façon discontinue d'une valeur finie (condition de vitesse nulle à la paroi du capillaire) à la valeur zéro à l'extérieur de la buse si l'on néglige l'effet de l'air environnant. Ce phénomène de relaxation s'accompagne d'une variation du diamètre du jet libre.

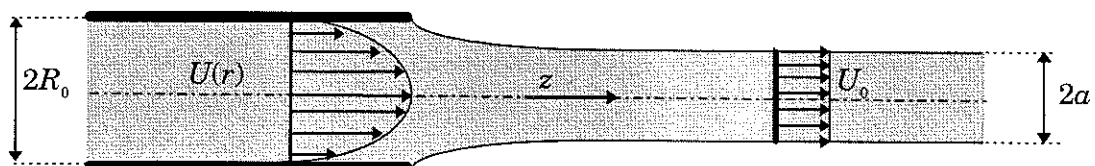


Figure 2-2 Contraction du jet au franchissement de l'orifice de buse.

Une approche simplifiée (indépendante des conditions d'éjection) montre que le diamètre du jet diminue pour un fluide Newtonien [Harmon - 1955]. Cette analyse est basée sur la conservation de la quantité de mouvement et de la masse. Considérons un profil de Poiseuille établi en amont de la buse, l'expression de la composante axiale de la vitesse est:

$$\frac{U_z}{U_m} = 2 \left[1 - \left(\frac{r}{R_0} \right)^2 \right]$$

En aval de la buse et en l'absence de contrainte tangentielle exercée à la surface du jet:

$$U_z = U_0$$

Pour un fluide incompressible, la conservation de la masse s'écrit:

$$a^2 U_0 = R_0^2 U_m$$

Nous écrivons la conservation de la quantité de mouvement de part et d'autre de l'orifice:

$$\int_0^{R_0} 4\rho U_m^2 \left[1 - \left(\frac{r}{R_0} \right)^2 \right]^2 r dr = \int_0^a \rho U_0^2 r dr$$

En combinant les deux dernières équations, nous trouvons le coefficient de contraction χ :

$$\chi = \frac{a}{R_0} = \frac{\sqrt{3}}{2} = 0,87 \quad (2-6)$$

L'expression simple de la quantité de mouvement ne prend pas en compte l'ensemble des forces qui agissent à la surface du jet. Un jet de liquide Newtonien [Middleman & Gavis - 1961] peut subir une contraction ou une expansion en fonction des nombres de Reynolds et de Weber. De plus, l'effet de la longueur du canal de buse doit être pris en compte pour un écoulement non totalement établi [Gavis & Modan - 1967]. Le caractère Newtonien ou non Newtonien du fluide doit aussi être pris en compte. Les fluides visco-élastiques présentent généralement un gonflement à la sortie de l'orifice qui résulte principalement de la relaxation des contraintes normales au moment du passage à travers la buse [Middleman & Gavis - 1961].

En résumé, le diamètre de jet est un paramètre sensible ce qui justifie d'adopter une méthode de mesure directe. Le diamètre du jet a été mesuré par une technique d'ombroscopie avec une précision de l'ordre du micron. Le principe de la mesure (Figure 2-3) consiste à éclairer le jet en sortie de buse et à projeter son ombre agrandie par un jeu de lentilles sur une fente derrière laquelle est placée une photodiode.

Le jet est solidaire d'une unité de translation micrométrique dont le mouvement (Y) est orthogonal à l'axe optique du banc (X). En déplaçant le jet suivant l'axe Y, la fente est balayée par son ombre. L'intensité lumineuse recueillie par la diode est maximale et

constante quand l'ombre du jet se situe de part ou d'autre de la fente. L'intensité est minimale lorsque le jet fait écran à la source lumineuse. La détection des fronts lumineux (bords de l'ombre) donne une mesure du diamètre de jet dont la précision dépend du facteur d'agrandissement, de la largeur de la fente et de la précision de l'unité de translation.

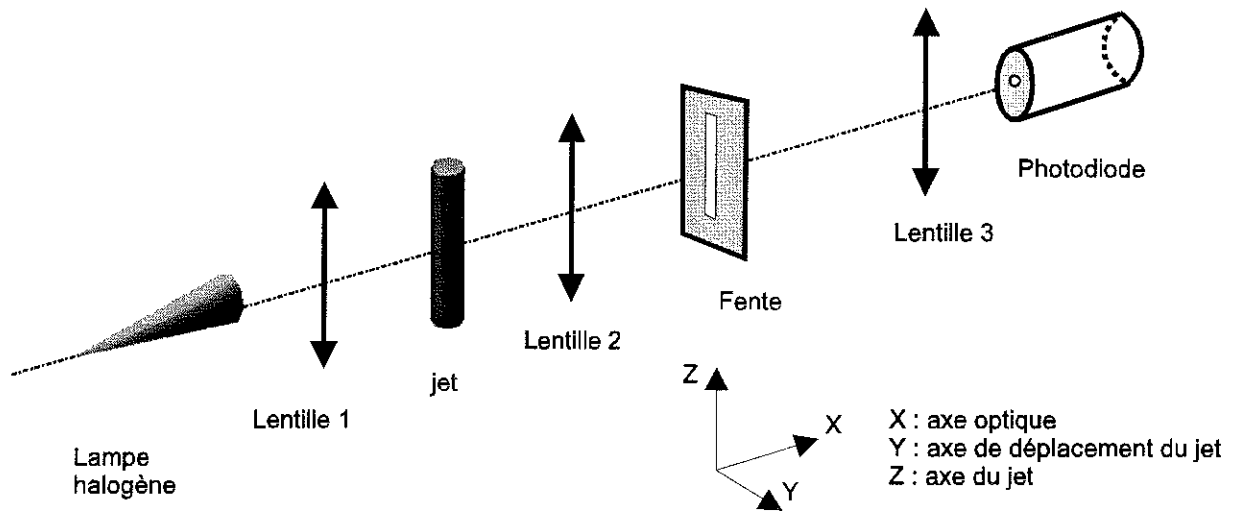


Figure 2-3 Schéma de principe de la technique de mesure du diamètre de jet.

Figure 2-4, le relevé de l'intensité lumineuse collectée par la photodiode fait apparaître deux maxima d'intensité près des fronts lumineux. Il s'agit de pics de diffraction observés lorsque l'image du jet tombe sur la fente.

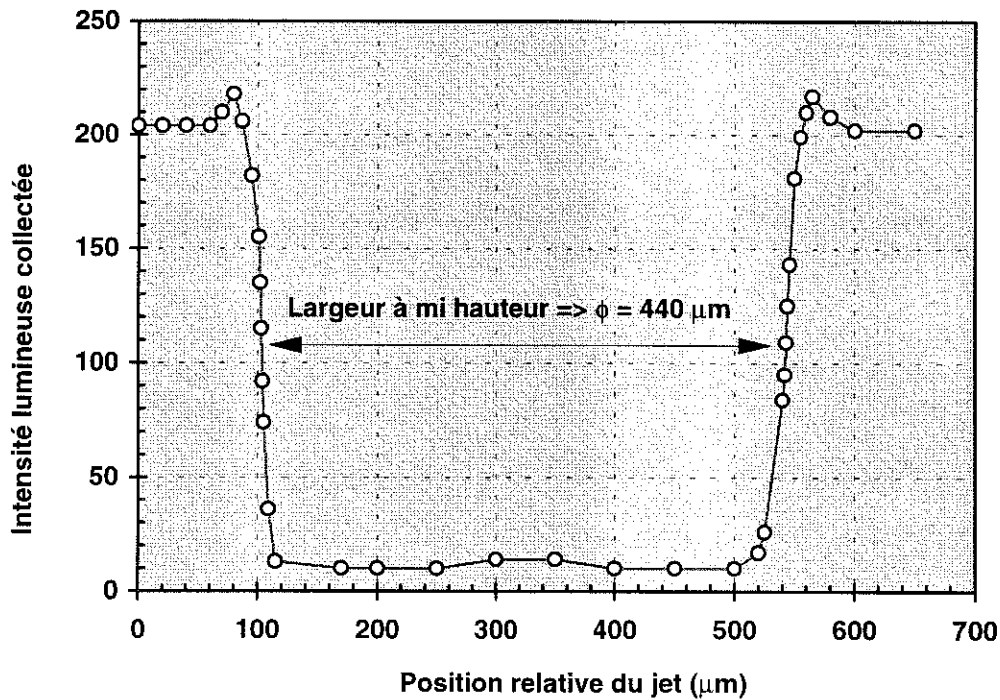


Figure 2-4 Détermination expérimentale du diamètre de jet ($2a = 440 \mu\text{m} \pm 0,5\%$).

Pour le dispositif agrandi (Tableau 2-2 - buse n°1), le jet se forme à l'extrémité d'une seringue hypodermique de longueur $l = 12$ mm et de diamètre interne $2R_0 \approx 450$ μm . Ce rapport $l/(2R_0)$ est de l'ordre de 25. L'image vidéo montre une contraction du jet très près de l'orifice qui n'est pas mesurable. La technique d'ombroscopie montre que le diamètre du jet est stable sur une distance équivalente à au moins 20 diamètres. Nous plaçons la ou les électrodes d'excitation EHD dans cette zone. Dans le cadre de cette thèse, nous avons travaillé avec 2 buses soit 2 jets différents dont nous avons mesuré le diamètre par une technique d'ombroscopie.

	$2R_0$ (buse)	$2a$ (jet)	Rapport $l/2R_0$
Buse n° 1	≈ 450 μm	440 μm	25
Buse n°2	≈ 70 μm	72 μm	1

Tableau 2-2 Caractéristiques des buses utilisées dans le cadre de la thèse.

2.4.2. La vitesse du jet

A partir de l'analyse dimensionnelle, nous avons construit des nombres sans dimension qui font intervenir la vitesse de jet. C'est un paramètre crucial pour définir les conditions opératoires et garantir la reproductibilité des mesures. Dans notre cas, il s'avère que la mesure de vitesse basée sur la détermination de la longueur d'onde des ondulations du jet est la plus précise. Il est cependant intéressant de se fixer quelques ordres de grandeur par un simple calcul.

• Estimation de la vitesse du jet

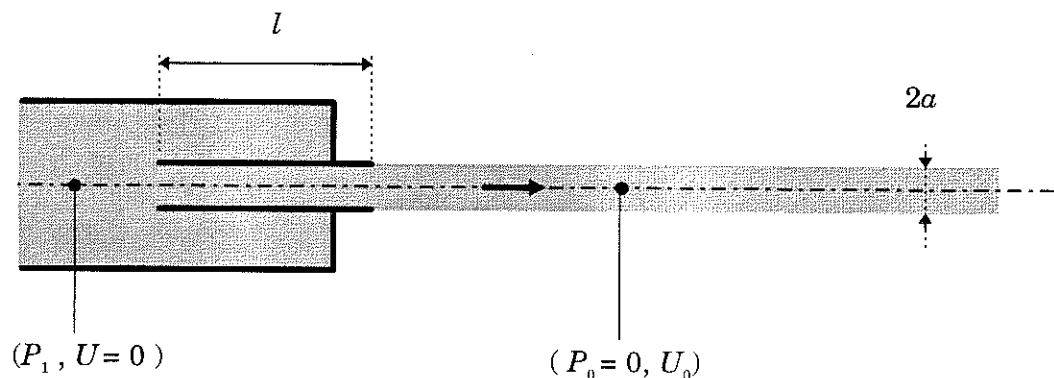


Figure 2-5 Représentation schématique de la buse d'éjection et du jet pour le calcul de perte de charge.

La vitesse de jet peut être estimée à partir de la perte de charge en utilisant le théorème de Bernoulli (conservation de l'énergie). On évalue la chute de pression entre l'intérieur du réservoir à la pression (P_1) où la vitesse du liquide est quasi nulle et l'extérieur où le jet est animé d'une vitesse U_0 à la pression atmosphérique.

Les pertes de charge singulières sont négligées pour ne retenir que les pertes régulières dues au frottement du liquide visqueux le long de la paroi:

- perte de charge dans la buse (formule de Poiseuille) : $\frac{32\mu U_0 l}{(2a)^2}$
- accroissement d'énergie cinétique : $\frac{1}{2}\rho U_0^2$
- tension superficielle : $\frac{\sigma}{a}$
- différence d'énergie potentielle : P_1

$$P_1 = \frac{32\mu U_0 l}{(2a)^2} + \frac{1}{2}\rho U_0^2 + \frac{\sigma}{a} \quad (2-7)$$

Pour la maquette à l'échelle agrandie (Tableau 2-3), en considérant une vitesse de jet de 5,0 m/s le calcul prédit une pression d'entrée de 2,1 bars très proche de la valeur expérimentale (2,0 bars). Nous remarquerons que l'essentiel de la chute de pression due à la perte de charge dans la buse. La tension superficielle joue un rôle négligeable.

2a	U_0	Encre	$(\rho U_0^2)/2$	$[32\mu U_0 l / (2a)^2]$	σ/a	P_1	ΔP_{exp}
440 μm	5 m/s	B 2290	10% P_1	89% P_1	0,1% P_1	1,9 bars	2,1 bars
72 μm	12 m/s	B 6065	69% P_1	39% P_1	2% P_1	1,2 bars	2,0 bars

Tableau 2-3 *Comparison entre les deux dispositifs expérimentaux des termes de perte de charge. (Les propriétés des encres sont indiquées dans le tableau 2-4).*

• Mesure expérimentale de la vitesse du jet

La méthode (optique) est classique, elle consiste à mesurer la longueur d'onde d'ondulation du jet stimulé sur des gouttes bien formées. Il est nécessaire de faire l'hypothèse qu'il n'y a pas de freinage aérodynamique des gouttes.

$$U_0 = \lambda F \quad (2-8)$$

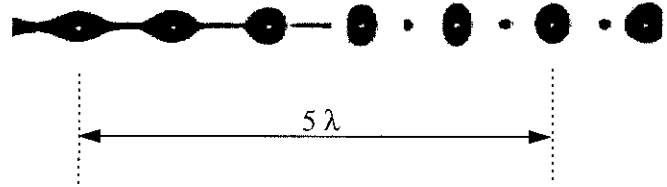
U_0 : vitesse de jet

λ : longueur d'onde du jet (typiquement 2000 μm , pour $a = 220 \mu\text{m}$)

F : fréquence de génération des gouttes.

La précision de mesure est d'autant meilleure que l'on considère un nombre de périodes élevé. Avec un minimum de quatre périodes ($p = 4$), la vitesse de jet est déterminée avec une précision meilleure que 1%.

$$\frac{\Delta U_0}{U_0} = \frac{1}{p} \frac{\Delta x}{\lambda}$$



Δx : erreur de mesure systématique suivant l'axe du jet ($50 \mu\text{m}$).

p : nombre de périodes considérées.

2.4.3. Mesure de la longueur de brisure du jet

La longueur de brisure du jet (L_b) est définie comme la distance qui sépare la zone de stimulation du point de rupture du jet. Cette distance est mesurée à l'aide d'une table micrométrique dont la précision ($10 \mu\text{m}$) est telle que sa contribution à l'incertitude globale de mesure est négligeable. En réalité, l'incertitude de mesure sur L_b provient principalement de l'appréciation du point de brisure sur l'écran vidéo. L'erreur absolue d'appréciation est de l'ordre de $50 \mu\text{m}$, avec une distance de brisure typique de 70 mm pour un jet de diamètre $2a = 440 \mu\text{m}$. L'erreur relative ($\Delta L_b / L_b$) est inférieure à 10^{-3} . Cette précision remarquable a permis d'étudier de façon fine le phénomène de désynchronisation (Chapitre 3). Avec une telle précision, les barres d'incertitudes sur les mesures de longueur de brisure sont contenues dans les symboles utilisés pour tracer les courbes. Pour cette raison nous n'indiquerons pas les barres d'erreur sur les courbes que nous présenterons dans les chapitres suivants.

L'erreur d'appréciation du point de brisure est faible car la stabilité et la netteté de l'image sont remarquables. Cette qualité d'image tient à deux raisons principales:

- l'image vidéo est une image qui intègre un grand nombre d'évènements; de ce fait nous observons une image moyenne. Rappelons que le jet est stroboscopé à une fréquence de l'ordre de 1 kHz pour le jet de diamètre $2a = 440 \mu\text{m}$. D'autre part le temps d'éclairement du stroboscope est suffisamment court pour figer le mouvement et ainsi éviter un effet de « bougé » donnant un contour de goutte flou.

- en l'absence de stimulation, le jet se brise naturellement sous l'effet du bruit ambiant. La longueur de brisure naturelle est typiquement de 280 diamètres de jet. Interprétée dans le cadre de la théorie linéaire, le terme $(L_b/2a)$ et la perturbation initiale ε_0 sont liés par la relation suivante:

$$\frac{L_b}{2a} = \frac{\sqrt{We}}{2\gamma} \text{Ln} \left(\frac{a}{\varepsilon_0} \right)$$

L'effet d'une stimulation est d'imposer une perturbation d'amplitude nettement supérieure au bruit ambiant et de sélectionner la longueur d'onde. La longueur de

brisure imposée par la stimulation ($L_b/2a \cong 150$) est soumise à des fluctuations liées à la présence du bruit ambiant:

$$\frac{|\Delta L_b|}{2a} = \frac{\sqrt{We}}{2\gamma} \left| \ln \left(\frac{(\varepsilon_0)_{stim.} - (\varepsilon_0)_{bruit}}{(\varepsilon_0)_{stim.}} \right) \right| \approx \frac{\sqrt{We}}{2\gamma} \left(\frac{(\varepsilon_0)_{bruit}}{(\varepsilon_0)_{stim.}} \right)$$

avec $(\varepsilon_0)_{stim.} \gg (\varepsilon_0)_{bruit}$. Pour les valeurs typiques suivantes: $a = 220 \mu\text{m}$, $We \cong 120$, $\gamma \cong 0,27$, $(\varepsilon_0)_{stim.}/a \cong 10^{-3}$ avec $(L_b/2a)_{stim.} \cong 150$ et $(\varepsilon_0)_{bruit}/a \cong 10^{-6}$ avec $(L_b/2a)_{bruit} \cong 280$:

$$\Delta L_b \cong 15 \mu\text{m}$$

Ce calcul simple montre que si l'efficacité de la stimulation est suffisante, les fluctuations de la longueur de brisure dues au bruit sont insignifiantes et n'ont pas ou peu d'effet sur la précision de mesure de la longueur de brisure.

En résumé, nous savons mesurer la longueur de brisure avec une excellente précision, l'incertitude de mesure provenant pour l'essentiel de l'appréciation de l'expérimentateur à définir le point de brisure.

2.4.4. Les paramètres physico-chimiques

Il s'agit des propriétés des encres utilisées qui sont principalement composées d'eau (le solvant) additionnée de glycérol. La concentration de glycérol est à déterminer en fonction des propriétés souhaitées du fluide (viscosité, ...). Les encres comportent également des additifs tels que des colorants, des antiseptiques, des sels de conduction Nous avons procédé pour toutes les encres à une mesure de leurs propriétés physico-chimiques.

- **Mesure de la masse volumique**

La densité est mesurée à l'aide d'un densimètre de type flotteur.

- **Mesure de la viscosité dynamique**

Nous avons utilisé pour nos études un fluide newtonien. La viscosité en cisaillement est déterminée à faible gradient de cisaillement à l'aide d'un viscosimètre de type Rhéomat 115. Le cisaillement est imposé par un écoulement de Couette entre un cylindre fixe et un cylindre tournant. La viscosité est déduite de la mesure du couple de torsion s'exerçant sur le cylindre tournant.

- **Mesure de la tension superficielle**

La valeur de la tension superficielle intervient dans le calcul du nombre de Weber et de la référence de temps, elle détermine donc directement la longueur de brisure du jet par l'intermédiaire du taux de croissance des perturbations. Pour caractériser correctement un fluide de travail, il convient de choisir une valeur pertinente de la tension superficielle. La tension superficielle n'a de sens que dans le cas de l'existence d'une interface soit lorsque le jet de liquide est au contact de l'air après le franchissement de la buse. En fonction de l'âge de la surface, les particules ayant un caractère surfactant diffusent dans le jet. La valeur de la tension superficielle évolue le temps que les particules tensioactives s'organisent et migrent vers la surface du jet

[Bond - 1937]. La cinétique de diffusion de ces espèces combinée à l'avancement du jet fait varier la valeur de la tension de surface le long de l'axe du jet. Loin de la buse (à l'équilibre), la tension de surface tend vers une valeur statique. Dans notre cas, il est important de savoir si la croissance des perturbations est contrôlée par la valeur statique ou dynamique de la tension superficielle.

Il existe de nombreuses méthodes de mesure de la tension superficielle. Les méthodes classiques comme la méthode des gouttes avec un stalagmomètre ou la technique des anneaux (tensiomètre de Lecomte de Noüy) fournissent une valeur statique. La tension superficielle de nos fluides a dans un premier temps été mesurée par la méthode des anneaux (mesure de la force de traction au mouillage et au démouillage). Cette mesure fournit une borne inférieure de la valeur de la tension superficielle. Nous avons aussi tenté d'estimer une valeur dynamique de la tension de surface en utilisant une méthode de mesure à une échelle de temps comparable au processus de formation des gouttes. Une technique possible, proposée par Bohr [1909], aurait pu être de mesurer les oscillations d'un jet en utilisant une buse non circulaire ce qui n'est pas notre cas. Par conséquent, nous avons utilisé la méthode basée sur l'oscillation des gouttes au delà du point de brisure du jet [Rayleigh - 1879] et par ailleurs déjà éprouvée [Ronay - 1978].

En négligeant la viscosité et en considérant de faibles distorsions de la forme d'équilibre sphérique, la pulsation ($\omega_g = 2\pi F_g$) du mode n de vibration de la goutte est donnée par Rayleigh [1879]:

$$\omega_g^2 = n(n-1)(n+2) \frac{\sigma}{\rho R_0^3} \quad (2-9)$$

La valeur $n = 0$ correspondrait à une oscillation radiale ce qui est impossible en considérant un fluide incompressible; pour $n = 1$, il s'agirait simplement d'une translation d'ensemble de la goutte. Par conséquent, la plus faible fréquence d'oscillation se réfère au mode $n = 2$. Pour une goutte de rayon d'équilibre R_0 , en prenant en compte la viscosité μ , les expressions de la fréquence d'oscillation F_g^* et du temps d'amortissement τ s'écrivent:

$$\omega_g^* = 2\pi F_g^* = \omega_g \sqrt{1 - \frac{1}{(\omega_g \tau)^2}} \quad \tau = \frac{\rho R_0^2}{(n-1)(2n+1)\mu} \quad (2-10)$$

La détermination expérimentale de la tension superficielle s'appuie sur la mesure des variations du diamètre longitudinal (suivant l'axe du jet) par une technique d'ombroscopie dont le principe est détaillé dans le paragraphe 2.4.7. Soit Λ la longueur de pulsation, par définition:

$$U_0 = F_g^* \Lambda = \lambda F \quad (2-11)$$

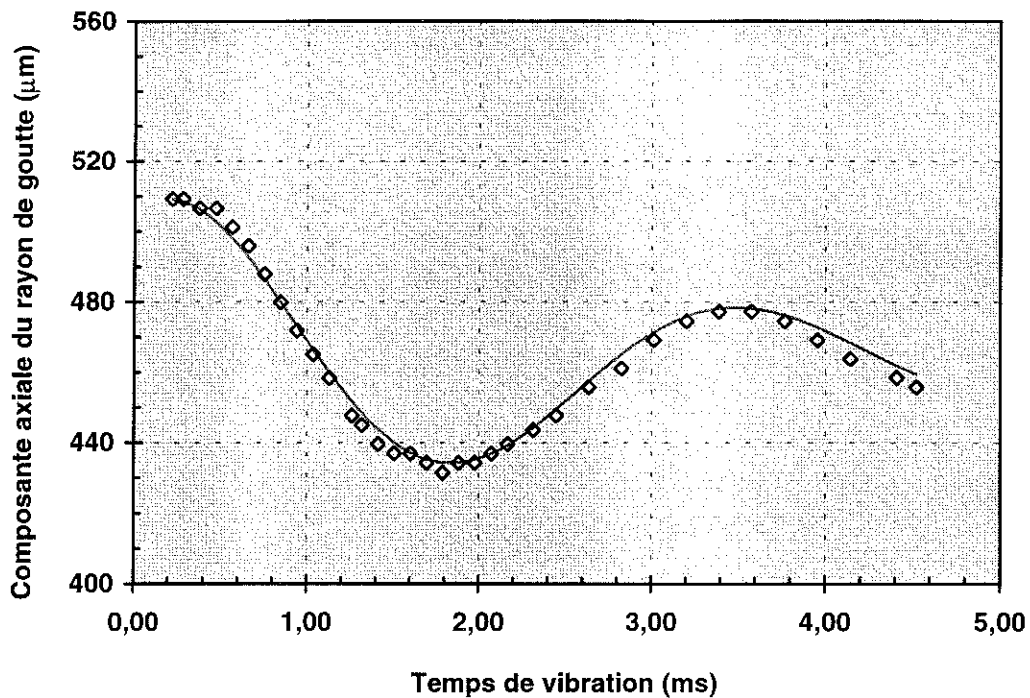


Figure 2-6 Variation de la composante axiale du rayon. Les conditions d'essai sont indiquées dans le Tableau 2-5 pour l'encre B 2290.

Les points expérimentaux (Figure 2-6) sont ajustés par une courbe de régression empirique qui rend bien compte de l'allure (fonction sinusoïdale amortie):

$$R_g(t) = R_0 + Ae^{-\frac{t}{\tau}} \sin(\omega_g^* t + \varphi)$$

L'amortissement des oscillations ne nous permet pas de relever des points expérimentaux au-delà d'une longueur d'oscillation Λ . La précision des mesures serait améliorée en prenant en compte un nombre d'oscillations de la goutte plus important. D'autre part, avec une excitation sinusoïdale simple, la goutte principale est accompagnée d'un satellite. Il convient de réaliser les mesures avant que le satellite ne fusionne avec la goutte. La coalescence perturbe l'oscillation de la goutte du fait du transfert de quantité de mouvement et de masse. En pratique, il existe deux plages de mesure intéressantes, d'une part pour les faibles nombres d'onde pour lesquels la durée de vie du satellite est supérieure au temps d'oscillation et d'autre part pour des nombres d'onde élevés (proches de $k = 1$) où le volume du satellite est négligeable devant celui de la goutte principale. Des techniques plus raffinées consisteraient à utiliser un signal de stimulation complexe (stimulation à deux modes : chapitre 4) afin d'éliminer le satellite, réduire sa taille ou encore accroître sa durée de vie.

Nous avons testé deux encres dont les propriétés ont été définies pour les jets de diamètre 220 μm et 72 μm (Tableau 2-4), les résultats des essais sont présentés dans le Tableau 2-5.

Produit		B 2290	B 6065
Rayon du jet	a	220 μm	36 μm
Masse volumique	ρ	1165 Kg/m^3	1130 Kg/m^3
Viscosité dynamique	μ	17 mPa s	6,35 mPa s
Fréquence goutte	F	1980 Hz	38000 Hz
Vitesse de jet	U_0	5,2 m/s	11,16 m/s
Longueur d'onde	λ	2620 μm	295 μm

Tableau 2-4 Caractéristiques des encres utilisées.

Dans un premier temps, nous avons fait une estimation théorique du temps d'amortissement τ . Les paramètres (ρ , R_0 , μ) qui interviennent dans le calcul de τ sont déterminés avec une très bonne précision; de ce fait la valeur estimée de τ tient lieu de référence. A partir de la Figure 2-6, nous avons procédé à une détermination expérimentale de τ en bon accord avec la valeur théorique (Tableau 2-5). La cohérence des résultats confirme la validité de la technique de mesure, nous pouvons à présent déterminer une valeur expérimentale de la tension superficielle avec un bon niveau de confiance.

Produit		B 2290	B 6065
Rayon d'équilibre	R_0	462 μm	66 μm
Fréquence d'oscillation	F_g'	303 Hz	6335 Hz
Temps d'amortissement théorique	τ	2,92 ms	156 μs
Temps d'amortissement exp.	τ	3,11 ms	154 μs
Tension sup. statique	σ_{stat}	58 mN/m	45 mN/m
Tension sup. dynamique	σ_{dyn}	56 mN/m	68 mN/m

Tableau 2-5 Résultats des essais correspondant aux encres du Tableau 2-4.

Pour le dispositif agrandi ($a = 220 \mu\text{m}$), la valeur de tension superficielle statique est voisine de la valeur dynamique. Il est probable que le temps caractéristique du vieillissement de la surface est plus court le temps typique de brisure (de l'ordre

quelques dizaines de millisecondes). Nous admettrons que la dynamique de croissance des perturbations est essentiellement contrôlée par la tension superficielle statique.

A l'inverse, pour le dispositif « petit jet », il n'est pas raisonnable de confondre la tension de surface statique et dynamique. La valeur statique doit être considérée comme une borne inférieure tandis que la valeur dynamique contrôle le développement des perturbations à l'échelle du temps de brisure (quelques centaines de micro-seconde).

2.4.5. La conductivité électrique du liquide

La conductivité de l'encre est un paramètre propre à l'excitation EHD. Les forces électriques à l'origine de la stimulation résultent de la présence de charges localisées sur les conducteurs (l'électrode et le jet). Le temps caractéristique du transfert de charges est proportionnel à la résistance R du jet (cylindre liquide conducteur) et la capacité C de couplage. Ce temps caractéristique τ doit être comparé à la période de formation des gouttes ($T = 1/F$). L'expression du temps caractéristique est $\tau = RC$.

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0 l}{\text{Ln}(b/a)} : \text{capacité de couplage en géométrie cylindrique.}$$

$$R = \frac{1}{\sigma_c} \frac{z}{\pi a^2} : \text{résistance du jet (cylindre conducteur).}$$

z : distance entre le point de masse (buse) et l'électrode ($z \cong 10 a$).

l : hauteur de l'électrode ($l \cong \lambda/2 \cong 10 a/2$).

$(b-a)$: distance entre le jet et l'électrode ($b \cong 2a$).

σ_c : conductivité du liquide (mesurée à l'aide d'un conductivimètre).

$$\tau = RC \cong \frac{100 \epsilon_0}{\text{Ln}(2) \sigma_c} \quad (2-12)$$

Diamètre de jet a	Conductivité σ_c	Période goutte T	Constante de temps τ
36 μm	890 $\mu\text{S/m}$	15 - 35 μs	$\approx 1,5 \mu\text{s}$
220 μm	1500 $\mu\text{S/m}$	250 - 500 μs	$\approx 1,0 \mu\text{s}$

Tableau 2-6 Estimation et comparaison des temps caractéristiques capillaires et électriques.

Pour s'affranchir de tout problème de charge, il suffit de rendre le liquide suffisamment conducteur (les ordres de grandeur sont estimés dans le Tableau 2-6). Généralement les propriétés de conduction sont assurées par l'ajout d'un sel. Pour les encres que nous avons utilisées, la condition sur la conductivité du liquide est

implicitement remplie en raison de la quantité de colorant (sel dissous) requise pour une bonne visualisation du jet. Pour mémoire, la conductivité est un paramètre déterminant dans les processus de charge et de déflexion de gouttes rencontrés dans les imprimantes industrielles à jet d'encre [Oliveri *et al.* -1992].

2.4.6. Les propriétés d'absorption lumineuse du fluide

Dans le cas de la stimulation thermique externe, le jet est éclairé par un faisceau laser. L'énergie lumineuse est absorbée par le liquide et il en résulte une élévation locale de température. Nous verrons (Chapitre 6) que l'efficacité de la stimulation est d'autant meilleure que la température en surface est élevée. Pour concentrer l'énergie absorbée en surface, l'encre doit être la plus opaque possible c'est à dire que le faisceau doit être absorbé par un film d'encre aussi mince que possible. Afin de caractériser et sélectionner une encre, nous avons mis en place un dispositif permettant de mesurer le paramètre α (profondeur typique de pénétration du faisceau lumineux) retenu comme critère de choix d'un liquide. Soit un faisceau lumineux incident d'intensité $I_{incident}$ traversant un milieu absorbant d'épaisseur e_{milieu} , l'intensité transmise est donnée par la loi Lambert:

$$\frac{I_{transmis}}{I_{incident}} = \exp\left(-\frac{e_{milieu}}{\alpha}\right) \quad (2-13)$$

La longueur α est déterminée expérimentalement par la méthode du coin d'encre. Le dispositif expérimental est présenté Figure 2-7.

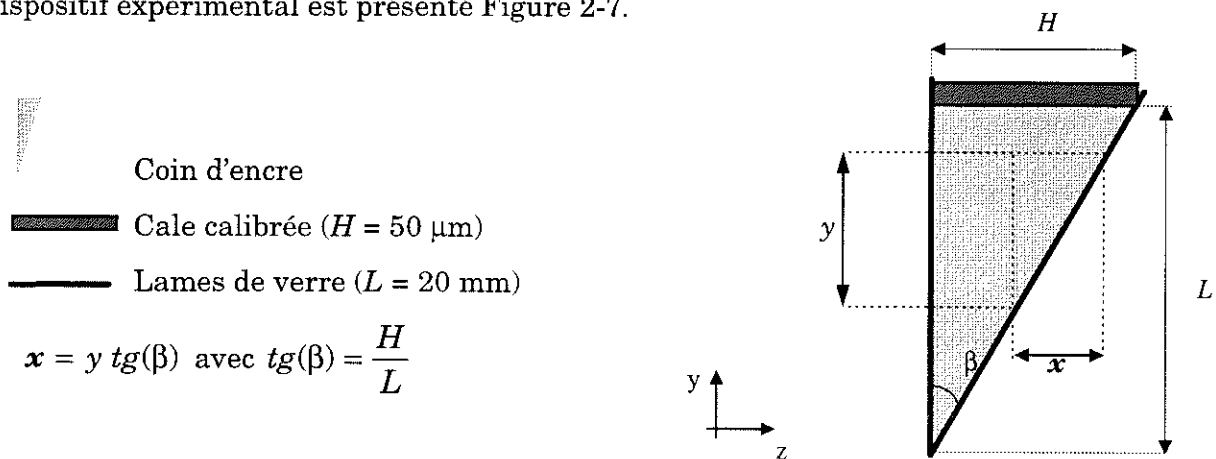


Figure 2-7 Schéma du coin d'encre utilisé pour déterminer la longueur d'absorption α .

Un coin d'encre est formé entre deux lames de verre en contact sur un bord et séparées par une cale d'épaisseur calibrée placée sur le bord opposé. Le coin d'encre est solidaire d'une unité de translation micrométrique de mouvement (y) perpendiculaire à l'axe optique (z). Un faisceau laser dirigé suivant l'axe z traverse de part en part le coin d'encre. L'intensité transmise est collectée par une photodiode qui délivre un signal de tension directement proportionnel à l'intensité lumineuse reçue. Avec un déplacement contrôlé suivant l'axe y , nous déduisons l'épaisseur x d'encre relative traversée.

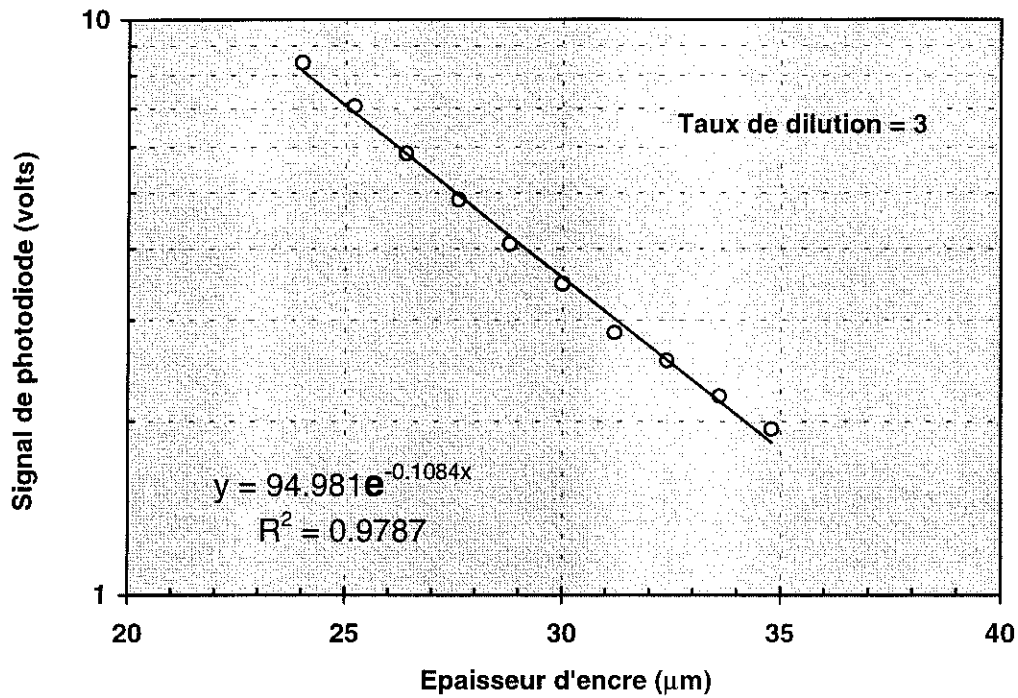


Figure 2-8 Variation de l'intensité lumineuse transmise en fonction de l'épaisseur d'encre traversée (encre B6065).

Produit	B 5349	B 6065
Concentration en colorants	≅ 10 %	≅ 89 %
Longueur d'absorption α_0	13 µm	2 µm

Tableau 2-7 Propriétés optiques des encres utilisées en stimulation thermique externe.

A partir d'un graphique $I_{transmis}/I_{incident} = F(\text{épaisseur d'encre})$, la longueur d'absorption α est déterminée à partir de la pente de la droite dans un graphique Log-linéaire (Figure 2-8). Pour des encres très concentrées en colorant, l'intensité lumineuse transmise est à la limite du seuil de sensibilité de la photodiode. Nous avons dû procéder à des dilutions successives de l'encre pour conserver un rapport signal/bruit raisonnable. Par convention, nous définissons le taux de dilution $T_{dilution}$ comme étant le rapport du volume de solvant ajouté et du volume de l'échantillon d'encre pure:

$$T_{dilution} = \frac{V}{V_0} = \frac{\text{Volume d'eau ajouté}}{\text{Volume initial}} \quad (2-14)$$

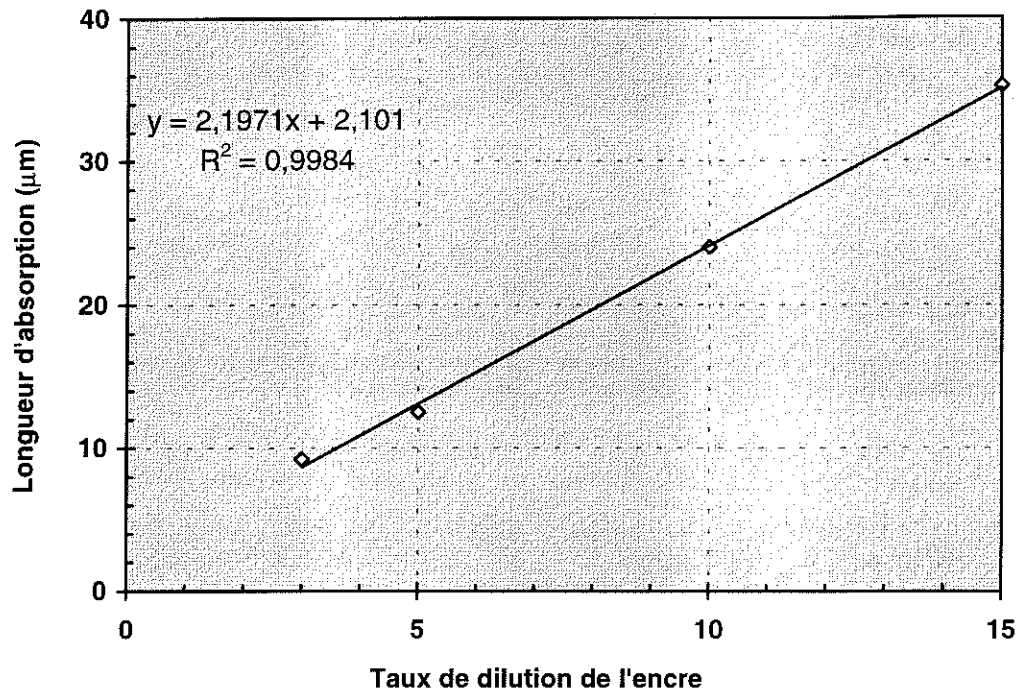


Figure 2-9 Variation du coefficient d'absorption en fonction du taux de dilution de l'encre (B6065).

La longueur d'absorption d'une solution diluée s'écrit:

$$\alpha_T = \alpha_0(1 + T_{dilution}) \quad (2-15)$$

En procédant à une mesure de α_T pour plusieurs taux de dilution, nous déterminons avec une bonne précision la longueur caractéristique d'absorption α_0 de l'encre pure à partir de la pente de la droite de régression. Notons que l'ordonnée à l'origine permet aussi d'estimer et de confirmer la valeur de α_0 (Figure 2-9).

2.4.7. La taille et la durée de vie des gouttelettes

Dans les chapitres ultérieurs, pour étudier la rupture du jet nous aurons besoin de mesurer la durée de vie ainsi que la taille des gouttelettes formées. Nous présentons dès maintenant les techniques de mesure employées et précisons la définition des termes qui nous permettront de décrire précisément la forme de la brisure.

• La durée de vie des satellites

Le temps de vie est défini comme le temps qui s'écoule entre la deuxième brisure d'un ligament et le contact du satellite issu du ligament avec une goutte principale (généralement la goutte mère). La durée de vie du satellite est exprimée en longueur d'onde. La précision de mesure est meilleure que $\lambda/4$ à condition de suivre de façon

continue l'évolution du jet en aval de la brisure (déphasage du stroboscope). Nous adopterons les définitions suivantes:

- *satellite lent*: satellite qui est rejoint par la goutte qui le suit dans l'ordre d'émission du jet (fusion arrière).
- *satellite infini*: satellite dont la durée de vie est asymptotiquement infinie (il ne rejoint ni la goutte amont ni la goutte aval).
- *satellite rapide*: satellite qui rejoint la goutte qui le précède (fusion avant).
- *goutte mère*: goutte dont le ligament se détache à l'issue de la seconde brisure (cette goutte est aval ou amont).

• La taille des gouttelettes

L'évaluation de la taille des gouttelettes repose sur une technique d'ombroscopie dont le principe consiste à mesurer le temps de passage d'une goutte devant une fente calibrée (Figure 2-10). La goutte est éclairée par une lampe halogène dont l'intensité du faisceau est constante. L'image de la goutte grandie par la lentille n°2 est projetée sur une fente dont la hauteur (H) et la largeur (L) sont ajustables pour contrôler la précision de mesure et la dynamique du rapport ombre/lumière. L'intensité lumineuse I reçue par la photodiode est modulée par l'ombre de la goutte de rayon R passant devant la fente (l'intensité I_0 reçue par la photodiode est maximale en l'absence de la goutte):

$$I = I_0 \left(1 - \frac{2R}{L} \right)$$

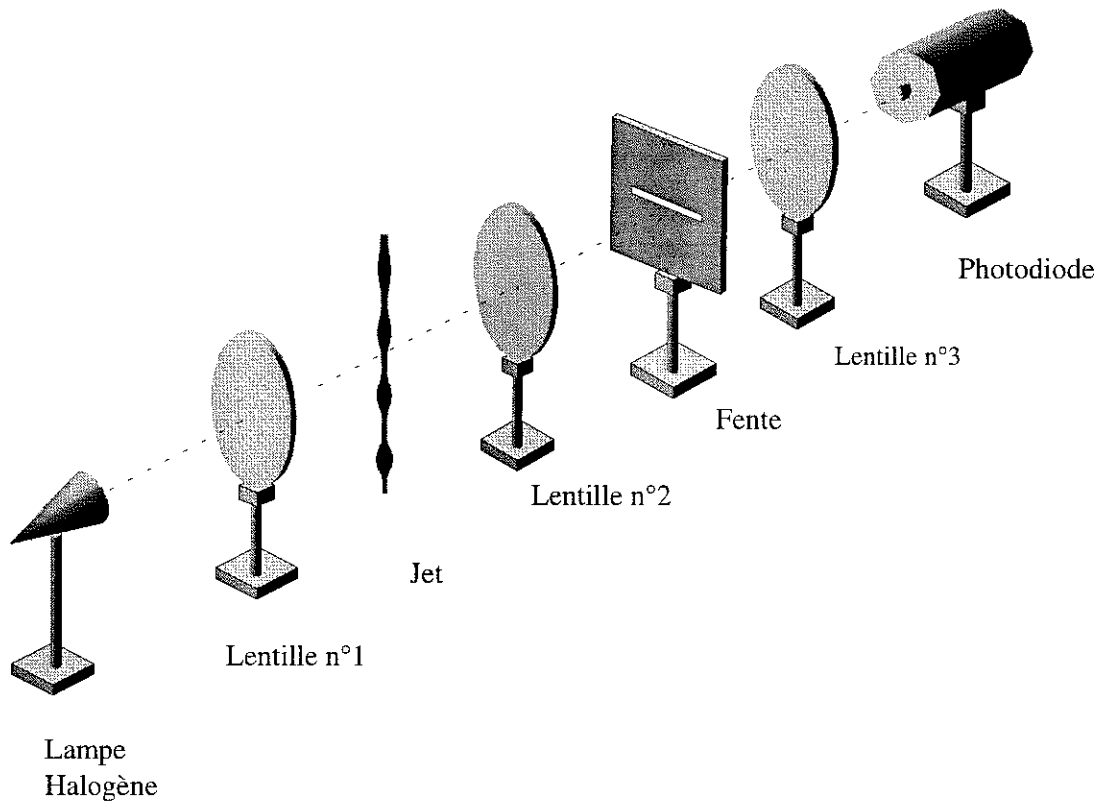


Figure 2-10 Montage optique utilisé pour mesurer le diamètre des gouttes.

La photodiode délivre une tension proportionnelle à l'intensité lumineuse. A l'aide d'un oscilloscope numérique, ce signal est visualisé en temps réel ou intégré pour améliorer le rapport signal sur bruit. Nous pouvons procéder à une double détermination du rayon de la goutte:

- soit par une mesure de l'intervalle de temps Δt qui sépare deux fronts lumineux. On en déduit directement le diamètre des gouttes:

$$\text{Diamètre} = U_0 * \Delta t$$

- soit par une mesure de la dynamique du signal moyennant une calibration:

$$\text{Diamètre} \propto \text{Dynamique}$$

La mesure suppose que la forme des gouttelettes soit stable (sphérique). Le satellite se stabilise pratiquement dès la fin de la contraction du ligament. La mesure de diamètre s'effectue juste en dessous du point de brisure; le satellite étant plus petit que la goutte principale, son temps caractéristique visqueux est beaucoup plus court que celui d'une goutte. Par contre une goutte principale nécessite une distance de l'ordre de 10 à 20 longueurs d'onde pour complètement amortir les vibrations. La position de la goutte est alors fluctuante ce qui ne permet pas une mesure directe et précise de son diamètre. Par conséquent, le diamètre de la goutte est obtenu indirectement en appliquant la conservation du volume dans une longueur d'onde de jet.

La précision des mesures dépend de la hauteur de la fente. Pour examiner cela, modélisons en 2 dimensions la forme de la goutte par l'équation du cercle:

$$y(x) = \sqrt{R^2 - x^2}$$

où $y(x)$ est le rayon local du jet à l'abscisse x et R le rayon de la goutte.

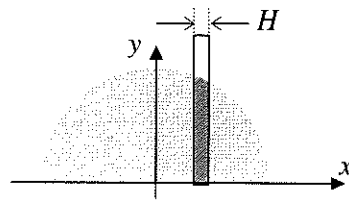


Figure 2-11 Illustration de l'analyse d'une tranche de la goutte par la fente.

L'expression du rayon analysé par la fente est (Figure 2-11):

$$\bar{Y}(x) = \frac{1}{H} \int_{x-H/2}^{x+H/2} y(x) dx = \frac{1}{H} \left[\int_{x-H/2}^{x+H/2} \sqrt{R^2 - x^2} dx \right]$$

En conduisant les calculs avec un changement de variable approprié, nous obtenons une expression analytique de cette intégrale:

$$\bar{Y}(x) = \frac{1}{2H} \left[x\sqrt{R^2 - x^2} + R^2 \arcsin \frac{x}{R} \right]_{x-H/2}^{x+H/2} \quad (2-16)$$

Il est intéressant de tracer les fonctions $y(x)$ et $\bar{Y}(x)$ adimensionnalisées par le rayon R . Figure 2-12, la courbe $y(x)$ correspond à une fente de hauteur infiniment mince ($H \rightarrow 0$). A titre d'exemple, la courbe $\bar{Y}(x)$ simule la réponse de la photodiode pour une fente dont la hauteur vaut le 1/3 du diamètre de la goutte. La hauteur de la fente introduit une erreur de mesure:

- le rayon de la goutte est sous estimé en $x = 0$ position où l'on calcule le diamètre à partir de la dynamique du signal.
- les extrémités du signal s'étalent ce qui conduit à surestimer le diamètre de la goutte.

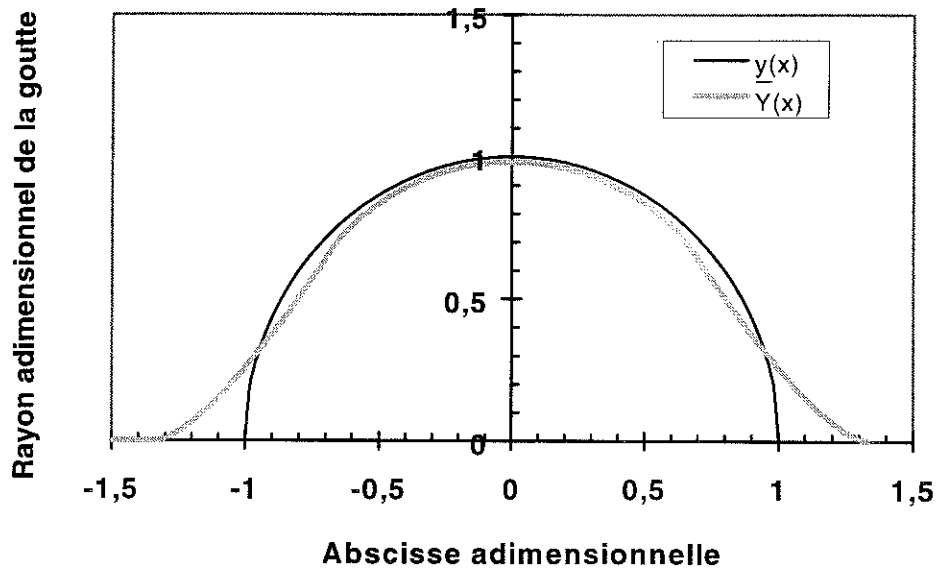


Figure 2-12 Influence de la largeur de la fente sur le signal de photodiode induit par le passage d'une goutte.

Pour améliorer la précision, nous pouvons soit augmenter le grandissement optique soit réduire la hauteur de la fente. Dans les deux cas, nous perdons en luminosité. Or il convient de maximiser la luminosité pour exploiter la dynamique de la photodiode. Le réglage de la fente doit tenir compte de cette dualité.

Dans notre contexte expérimental, l'image du jet est agrandie par la lentille sphérique n°2 de distance focale f . Soit d_1 la distance objet et d_2 la distance image, la formule de l'optique géométrique donne la condition de netteté:

$$\frac{1}{d_1} + \frac{1}{d_2} = \frac{1}{f} \quad (2-17)$$

Le grandissement (G) de l'image du jet est: $G = d_2/d_1$. La fente rectangulaire de hauteur H sélectionne une tranche de jet Δx ce qui définit la résolution spatiale axiale:

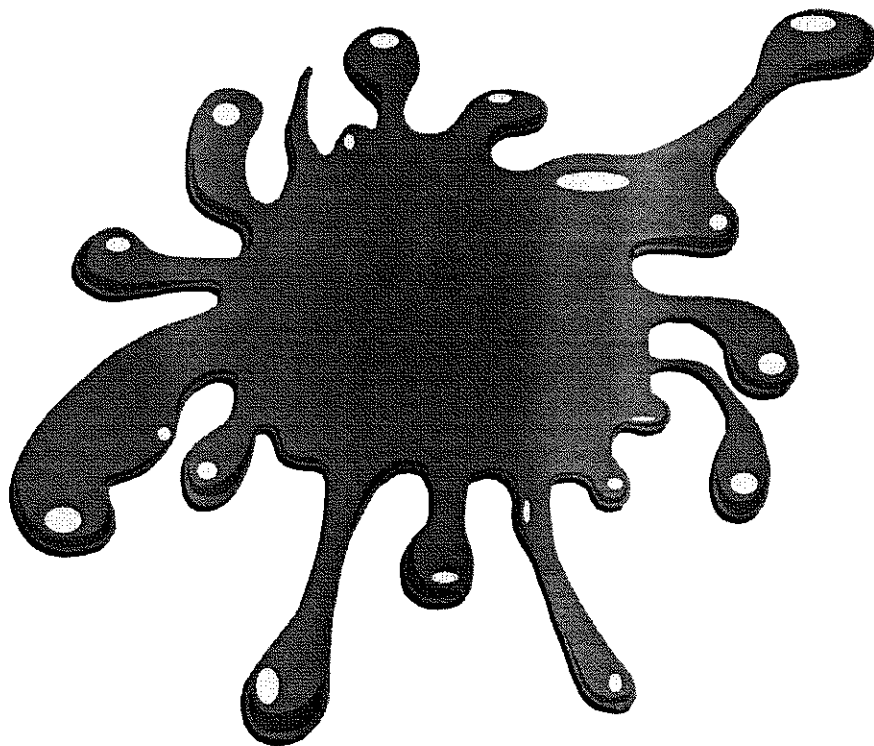
$$\Delta x = H/G$$

On peut estimer la précision de nos mesures compte tenu des données suivantes relevées sur le banc optique: $d_1 \cong 47$ mm, $d_2 = 1200$ mm, $f = 45$ mm, $H \cong 0,2$ mm. Nous en déduisons l'épaisseur de jet Δx analysée par la fente que l'on compare à la taille des plus petites gouttelettes produites par le jet (typiquement $2R = 150$ μm pour le jet de diamètre 440 μm).

$$\frac{\Delta x}{2R} = 0,05$$

La résolution spatiale dans le sens d'avancement du jet est largement suffisante car en pratique ce sont les oscillations des gouttelettes qui sont la principale source d'erreur. Dans ce type de mesure, la précision de la mesure est d'autant meilleure que la taille de l'objet (la goutte) est grande, par conséquent toutes les mesures de taille seront réalisées sur le jet de diamètre $2a = 440$ μm .

Chapitre 3



Sommaire

3. STIMULATION EHD MULTI-ELECTRODES.....	59
3.1. MODELISATION LINEAIRE.....	60
3.1.1. Les équations de base.....	60
3.1.2. Résolution des équations.....	63
3.1.3. Longueur de brisure du jet.....	67
3.2. LE DISPOSITIF DE STIMULATION.....	72
3.2.1. Réalisation de l'élément de stimulation.....	72
3.2.2. Calcul du champ électrique.....	74
3.3. ETUDE DE L' EXCITATION MULTI-ELECTRODES.....	79
3.3.1. Efficacité de stimulation en régime de synchronisation.....	79
3.3.2. Etude de la désynchronisation.....	84
3.4. ETUDES COMPLEMENTAIRES.....	90
3.4.1. Stimulation avec un signal de tension unique.....	91
3.4.2. Synchronisation spatiale et temporelle.....	94
3.4.3. Compléments sur la synchronisation.....	96
3.5. STIMULATION AVEC 1 ELECTRODE.....	99
3.5.1. Stimulation EHD avec 1 électrode (dispositif agrandi).....	99
3.5.2. Etude de la similitude de 2 jets de taille différente.....	101
3.5.3. Stimulation multi-jets avec 1 électrode.....	107

3. Stimulation EHD multi-électrodes

Ce chapitre est consacré à l'étude théorique et expérimentale de la stimulation EHD avec une ou plusieurs électrodes dont l'intérêt est de renforcer la stimulation. Dans un premier temps, nous rappelons le modèle linéaire analytique antérieurement développé par Spohn *et al.* [1993]. Ce modèle prédisant la longueur de brisure en fonction du nombre d'électrodes, de l'amplitude de l'excitation et de la fréquence est confronté à un travail expérimental approfondi. Ensuite, nous consacrons un paragraphe à des études complémentaires originales qui contribuent à une meilleure compréhension du principe de stimulation EHD multi-électrodes. Pour conclure, nous présentons une étude expérimentale comparative de la stimulation EHD avec une électrode unique menée sur deux jets de tailles différentes. Nous discuterons les similitudes et les différences observées afin de dégager les effets d'échelle.

La technique d'excitation EHD est basée sur l'utilisation des forces électriques pour déformer une surface fluide. Nous avons vu au chapitre 1 que la modulation temporelle de la pression électrostatique qui s'applique à la surface d'un jet animé d'une vitesse axiale induit une stimulation. L'utilisation d'une telle stimulation est relativement ancienne [Melcher - 1963], [Goedde & Yuen - 1970]. Plus récemment, une approche expérimentale et théorique est proposée par Crowley pour une stimulation avec une ou plusieurs électrodes [Crowley - 1983], [Crowley - 1986]. Le modèle de Crowley s'appuie sur les équations de Lee [1974] et d'une approximation « grossière » sur la distribution du champ électrique au voisinage de l'électrode qui est assimilée à un créneau. La théorie linéaire qui est développée donne une prédiction de la longueur de brisure dont on sait par ailleurs qu'elle décrit avec une très bonne approximation le processus de croissance des perturbations.

On se propose de rappeler dans le paragraphe 3.1 une approche récente [Spohn *et al.* - 1993] qui est fondamentalement de même nature (modèle linéaire basé sur les équations de Lee pour un fluide parfait) mais généralise la solution en considérant une distribution de champ électrique plus réaliste avec une ou plusieurs électrodes de stimulation.

3.1. Modélisation linéaire

Le problème consiste à étudier l'instabilité d'un jet cylindrique de liquide conducteur soumis à une perturbation extérieure faible imposée par la stimulation. La stimulation électrique provient d'une tension appliquée sur une ou plusieurs électrodes situées près du jet. Le champ électrique qui s'applique à la surface du jet conducteur est périodique dans le temps et on admet qu'il présente une symétrie de révolution. L'objectif de cette modélisation est d'exprimer la longueur de brisure du jet en fonction des principaux paramètres du problème.

3.1.1. Les équations de base

Les équations générales de conservation (continuité et quantité de mouvement) pour l'écoulement d'un liquide Newtonien ayant une symétrie de révolution dans des conditions isothermes s'écrivent, en coordonnées cylindriques (r, x , *composante* $\theta \equiv 0$):

Continuité

$$\frac{\partial U_x}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial (rU_r)}{\partial r} = 0$$

Navier-stokes

Composante radiale (r)

$$\rho \left(\frac{\partial U_r}{\partial t} + U_r \frac{\partial U_r}{\partial r} + U_x \frac{\partial U_r}{\partial x} \right) = -\frac{\partial P}{\partial r} + \mu \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rU_r) \right] + \frac{\partial^2 U_r}{\partial x^2} \right\}$$

Composante axiale (x)

$$\rho \left(\frac{\partial U_x}{\partial t} + U_r \frac{\partial U_x}{\partial r} + U_x \frac{\partial U_x}{\partial x} \right) = -\frac{\partial P}{\partial x} + \mu \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \frac{\partial U_x}{\partial r} \right] + \frac{\partial^2 U_x}{\partial x^2} \right\} + \rho g$$

Ces équations générales sont fermées par les conditions aux frontières.

La viscosité dynamique (μ) et la masse volumique (ρ) sont constantes. Les forces de volume (la gravité) agissent suivant la direction axiale x . Ces équations sont résolues à partir des conditions initiales et des conditions aux limites.

Les équations générales de Navier-Stokes sont simplifiées et l'on se ramène à un problème dit unidimensionnel compte tenu des hypothèses simplificatrices de Lee [1974]:

- le fluide est parfait (viscosité $\mu = 0$) et l'on suppose implicitement que l'air entourant le jet n'a aucun effet.
- absence de forces de volume (la pesanteur est négligée $g = 0$).

- la pression interne et la vitesse axiale sont constantes dans une section droite de jet ($\partial P/\partial r = 0$ et $\partial U_x/\partial r = 0$). Les équations aux dérivées partielles se réduisent à une seule variable d'espace x . Les composantes U_r , U_x sont découplées. Pour traiter le problème du jet, on peut s'affranchir des équations en r et θ et ne retenir que la composante en x qui décrit le jet le long de son axe.

Navier-Stokes

Le problème simplifié se ramène à traiter la composante de vitesse notée U en considérant deux variables l'une axiale (x) et l'autre temporelle (t).

Composante axiale
$$\left(\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x}\right) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} \quad (3-1)$$

Continuité

En exprimant la conservation du flux, Lee [1974] a obtenu la relation suivante:

$$\frac{\partial R}{\partial t} = -U \frac{\partial R}{\partial x} - \frac{R}{2} \frac{\partial U}{\partial x} \quad (3-2)$$

Pour fermer les équations (3-1, 3-2) nous devons ajouter une équation pour la pression $P(x,t)$. Ce terme exprime les forces de pression agissant sur le jet:

$$P = P_e + P_\sigma$$

- Pression capillaire (équation de Laplace)

$$P_\sigma(x) = \sigma \left(\frac{1}{R_N} + \frac{1}{R_T} \right) \quad (3-3)$$

avec $R_T = \frac{\left[1 + (\partial R/\partial x)^2\right]^{3/2}}{-\partial^2 R/\partial x^2}$ et $R_N = R \left[1 + \left(\frac{\partial R}{\partial x}\right)^2\right]^{1/2}$ les rayons de courbures

principaux de la surface de séparation des deux milieux (interface liquide-gaz). Les forces de tension superficielle tendent à réduire l'aire de la surface du jet.

- Pression électrostatique

$$P_e(x,t) = -\frac{1}{2} \epsilon_0 E^2(x,t) \quad (3-4)$$

L'étape suivante du traitement consiste à considérer des perturbations de faible amplitude et à linéariser le problème:

$$U = U_0 + u \quad \text{avec } u \ll U_0$$

$$R = a + \delta \quad \text{avec } \delta \ll a$$

U_0 étant la vitesse du jet cylindrique non déformé et a son rayon.

Les équations se simplifient comme suit:

$$\begin{cases} \left[\frac{\partial u}{\partial t} + U_0 \frac{\partial u}{\partial x} \right] = + \frac{\sigma}{\rho a^2} \left(\frac{\partial \delta}{\partial x} + a^2 \frac{\partial^3 \delta}{\partial x^3} \right) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P_e}{\partial x} \\ \frac{\partial \delta}{\partial t} + U_0 \frac{\partial \delta}{\partial x} + \frac{a}{2} \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \end{cases}$$

avec $P_\sigma = \sigma \left(\frac{1}{a + \delta} - \frac{\partial^2 \delta}{\partial x^2} \right) = \sigma \left(\frac{1}{a} - \frac{\delta}{a^2} - \frac{\partial^2 \delta}{\partial x^2} \right)$ d'où pour la variation de P :

$$\frac{\partial P_\sigma}{\partial x} = - \frac{\sigma}{a^2} \left(\frac{\partial \delta}{\partial x} + a^2 \frac{\partial^3 \delta}{\partial x^3} \right)$$

En éliminant la variable u , on obtient une équation unique en δ décrivant l'évolution de la perturbation en fonction de x et t :

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + U_0 \frac{\partial}{\partial x} \right]^2 \delta = - \frac{\sigma}{2\rho a} \left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + a^2 \frac{\partial^4}{\partial x^4} \right] \delta + \frac{a}{2\rho} \frac{\partial^2 P_e}{\partial x^2}$$

Cette équation est identique à celle obtenue par Crowley [1983] qui a étudié la stimulation EHD pour une électrode unique.

Pour obtenir une équation adimensionnelle, nous introduisons les échelles suivantes:

- la longueur d'onde λ pour x
- l'amplitude maximale de pression électrostatique P_{e0} pour P_e
- δ_0 est la référence pour la perturbation de rayon δ
- la période $1/f$ du signal d'excitation de fréquence f pour t

En conservant les mêmes symboles x, t, P_e, δ pour les grandeurs sans dimension, nous obtenons:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \right)^2 \delta = \left(\frac{a}{2\delta_0} \right) E u_{ue} \frac{\partial^2 P_e}{\partial x^2} - \frac{1}{2W_e} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \left(\frac{a}{\lambda} \right)^2 \frac{\partial^4}{\partial x^4} \right) \delta \quad (3-5)$$

2 nombres sans dimension apparaissent dans (3-5):

◆ $Eu_e = \frac{P_{e0}}{\rho U_0^2}$ nombre de **Euler électrique**

◆ $We = \frac{\rho U_0^2 a}{\sigma}$ nombre de **Weber**

La perturbation δ vaut zéro en amont de la zone de stimulation, lieu où elle prend naissance pour ensuite se développer sous l'action de la tension superficielle. Nous simplifions le problème en distinguant deux zones:

• La zone de stimulation

La pression électrostatique est le moteur de la déformation du jet. L'action de cette pression pendant un temps court produit une certaine quantité de mouvement. Par contre la déformation correspondante est très faible et l'action de la tension superficielle est négligeable comparée à P_e . L'équation générale (3-5) se simplifie comme suit:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}\right)^2 \delta_1 = \left(\frac{a}{2\delta_0}\right) Eu_e \frac{\partial^2 P_e}{\partial x^2} \quad (3-6)$$

• La zone de croissance

A l'extérieur de la zone de stimulation, le terme électrique est nul. La déformation se développe sous l'effet des forces capillaires. L'équation devient alors:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}\right)^2 \delta_2 = -\frac{1}{2We} \left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \left(\frac{a}{\lambda}\right)^2 \frac{\partial^4}{\partial x^4} \right] \delta_2 \quad (3-7)$$

A la frontière des deux zones, nous avons deux conditions de continuité des solutions, l'une sur l'amplitude de la déformation (δ), l'autre sur la vitesse radiale ($d\delta / dt$).

$$\begin{cases} \delta_1(x_1, t) = \delta_2(x_1, t) \\ \frac{d\delta_1(x_1, t)}{dt} = \frac{d\delta_2(x_1, t)}{dt} \end{cases}$$

3.1.2. Résolution des équations

• **Distribution de champ électrique**

L'intégration de l'équation (3-6) nécessite de connaître la distribution du champ électrique et plus précisément celle de la pression électrostatique à la surface du jet. Crowley [1983] assimile la distribution spatiale du champ à un créneau dans la zone de stimulation. Une approche plus réaliste consiste à retenir une distribution de champ en forme de « cloche ». Le champ qui s'applique à la surface du jet est maximum en face d'une électrode et décroît de part et d'autre de celle-ci. Pour une stimulation multi-électrodes, en déphasant de π la tension d'une électrode à l'autre on obtient une modulation maximale de la pression électrostatique avec un passage par zéro du champ électrique à mi-distance entre deux électrodes adjacentes (Figure 3-1). Pour modéliser la

variation spatiale du champ le long du jet, nous nous plaçons dans l'approximation simple où celle-ci suit une loi sinusoïdale (Figure 3-1). Notons que cette modélisation qui est qualitativement raisonnable à l'intérieur de la zone de stimulation ne prend pas en compte les effets de bord (étalement de la distribution du champ électrique à l'entrée et à la sortie de la zone de stimulation).

• Zone de stimulation

Le champ électrique imposé par une électrode de stimulation s'étend de $(\Delta/2)$ de part et d'autre du plan de symétrie de l'électrode, la zone de stimulation ayant pour largeur Δ . L'entrée de la zone de stimulation se situe en $-\Delta/2$ et la sortie (point de raccordement de solutions) est située en $+\Delta/2$.

$$E(x,t) = E_0 \cos(\omega t) \cos(\pi x / \Delta)$$

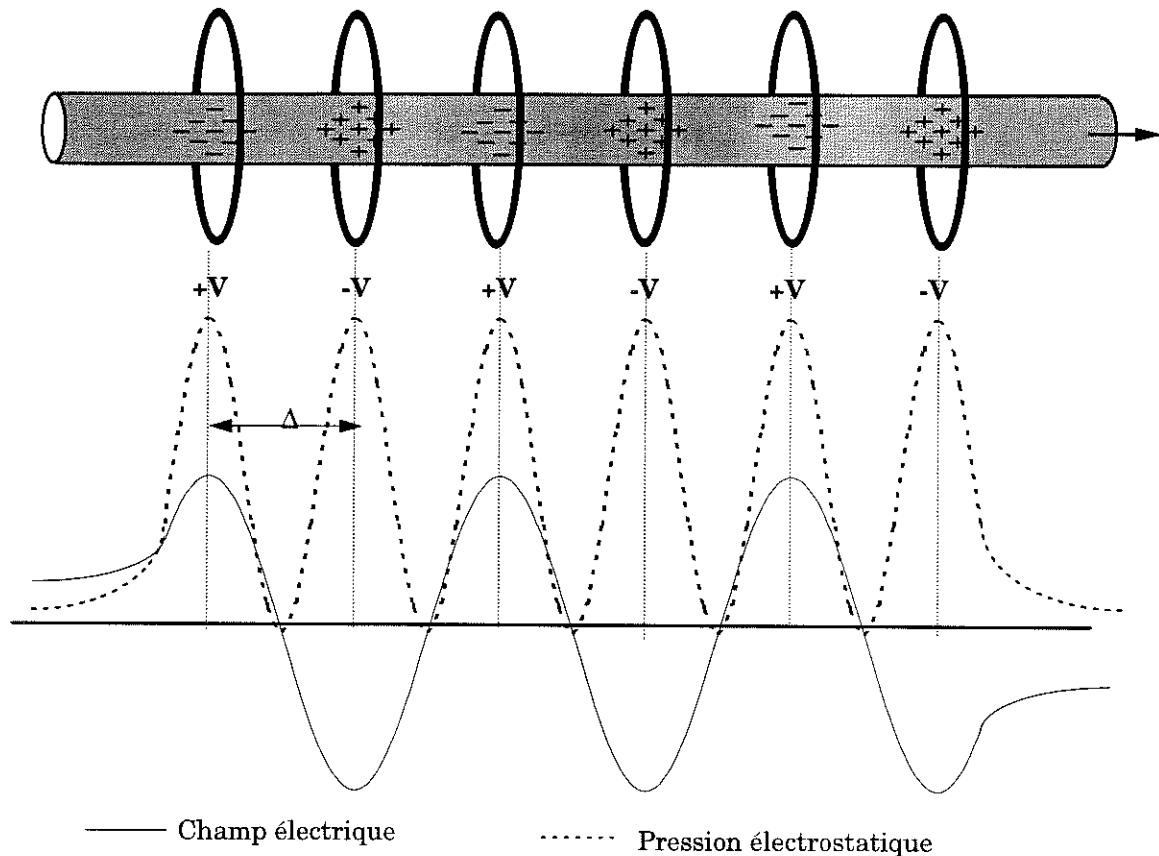


Figure 3-1 Allures des distributions de champ et de pression électrostatique retenue pour la modélisation de la stimulation EHD multi-électrodes.

Avec plusieurs électrodes alimentées successivement en opposition de phase, on aura au moins dans un certain intervalle une distribution de champ périodique selon x (Figure 3-1). Étendu au cas d'une stimulation multi-électrodes, la longueur de la zone de stimulation s'écrit:

$$x_{stimulation} \in \left[-\frac{\Delta}{2}; \left(m - \frac{1}{2} \right) \Delta \right] \quad m: \text{nombre d'électrodes espacées de } \Delta.$$

$$P_e(x, t) = -\frac{1}{8} \varepsilon_0 E_0^2 [1 + \cos(2\omega t)] [1 + \cos(2\pi x / \Delta)]$$

Le passage à une forme adimensionnelle de P_e en conservant les mêmes notations conduit à l'expression suivante en posant $R = \Delta/\lambda$:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \right)^2 \delta_1 = \left(\frac{a}{2\delta_0} \right) Eu_e \left[\frac{\pi}{R^2} [1 + \cos(2\pi t)] \cos(2\pi x / R) \right]$$

Le dispositif de stimulation est illustré par la Figure 3-1. Les électrodes sont espacées de Δ et la tension est déphasée de π d'une électrode à l'autre. Le champ est maximum dans le plan de symétrie de l'électrode alors qu'au milieu de deux électrodes, il passe par zéro ce qui donne une modulation maximale de la pression électrostatique.

L'équation (3-6) est résolue en recherchant une solution δ comportant un terme ondulatoire combiné avec un terme de modulation d'amplitude. En notation complexe, on a:

$$\delta = \text{Re}(\delta^*) \quad \delta^* = A(x) \exp[2\pi i(t - x)]$$

Avec cette expression de δ , l'équation (3-6) donne une équation différentielle du second ordre en x pour l'amplitude A :

$$\frac{d^2 A}{dx^2} = \left(\frac{a}{4\delta_0} \right) \left(\frac{\pi}{R} \right)^2 Eu_e \left[\exp\left(2\pi i \left(1 + \frac{1}{R} \right) x \right) + \exp\left(2\pi i \left(1 - \frac{1}{R} \right) x \right) \right] \quad (3-8)$$

L'intégration de (3-8) compte tenu des conditions initiales à l'entrée de la zone de stimulation ($x_0 = -\Delta/2$) donne:

$$A(x) = -\frac{aEu_e}{16\delta_0} \exp(2\pi ix) \left[\frac{\exp(2\pi ix/R) + \exp(-2\pi ix/R)}{(R+1)^2} + \frac{\exp(-2\pi ix/R)}{(R-1)^2} \right]$$

Pour la suite des calculs, seules nous intéressent les expressions de $A(x)$ et $(dA(x)/dx)$ en sortie de la zone de stimulation en $x_1 = \Delta(m-1/2)$. Elles constituent les conditions initiales à l'entrée de la zone de croissance:

$$\left\{ \begin{array}{l} A(x_1) = \left(\frac{a}{8\delta_0} \right) Eu_e \frac{\exp(-i\pi R)}{(R^2 - 1)} \left[\frac{R^2 + 1}{(R^2 - 1)} (\exp(2\pi imR) - 1) - 2\pi imR \right] \\ \frac{dA}{dx}(x_1) = i\pi \left(\frac{a}{4\delta_0} \right) Eu_e \frac{\exp(-i\pi R)}{(R^2 - 1)} [\exp(2\pi imR) - 1] \end{array} \right.$$

• **La zone de croissance**

Le traitement dans la zone de croissance s'inspire de travaux antérieurs [Pimbley & Lee - 1977]. Ils examinent le problème du jet soumis à une excitation piézo-électrique. Ce type d'excitation repose sur la modulation de la vitesse d'éjection du jet autour de la vitesse moyenne. A l'extérieur de la zone de stimulation, la perturbation initiale qu'elle soit induite par une stimulation piézo-électrique ou EHD croît sous le seul effet des forces de surface. Le problème du jet est alors indépendant de la nature de l'excitation. Par conséquent l'expression de la perturbation retenue par Pimbley & Lee [1977] est transposable au problème présent. En recherchant une solution du type $\delta^* = B \exp[i(2\pi t - Kx)]$, on obtient l'équation caractéristique:

$$(2\pi - K)^2 = \frac{K^2}{2We} \left[\left(\frac{a}{\lambda} \right)^2 K^2 - 1 \right]$$

qui peut être résolue par approximations successives du fait que $1/We \ll 1$. La solution est complexe:

$$K = K_0 + i\mu = 2\pi \pm \frac{\lambda}{a} \frac{1}{\sqrt{We}} \gamma$$

avec $\gamma = k \sqrt{\frac{1-k^2}{2}}$ et $k = \frac{2\pi a}{\lambda} = K_0 \frac{a}{\lambda}$

Cette forme introduit le nombre d'onde adimensionnel k ($k \in [0 - 1]$). La fréquence de coupure f_c est la fréquence maximale de stimulation pour laquelle le jet est instable:

$$k=1 \Rightarrow f_c = \frac{U_0}{2\pi a}$$

Soit β défini comme le rapport de la vitesse axiale U_0 et de la vitesse capillaire v_c du jet:

$$\beta = \frac{U_0}{v_c} \quad v_c = \sqrt{\frac{\sigma}{\rho a}} \quad \beta^2 = \frac{1}{We}$$

La condition $1/We \ll 1$ est équivalente à $\beta \gg 1$. Le modèle est d'autant meilleur que la vitesse axiale du jet est grande devant la vitesse capillaire. La perturbation ne croît alors que très faiblement d'une longueur d'onde à l'autre, on tend asymptotiquement vers l'approche temporelle du problème du jet tel qu'il est traité par Rayleigh qui considère un cylindre infini, statique de liquide. Cette analyse rejoint les travaux de Keller *et al.* [1973] qui précisent les notions d'instabilité spatiale et temporelle d'un jet de liquide.

La solution générale de l'équation (3-7) peut se mettre sous la forme

$$\delta^* = [X \operatorname{ch} \mu(x - x_1) + Y \operatorname{sh} \mu(x - x_1)] \exp 2\pi i(t - x) \quad (3-9)$$

En tenant compte des conditions de continuité en $x = x_1$, on obtient:

$$\begin{cases} X = A(x_1) \\ Y = \frac{1}{\mu} \frac{dA(x_1)}{dx} \end{cases}$$

La longueur de brisure se produit pour des valeurs de $x \gg x_1$; alors $ch\mu(x - x_1) \approx sh\mu(x - x_1) \approx \frac{1}{2} \exp(\mu x)$ et

$$\delta^* = \frac{Y}{2} \left[1 + \frac{X}{Y} \right] \exp(\mu x) \exp 2\pi i(t - x) \quad (3-10)$$

Le rapport $\|X/Y\| \propto 1/\sqrt{We}$ est en général petit devant 1 et peut être négligé en première approximation. Physiquement, cela revient à négliger l'amplitude de la déformation devant la vitesse radiale à la sortie de la zone de stimulation:

$$\delta_2(x, t) \approx \left(\frac{\pi a}{8\mu\delta_0} \right) Eu_e \exp \mu(x - x_1) \operatorname{Re} \left[i \exp(-i\pi R) \frac{\exp(2\pi i m R) - 1}{R^2 - 1} \exp(2\pi i(t - x)) \right]$$

L'amplitude de la perturbation exprimée en grandeurs dimensionnelles est alors:

$$\|\delta_2(x, t)\| = \frac{\pi}{4\mu} a Eu_e \frac{\sin(\pi m R)}{R^2 - 1} \exp \mu \left(\frac{x - x_1}{\lambda} \right) \quad (3-11)$$

3.1.3. Longueur de brisure du jet

La brisure est atteinte lorsque l'amplitude de la perturbation est égale au rayon initial du jet ($\|\delta_2(x, t)\| \approx a$). La longueur de brisure ($L_b = x - x_1$) est définie comme la distance comprise entre la sortie de la zone de stimulation et le point de brisure.

A partir de l'expression approchée de l'amplitude de la déformation, la longueur de brisure est:

$$\frac{L_b}{2a} = \frac{\sqrt{We}}{2\gamma} \operatorname{Ln} \left(\frac{4\mu}{\pi Eu_e} \frac{(R^2 - 1)}{\sin(m\pi R)} \right) \quad (3-12)$$

Lorsqu'il y a synchronisation c'est à dire lorsque $\lambda = \Delta$ ou encore $R = 1$, cette expression se simplifie:

$$\frac{L_b}{2a} = \frac{\sqrt{We}}{2\gamma} \operatorname{Ln} \left(\frac{8\mu}{m\pi^2 Eu_e} \right)$$

Pour cette valeur particulière de R , la longueur de brisure admet un minimum absolu; la longueur d'onde du jet vaut exactement la distance inter-électrodes ($\lambda = \Delta$). Les impulsions de vitesse radiale apportées par chaque électrode sont en phase et s'ajoutent. L'efficacité de la stimulation est alors maximale.

Pour $R \neq 1$, il y a désynchronisation au moins partielle. Pour R prenant les valeurs de la série (. . . , $1-2/m$, $1-1/m$, $1+1/m$, $1+2/m$, . . .), l'équation 3-12 prédit $\frac{L_b}{2a} \rightarrow \infty$ car le terme en sinus s'annule. Pour ces valeurs de R , les impulsions de vitesse apportées par chaque électrode ne sont pas en phase et se compensent donnant un effet résultant nul.

Nous avons tracé (Figure 3-2) la longueur de brisure en fonction du facteur de synchronisation R afin de visualiser les pics de désynchronisation. Physiquement, la longueur de brisure n'est pas infinie car:

- la longueur de brisure est limitée par la longueur de brisure naturelle du jet. En effet le bruit ambiant initial est toujours présent et impose une longueur de brisure maximale. La stimulation n'a pour effet que de réduire la longueur de brisure.

- la relation (3-12) repose sur une approximation qui n'est plus valable en régime de désynchronisation. Pour $R = 1 \pm P / m$ (P entier), l'approximation qui consiste à négliger l'amplitude de la déformation (terme X) devant la vitesse radiale (terme Y) n'est plus valable car $X \gg Y$.

Pour trouver une expression analytique de la longueur de brisure, en première approximation, Spohn *et al.* [1993] n'ont retenu que le terme de vitesse radiale pour décrire l'effet de la stimulation (le rapport X/Y de l'expression 3-10 a été négligé). Le terme négligé traduit la contribution de la déformation qui, bien que faible, n'est pas nulle à la sortie de la zone de stimulation. L'étude expérimentale présentée dans la section suivante suggère de dépasser cette analyse. Nous avons repris le calcul de détermination de la longueur de brisure en retenant les termes de vitesse et de déformation à la sortie de la zone de stimulation. L'intérêt est d'améliorer le modèle afin d'obtenir une prédiction plus réaliste.

En reprenant l'expression complète pour δ_2 :

$$\|\delta_2(x,t)\| = \left\| A(x_1)ch\mu(x-x_1) + \frac{1}{\mu} \frac{dA(x_1)}{dx} sh\mu(x-x_1) \right\|$$

On obtient après quelques développements:

$$\|\delta_2(x,t)\| = \frac{1}{2} \exp(\mu x) \left[\frac{aEu_e}{4\delta_0} \frac{1}{(R^2-1)} \right] \|Z\| \quad \text{avec}$$

$$Z = \left\{ \frac{R^2 + 1}{2(R^2 - 1)} (\cos(2\pi m R) - 1) \right\} + i \left\{ \frac{R^2 + 1}{2(R^2 - 1)} \sin(2\pi m R) + \frac{\pi}{\mu} (\cos(2\pi m R) - 1) - \pi m R \right\}$$

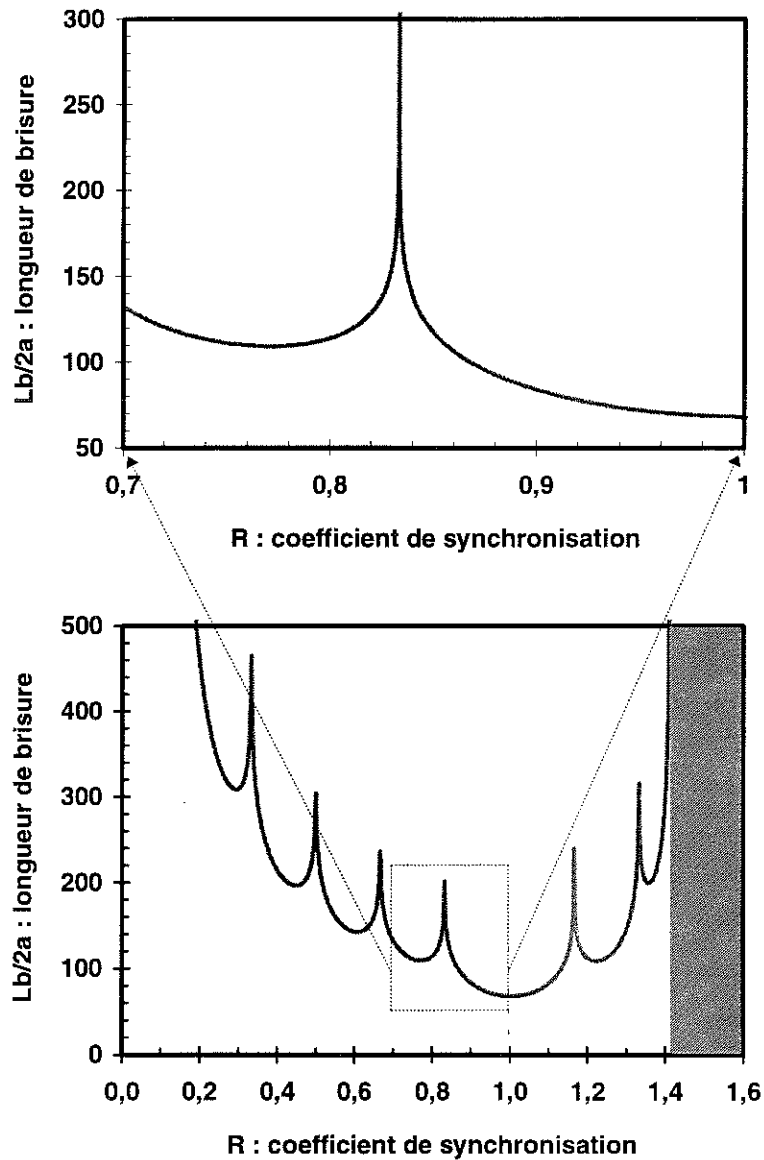


Figure 3-2 Variations de la longueur de brisure en fonction de R dans le cas d'un liquide parfait. Le minimum absolu pour $R=1$ correspond à la synchronisation. ($\Delta/a = 9$, $Eu_e = 10^{-3}$, $We = 220$, $m = 6$).

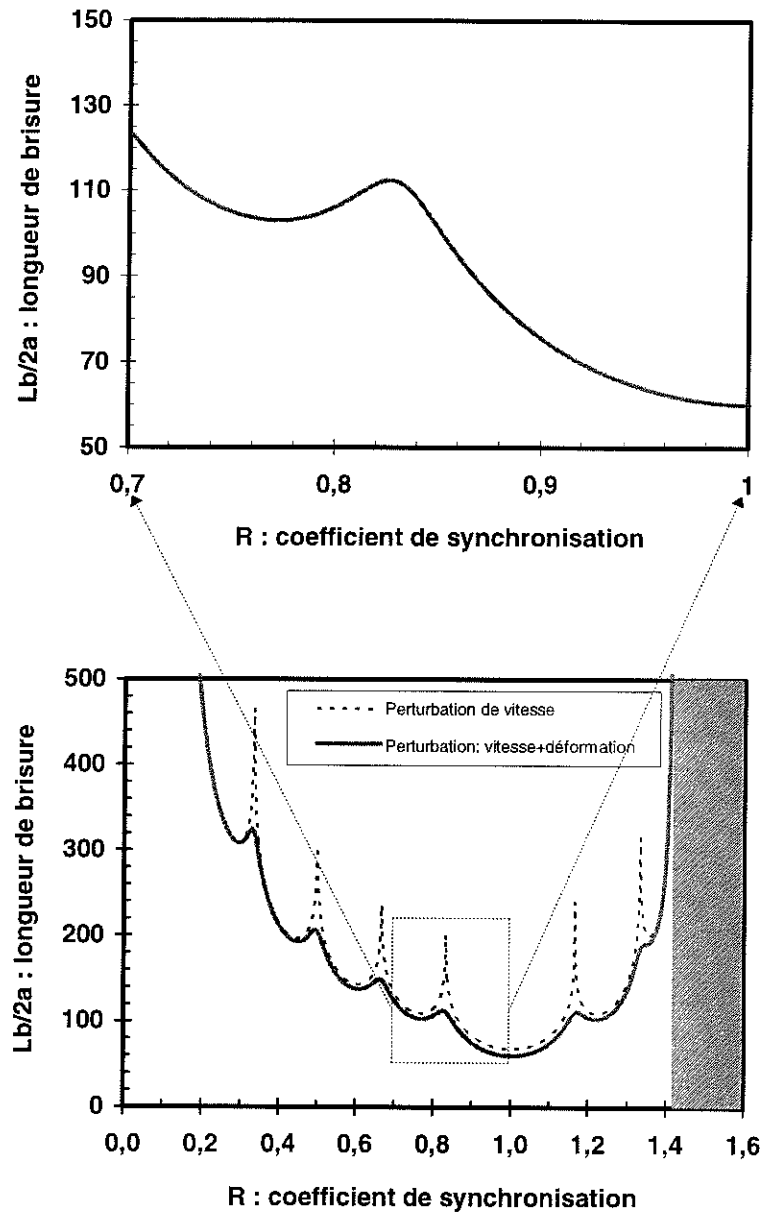


Figure 3-3 Variations de la longueur de brisure en fonction de R pour un fluide parfait. La longueur de brisure est déterminée en considérant les termes de vitesse et de déformation pour décrire l'effet de la stimulation ($\Delta/a = 9$, $Eu_e = 10^{-3}$, $We = 220$, $m = 6$).

En grandeurs dimensionnelles, la longueur de brisure s'écrit alors:

$$\frac{L_b}{2a} = \frac{\sqrt{We}}{2\gamma} \operatorname{Ln} \left(\frac{8\mu (R^2 - 1)}{Eu_e \|Z\|} \right) \quad (3-13)$$

En utilisant un logiciel de calcul standard, il est facile de déterminer $L_b/2a$ dont les variations sont présentées dans la Figure 3-3. Remarquons tout d'abord que pour $R=1$ la longueur de brisure est légèrement plus courte que dans le cas de la Figure 3-2. D'autre part, les pics de désynchronisation sont à présent des maxima relatifs.

Les prédictions du modèle linéaire valable pour un fluide parfait vont être comparées aux résultats expérimentaux concernant des liquides de viscosité non négligeable. La viscosité n'a que peu d'effet sur le mécanisme de stimulation. Dans la zone de stimulation, en première approximation le modèle linéaire reste valable pour un fluide visqueux. Par contre dans la zone de croissance, la viscosité introduit une modification notable de la croissance des perturbations. Pour décrire le comportement d'un jet de liquide visqueux, la solution formelle (équation 3-9) reste valable à condition d'exprimer le taux de croissance spatio-temporel μ en fonction du taux de croissance temporel visqueux (γ_{vis}) dont l'expression est donnée par la théorie linéaire visqueuse (équation caractéristique 1-6).

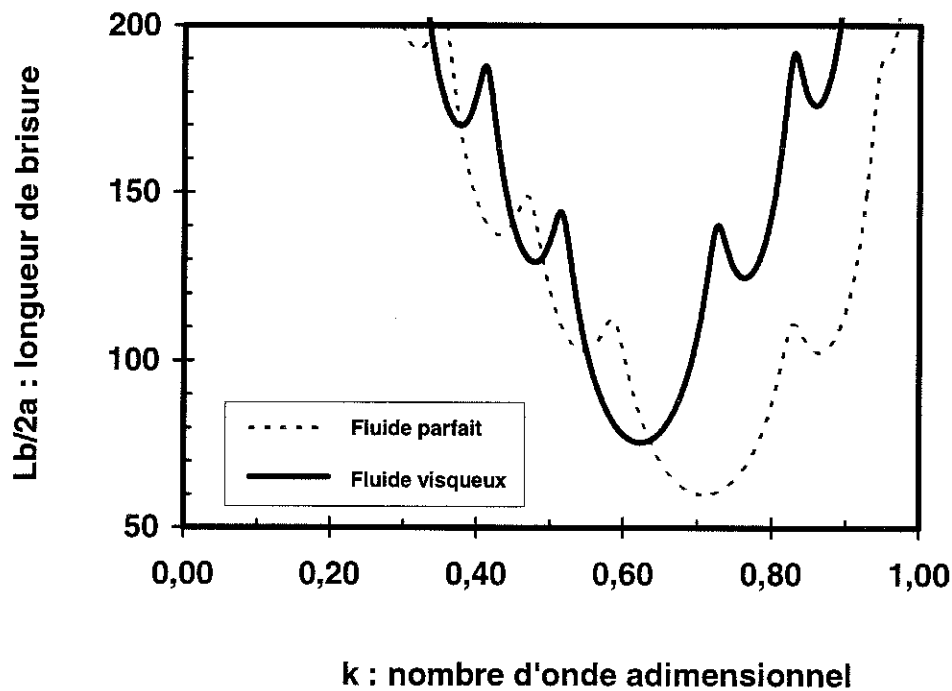


Figure 3-4 Variations de la longueur de brisure en fonction du nombre d'onde. Prédictions pour un fluide parfait ($\Delta/a = 9$) et un fluide visqueux ($\Delta/a = 10$), $Eu_e = 10^{-3}$, $We = 220$, $m = 6$.

Pour une stimulation EHD multi-électrodes, le pas Δ du réseau d'électrodes doit être choisi tel que $\Delta = 2\pi a/k_{opt}$ afin d'obtenir une synchronisation parfaite: $\lambda_{opt} = \Delta$. La Figure 3-4 indique clairement que le nombre d'onde correspondant au régime de synchronisation dépend de la viscosité du liquide. Notons que le pic de désynchronisation le plus à droite (Figure 3-4) est à peine visible pour un fluide parfait car il correspond à des perturbations faiblement amplifiées; pour un fluide visqueux le nombre d'onde optimal (k_{opt}) diminue et de ce fait révèle ce pic de désynchronisation.

Afin d'obtenir un modèle linéaire plus réaliste, il est souhaitable de prendre en compte la viscosité en introduisant un γ visqueux dans l'expression de la longueur de brisure (équation 3-13), c'est ce qui sera fait lors de la discussion des résultats expérimentaux.

3.2. Le dispositif de stimulation

L'étude expérimentale de la stimulation EHD nécessite la mise au point d'un dispositif de stimulation bien défini et la détermination du champ électrique que ce dispositif produit. Certaines contraintes rendent le problème moins aisé qu'il ne paraît. Une première étude a été effectuée sur un ensemble de 4 électrodes annulaires entourant le jet [Spohn *et al.* - 1993]. La symétrie de révolution était respectée mais la distance jet-électrode était imposée. Pour avoir une stimulation efficace, la ou les électrodes doivent être très proches du jet. Une contrainte majeure est liée au problème du démarrage du jet: celui-ci doit passer à travers le dispositif de stimulation sans mouiller les électrodes. Or durant cette phase transitoire, la direction du jet est incontrôlable, aléatoire et de l'encre vient inmanquablement au contact des électrodes. Pour surmonter cette difficulté, il faut utiliser un dispositif de stimulation plan avec un réseau d'électrodes cylindriques: ce système « ouvert » est détaillé dans le paragraphe 3.2.1.

Par ailleurs pour tester le modèle théorique, il convient de déterminer tous les paramètres du problème. Il faut en particulier estimer le nombre de Euler électrique qui dépend de la pression électrostatique c'est à dire du champ qui s'applique à la surface du jet. Ce champ est bien sûr proportionnel au potentiel appliqué sur les électrodes (lequel est mesuré avec une excellente précision) mais il dépend aussi de la géométrie plutôt complexe du système. Pour obtenir une prédiction quantitative de la longueur de brisure nous avons été amenés à effectuer des calculs de champ avec un logiciel de simulation numérique. Les résultats sont détaillés au paragraphe 3.2.2.

3.2.1. Réalisation de l'élément de stimulation

La stimulation EHD est une méthode de stimulation dite externe, le dispositif d'excitation du jet étant situé en aval de la buse. Un dispositif de type annulaire comportant 4 électrodes a dans un premier temps été testé au laboratoire par A. Spohn [1993] qui a en outre montré que l'on pouvait remplacer avantageusement les anneaux par un peigne d'électrodes parallèles situés dans un même plan et scellées dans un socle isolant en plexiglas (Figure 3-5). Les électrodes sont réalisées à partir de forets dont la base est gainée pour éviter un claquage électrique en surface (allongement du chemin électrique). La connectique située à l'arrière du dispositif alimente individuellement chaque électrode.

Le peigne d'électrodes monté en regard du jet est solidaire d'une unité de translation micrométrique. Ce dispositif présente l'avantage majeur de pouvoir écarter le réseau d'électrodes lors des phases d'arrêt et de démarrage du jet. La distance entre les électrodes et le jet est ajustable et bien contrôlée.

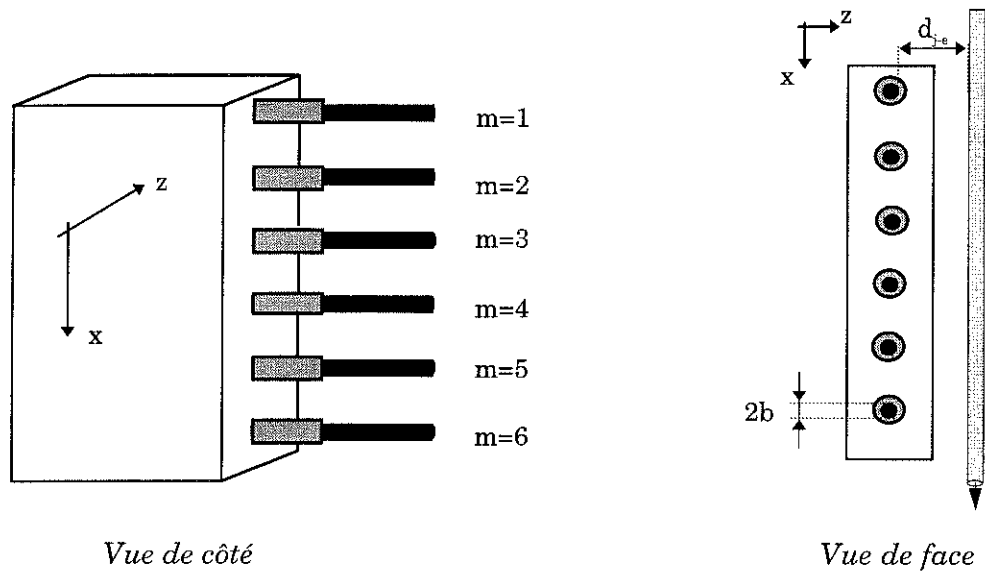


Figure 3-5 Schéma de principe du dispositif de stimulation EHD dont les électrodes sont de simples tiges conductrices.

Bien que la géométrie soit éloignée de la symétrie de révolution, la pression électrostatique s'applique sur toute la surface du jet (sur la zone située en face de l'électrode mais aussi sur la face opposée du jet). A condition de placer les électrodes à une distance d'au moins un diamètre de jet, la distribution de champ à la surface du jet est quasi-axisymétrique. Ce dispositif à électrodes « ouvertes » a vraisemblablement une efficacité un peu plus faible comparée à un dispositif à symétrie de révolution. Nous donnons ci-dessous quelques caractéristiques géométriques permettant de bien cerner le degré d'imperfection du dispositif réalisé.

Diamètre des électrodes

N° électrode	1	2	3	4	5	6	Moyenne	Ecart type
2b (mm)	0,66	0,68	0,67	0,69	0,69	0,68	0,68	0,01

Alignement par rapport à l'axe moyen x

N° électrode	1	2	3	4	5	6
Δz (mm)	-0,2	-0,02	-0,03	+0,05	-0,03	+0,21

Espacement des électrodes

Couple d'électrodes	1-2	2-3	3-4	4-5	5-6	moyenne	Ecart type
Δx (mm)	2,07	1,96	2,00	2,09	1,99	2,02	0,05

Tableau 3-1 Caractéristiques géométriques du dispositif présenté Figure 3-5.

Nous voyons que le défaut majeur Δz porte sur l'orientation des électrodes. Le paramètre critique est le défaut d'alignement hors du plan d'électrode ($z = C^{te}$). Ceci se traduit par une variation de la distance jet-électrode d'une électrode à l'autre avec comme conséquence une modulation de la valeur du champ électrique maximum. Dans la perspective d'une réalisation industrielle, les contraintes majeures de fabrication porteront sur l'alignement, le parallélisme et l'équidistance des électrodes.

3.2.2. Calcul du champ électrique

Dans la modélisation, la détermination du nombre de Euler électrique implique de connaître le champ maximum dont la variation spatiale est supposée sinusoïdale pure. Il serait bon de pouvoir comparer la distribution de $E(x)$ avec celle obtenue effectivement. Le calcul de $E(x, \theta)$ sur le jet avec le peigne est un problème très difficile qui nécessiterait des moyens puissants (hard et soft). On peut quand même se faire une idée en utilisant un logiciel CSP qui permet de faire des calculs en symétrie de révolution. Le programme de calcul a été développé et mis au point par le laboratoire CFL (Computational Fields Laboratory-Department of Electrical Engineering) de l'Institut Polytechnique de Worcester (USA) [Levin *et al.* - 1993]. Le programme CSP résout l'équation de Laplace pour des géométries arbitraires à deux dimensions (problème plan) et à symétrie de révolution. La méthode est basée sur une simulation de la distribution superficielle des charges électriques sur la surface des électrodes par une distribution discrète des charges fictives. L'emplacement et la grandeur de ces charges fictives sont déterminées par le logiciel de manière à ce que les conditions aux limites soient satisfaites; en pratique on a à faire à un problème de Dirichlet avec le potentiel imposé sur les électrodes. Nous avons utilisé le programme CSP pour déterminer principalement la distribution du champ électrique le long de la surface du jet pour un nombre d'électrodes annulaires variant de 1 à 6.

• Distribution et amplitude du champ pour une électrode unique

Nous présentons sur la Figure 3-6 la variation du champ entre la surface du jet et une électrode de stimulation unique. La courbe montre pour une valeur typique de la distance jet-électrode un renforcement du champ électrostatique près du jet et de l'électrode lié à la courbure des conducteurs.

Notons que la valeur du champ à la surface du jet ($E_{max} = 2,33$ Volts/ μm) est nettement supérieure à la valeur moyenne calculée dans l'approximation simple du condensateur plan ($E_{max}(\text{moyen}) = V/d_{j-e} = 1,23$ Volts/ μm). Le calcul simple du champ moyen n'apparaît pas très satisfaisant pour obtenir une prédiction réaliste de la longueur de brisure. Cela justifie de procéder à un calcul de l'amplitude du champ au moyen du CSP pour diverses configurations de l'élément de stimulation (le nombre d'électrodes m variant de 1 à 6).

En plus de l'amplitude du champ qui est une donnée indispensable pour déterminer le nombre de Euler électrique, nous devons examiner la distribution du champ le long de la surface du jet. Le modèle prédictif de la longueur de brisure développé dans le paragraphe précédent fait intervenir le paramètre Δ comme étant la largeur caractéristique de la distribution de champ.

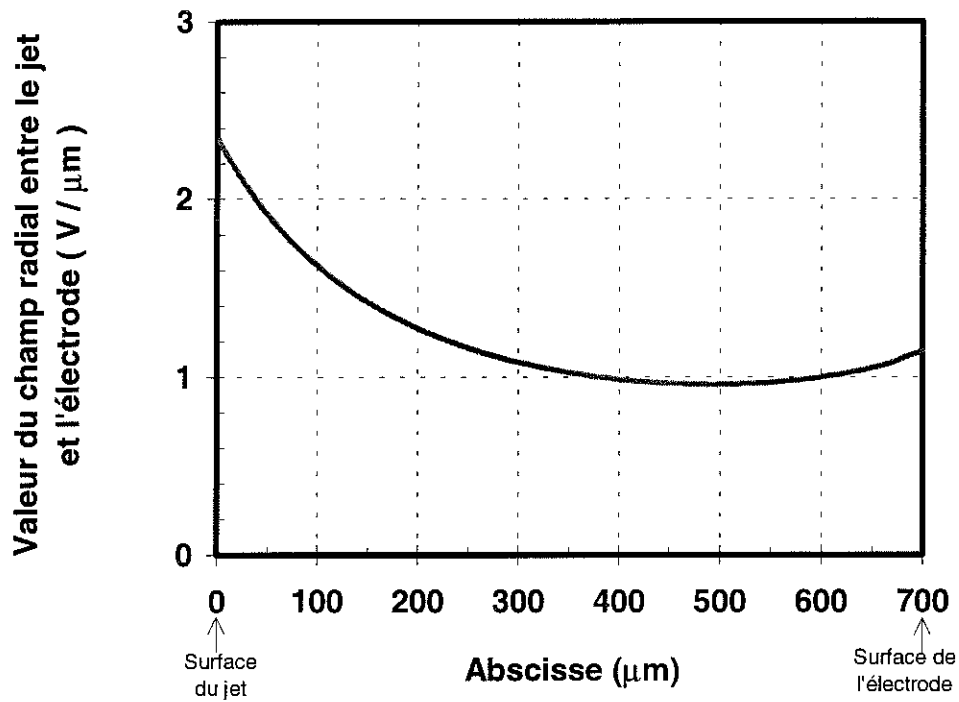


Figure 3-6 Variation de la composante radiale du champ entre le jet et l'électrode unique en géométrie cylindre (jet) - anneau (électrode); la surface du jet est située à l'abscisse 0 ($a = 220 \mu\text{m}$, $d_{j-e} = 700 \mu\text{m}$, $2b = 700 \mu\text{m}$, $m = 1$, $V = 860 \text{ Volts}$).

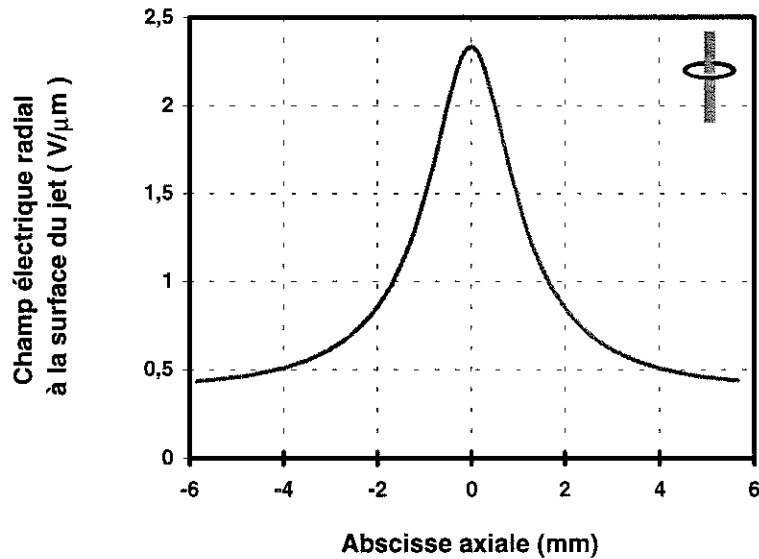


Figure 3-7 Distribution de la composante radiale du champ le long du jet avec une électrode unique en géométrie cylindre (jet) - anneau (électrode); le centre de l'électrode est situé à l'abscisse 0 ($a = 220 \mu\text{m}$, $d_{j-e} = 700 \mu\text{m}$, $2b = 700 \mu\text{m}$, $m = 1$, $V = -860 \text{ Volts}$).

La courbe (Figure 3-7) montre une décroissance assez lente du champ en s'éloignant de l'électrode, le champ est bien sûr maximum dans le plan de symétrie de l'électrode. Le champ s'étale typiquement sur une distance de 2 à 4 mm de part et d'autre de l'électrode nettement plus grande que la distance $\Delta/2 \cong 1$ mm retenue dans le modèle.

• **Distribution de champ le long du jet pour 2 électrodes**

Le potentiel imposé sur les deux électrodes est de même amplitude mais de signe opposé. Par convention, les électrodes sont numérotées de gauche à droite, en $x=0$ se trouve l'électrode n°1 portée à un potentiel négatif. La Figure 3-8 montre qu'en valeur absolue, l'amplitude du champ, égale pour les deux électrodes, est inférieure d'environ 6 % à celle relative à une électrode unique (Figure 3-7):

$$E_{\max}(m=1) = 2,33 \text{ Volts}/\mu\text{m}$$

$$E_{\max}(m=2) = 2,19 \text{ Volts}/\mu\text{m}$$

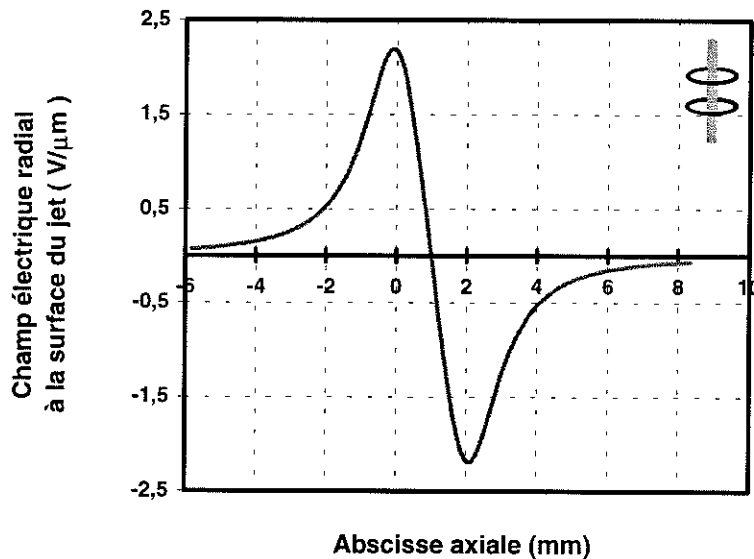


Figure 3-8 *Distribution de la composante radiale du champ le long du jet avec 2 électrodes de stimulation en géométrie cylindre (jet) - anneaux (électrodes); Par convention le centre de l'électrode n°1 est situé en $x = 0$ ($a = 220 \mu\text{m}$, $d_{j,e} = 700 \mu\text{m}$, $2b = 700 \mu\text{m}$, $m = 2$, $|V| = 860 \text{ Volts}$).*

Pour expliquer cette différence, il faut considérer que le champ résulte de la superposition des effets produits par chaque électrode. Comme les électrodes sont alimentées par une tension de signe opposé, l'effet d'une électrode sur sa voisine est soustractif. En tout point d'abscisse x à la surface du jet:

$$E(x) = E_1(x) + E_2(x) = |E_1(x)| - |E_2(x)|$$

La composition des effets individuels diminue l'étalement de la distribution de champ aux extrémités de la zone de stimulation comparativement à une distribution avec une électrode unique. Cet effet resserre la distribution de champ ce qui va dans le sens des hypothèses retenues pour développer le modèle. Notons cependant que les maxima de champ ne se situent pas exactement en face des électrodes (en $x = 0$ et $x = 2$ mm) ce qui

s'explique aussi par le principe de superposition. La distance qui sépare les deux extréma (Figure 3-8) est légèrement supérieure à la distance entre les deux électrodes ($\Delta = 2 \text{ mm}$). Ceci constitue une nouvelle limitation du modèle où l'on suppose que les maxima de champ sont situés exactement en face des électrodes.

	n°1	n°2	n°3	n°4	n°5	n°6
m=1	2,33 V/ μm	*	*	*	*	*
m=2	2,19 V/ μm	2,19 V/ μm	*	*	*	*
m=3	2,22 V/ μm	2,20 V/ μm	2,22 V/ μm	*	*	*
m=4	2,20 V/ μm	2,07 V/ μm	2,07 V/ μm	2,20 V/ μm	*	*
m=5	2,20 V/ μm	2,06 V/ μm	2,08 V/ μm	2,06 V/ μm	2,20 V/ μm	*
m=6	2,20 V/ μm	2,06 V/ μm	2,07 V/ μm	2,07 V/ μm	2,06 V/ μm	2,20 V/ μm

Tableau 3-2 Amplitude du champ électrique radial à la surface du jet en face de chacune des électrodes ($a = 220 \mu\text{m}$, $d_{j-e} = 700 \mu\text{m}$, $2b = 700 \mu\text{m}$, $V = 860 \text{ V}$).

• **Distribution de champ le long du jet pour 3 électrodes**

Remarquons que le maximum de champ est localisé exactement en face de l'électrode n° 2. En effet pour $m = 3$, le dispositif admet un plan de symétrie passant par le centre l'électrode n°2 (Tableau 3-2).

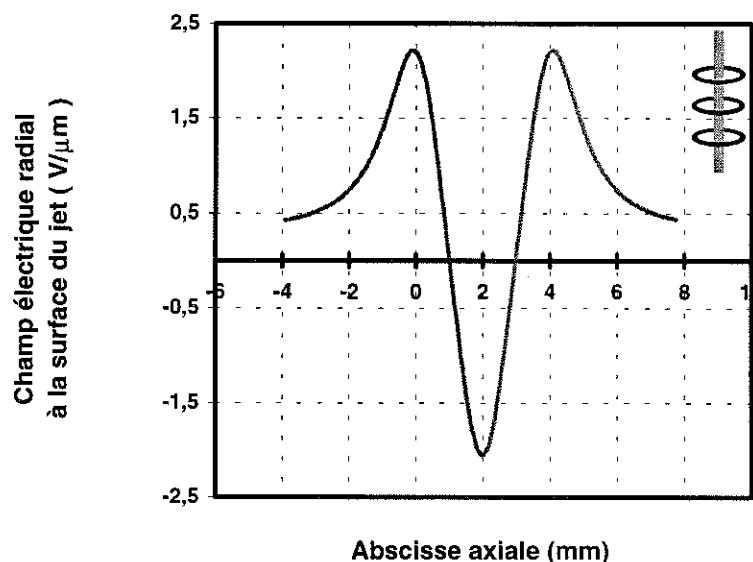


Figure 3-9 Distribution de la composante radiale du champ le long du jet avec 3 électrodes de stimulation en géométrie cylindre (jet) - anneaux (électrodes) ($a = 220 \mu\text{m}$, $d_{j-e} = 700 \mu\text{m}$, $2b = 700 \mu\text{m}$, $m = 3$, $|V| = 860 \text{ Volts}$).

D'autre part la double contribution soustractive des électrodes adjacentes réduit encore l'amplitude du champ comparativement aux dispositifs à 1 ou 2 électrodes. Les distributions de champ pour $m = 4$ et $m = 5$ ne présentent pas d'intérêt particulier, leurs caractéristiques sont pratiquement identiques (les graphiques sont reportés en annexe 3).

• Distribution de champ le long du jet pour 6 électrodes

Pour une géométrie à 6 électrodes, à l'intérieur de la zone de stimulation les maxima de champ sont situés exactement en face des électrodes. Hormis les effets de bord, l'allure de distribution de champ est bien sinusoïdale comme on l'a supposé dans la modélisation (Tableau 3-2).

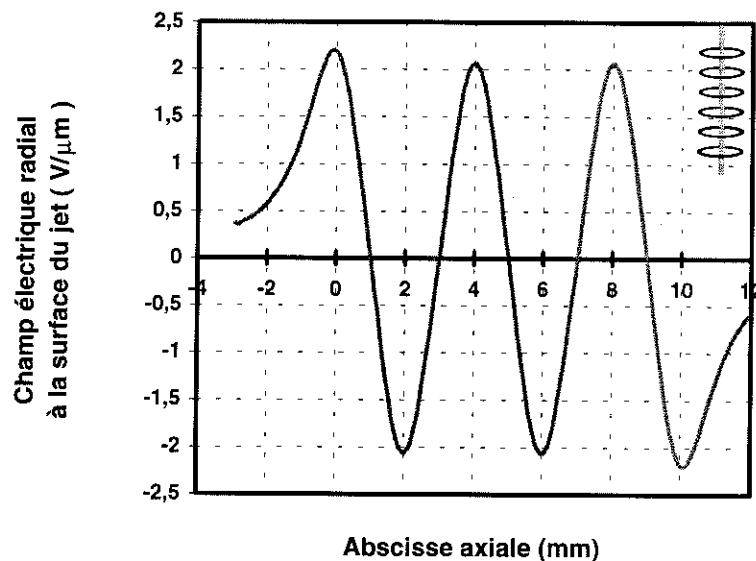


Figure 3-10 Distribution de la composante radiale du champ le long du jet avec 6 électrodes de stimulation en géométrie cylindre (jet) - anneaux (électrodes); Par convention le centre de l'électrode n°1 est situé à l'abscisse 0 ($a = 220 \mu\text{m}$, $d_{j,e} = 700 \mu\text{m}$, $V = 860 \text{ Volts}$).

En résumé, les calculs réalisés avec le CSP nous enseignent que la modélisation de la distribution de champ par une fonction sinusoïdale simple ne rend pas compte des points suivants:

- la valeur maximale du champ qui s'applique à la surface du jet ne peut pas être assimilé en première approximation au champ moyen.
- les maxima de champ sont d'amplitudes inégales d'une électrode à l'autre.
- dans la zone de stimulation (pour x compris entre $\Delta/2$ et $(m-1/2)\Delta$), la zone d'influence d'une électrode est bien définie et vaut Δ . Par contre pour $x < -\Delta/2$ et $x > (m-1/2)\Delta$, le modèle ne rend pas compte de l'étalement du champ électrique à l'extérieur de la zone de stimulation (effets de bord).

3.3. Etude de l'excitation multi-électrodes

Examinons maintenant le comportement de la longueur de brisure en fonction de l'amplitude de l'excitation, du nombre d'électrodes et de la fréquence de stimulation.

3.3.1. Efficacité de stimulation en régime de synchronisation

Pour apprécier l'efficacité de la stimulation, nous cherchons à déterminer la longueur de brisure du jet en fonction du nombre de Euler électrique lequel est proportionnel au carré de la tension d'excitation appliquée sur les électrodes de stimulation (les électrodes sont alimentées par un générateur haute tension lui même piloté par un générateur de signaux de précision). La forme du signal est sinusoïdale, la fréquence est ajustée de façon à se placer en régime de synchronisation ($F_{\text{goutte}} = U_0 / \lambda$ avec $\lambda = \Delta$). L'amplitude (V) de la tension est variable.

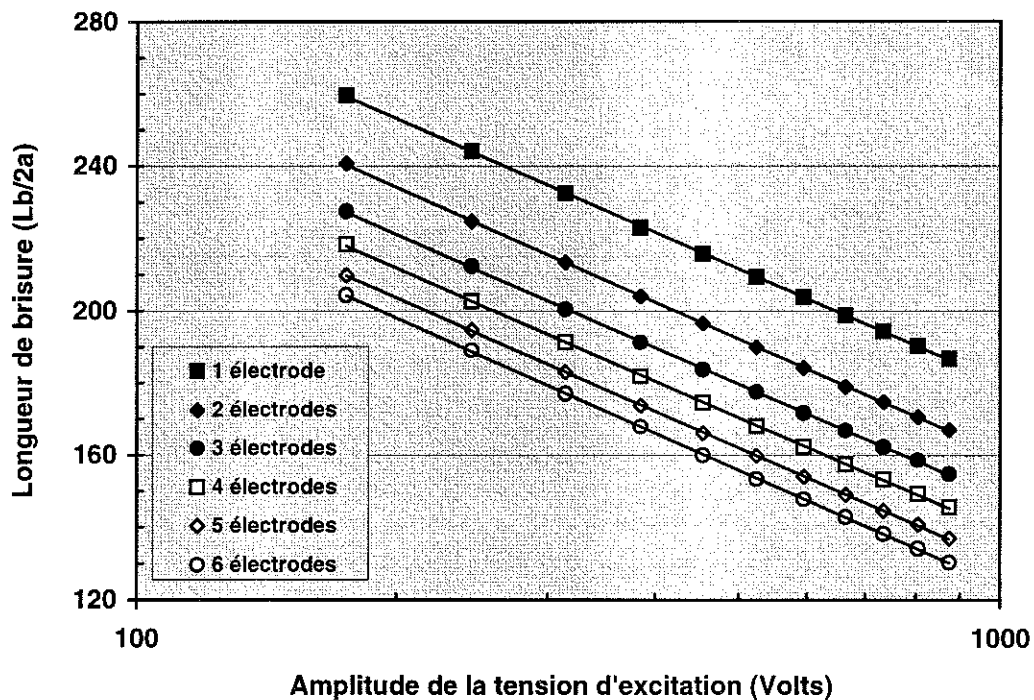


Figure 3-11 Variations de la longueur de brisure du jet en fonction de la tension d'excitation (points expérimentaux et droites de régression); ($a = 220 \mu\text{m}$, $U_0 = 6,18 \text{ m/s}$, $F_{\text{goutte}} = 2 \cdot 1502 \text{ Hz}$, $2b = 700 \mu\text{m}$, $d_{\text{j-e}} = 700 \mu\text{m}$, $m \in [1 \text{ à } 6]$, encre B2290 ($\sigma_{\text{dyn}} = 58 \text{ mN/m}$, $\mu = 17 \text{ mPa s}$, $\rho = 1165 \text{ kg/m}^3$)).

Dans le cas de la stimulation électrique, l'approche théorique prédit une influence logarithmique de l'amplitude de la perturbation initiale (composante de vitesse radiale) sur la longueur de brisure. Rappelons que la longueur de brisure est la distance qui sépare la sortie de la zone de stimulation du point de brisure.

$$\frac{L_b}{2a} = C^{te} - \frac{\sqrt{We}}{\gamma} \ln(V)$$

Comme le montre la Figure 3-11, l'excellente linéarité de $L_b/2a$ en fonction de la tension d'excitation confirme la validité de cette approche. Conformément à la théorie, les courbes correspondant à plusieurs électrodes de stimulation sont parallèles. En effet la pente des droites ne dépend pas du nombre d'électrodes mais du rapport entre la racine carrée du nombre de Weber (We) et le taux de croissance adimensionnel (γ).

Electrode m	Droite de régression $y = A \ln(x) + B$	Corrélation R^2	Taux de croissance γ
1	$y = -45,263 \ln(x) + 492,9$	0,9999	0,287
2	$y = -45,698 \ln(x) + 476,3$	0,9999	0,284
3	$y = -45,163 \ln(x) + 460,4$	0,9999	0,287
4	$y = -45,166 \ln(x) + 451,2$	0,9998	0,287
5	$y = -45,356 \ln(x) + 444,0$	0,9999	0,286
6	$y = -46,013 \ln(x) + 441,9$	0,9999	0,282

Tableau 3-3 Tableau récapitulatif des coefficients de régression correspondant aux droites de la Figure 3-11.

Les caractéristiques des droites de régression sont rassemblées dans le Tableau 3-3. A partir de la pente, on obtient le taux de croissance temporel des perturbations (γ). Le Tableau 3-4 montre que la prédiction théorique de Rayleigh [1892] pour un fluide visqueux est bien vérifiée. Les taux de croissance calculés sont les valeurs maximales (appelées γ_{opt}) prédites par la théorie.

Taux de croissance γ_{opt}	Théorie linéaire	Théorie linéaire	Expérimental
	fluide parfait $Oh=0$	fluide visqueux $Oh=0,14$	($\eta = 17 \text{ mPa s}$) $Oh=0,14$
	0,353	0,272	0,285

Tableau 3-4 Taux de croissance dans les conditions de la Figure 3-11.

La formule 3-12 prédit également une décroissance logarithmique de la longueur de brisure en fonction du nombre d'électrodes m .

$$\frac{L_b}{2a} = C^{te} - \frac{\sqrt{We}}{2\gamma} \ln(m)$$

La Figure 3-12 donne le comportement de $L_b/2a$ en fonction du nombre d'électrodes. D'un point de vue qualitatif, la courbe expérimentale est une droite dans un graphique linéaire-logarithmique conformément au modèle linéaire. En terme de réduction de longueur de brisure, le passage de 1 à 2 électrodes est plus efficace que le passage de 2 à 3 ... Nous avons porté sur la Figure 3-12 les longueurs de brisure théorique et expérimentale pour m variant de 1 à 6 électrodes en régime de synchronisation.

$$\frac{L_b}{2a} = \frac{\sqrt{We}}{2\gamma} \operatorname{Ln} \left(\frac{8\mu}{m\pi^2 E u_e} \right)$$

Précisons que pour tenir compte de la viscosité, nous avons introduit dans l'expression ci-dessus les taux de croissance temporel (γ) et spatio-temporel (μ) visqueux déterminés à partir du modèle de Rayleigh. Dans un premier temps, le nombre de Euler électrique a été calculé à partir d'une valeur du champ qui est la moyenne arithmétique des maxima de champ de chacune des électrodes (Tableau 3-2). Du point de vue quantitatif, la prédiction de la longueur de brisure n'est pas très satisfaisante car beaucoup plus courte que la valeur expérimentale.

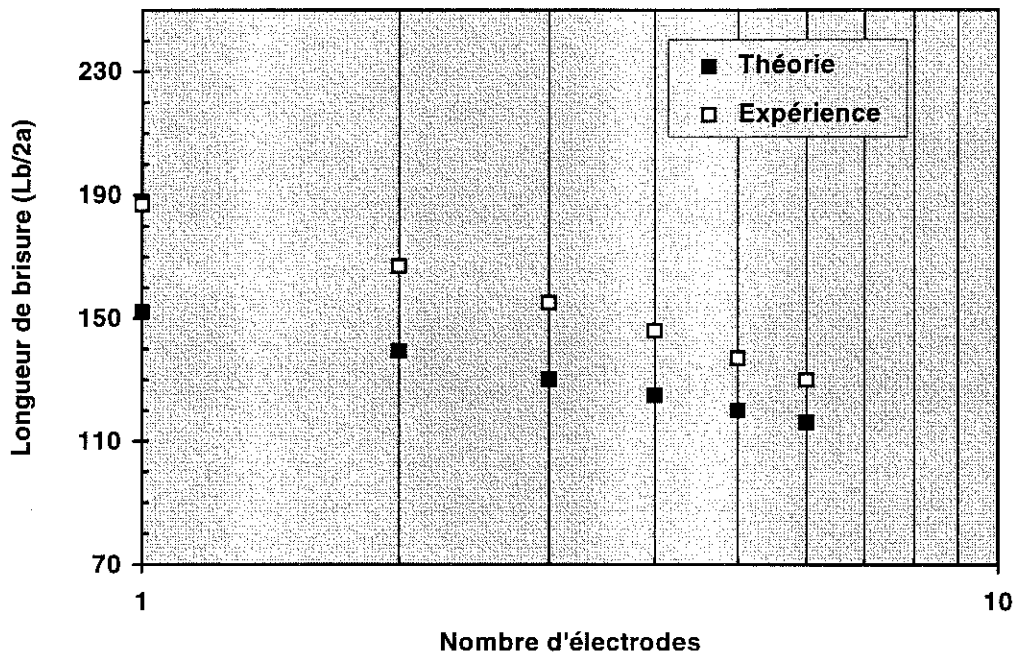


Figure 3-12 Variation de la longueur de brisure du jet en fonction du nombre d'électrodes pour une tension d'excitation fixe; ($a = 220 \mu\text{m}$, $U_0 = 6,18 \text{ m/s}$, $F_{\text{goutte}} = 2 \cdot 1502 \text{ Hz}$, $2b = 700 \mu\text{m}$, $d_{j_e} = 700 \mu\text{m}$, $V = 1750 \text{ Volts c-c}$, encre B2290).

La valeur du champ calculée à l'aide du logiciel CSP est valable pour une géométrie à symétrie de révolution (électrodes annulaires). En toute rigueur notre dispositif expérimental ne respecte pas cette hypothèse. Bien que le champ agisse sur toute la surface du jet, la pression électrostatique est plus faible sur la face du jet opposée à

l'électrode. Afin d'estimer l'importance de la modulation de la composante azimuthale du champ, considérons le problème classique d'électrostatique d'un cylindre face à un plan. Par la méthode des images, il est possible de déterminer le champ en tout point de la surface du cylindre. Nous avons tracé sur la Figure 3-13 le rapport du champ minimum (partie du cylindre opposée au plan) sur le champ maximum (partie du cylindre en face du plan) en fonction de la distance qui sépare le cylindre du plan. Pour une distance cylindre-plan de 700 μm correspondant à la distance qui sépare le jet de l'électrode, le champ qui s'applique sur la face du jet opposée à l'électrode est nettement inférieur au champ maximum (facteur 0,6 d'après la Figure 3-12).

La courbe théorique de longueur de brisure présentée sur la Figure 3-12 tient compte d'un facteur de correction du champ calculé par le logiciel CSP: $E_{\text{corrigé}} = 0,6 * E_{\text{csp}}$. Il subsiste un décalage en ordonné entre la courbe expérimentale et la courbe théorique. La longueur de brisure théorique est probablement encore surestimée car dans notre géométrie, le jet et l'électrode sont deux cylindres orthogonaux. Le contraste entre le champ maximum et minimum est très certainement encore plus prononcé (problème à 3 dimensions).

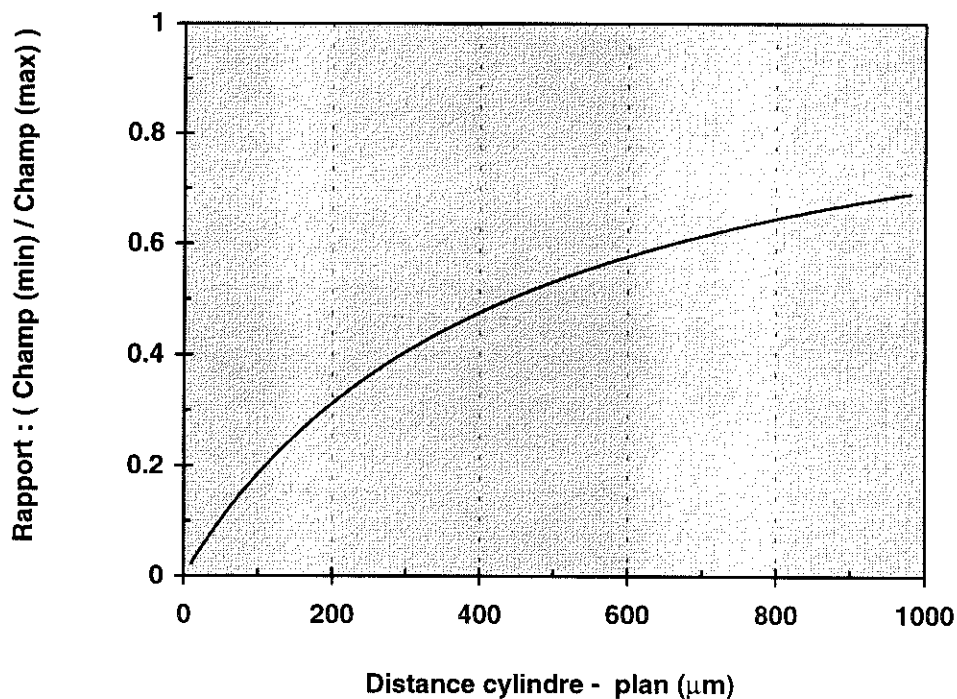


Figure 3-13 Rapport entre le champ minimum et le champ maximum en géométrie cylindre plan pour une distance cylindre-plan variable. (rayon du cylindre = 220 μm).

Notons que l'écart de longueur de brisure entre les points expérimentaux et théoriques diminue à mesure que l'on accroît le nombre d'électrodes (Figure 3-12). Pour tracer la courbe théorique, le facteur de synchronisation $R = \Delta/\lambda$ est égal à 1 conformément à la définition du régime de synchronisation. Ceci suppose que la

distribution du champ électrique s'étale sur une distance $\Delta/2$ de part et d'autre de l'électrode ce qui en première approximation est vérifié à l'intérieur de la zone de stimulation. Par contre pour la première et la dernière électrode, la décroissance du champ est relativement lente à l'extérieur de la zone de stimulation. D'après l'équation 3-5, l'efficacité de la stimulation dépend du gradient de pression électrostatique le long du jet. Dans le cas d'une stimulation avec une électrode unique, les effets de bord sont les plus pénalisants: la distribution de pression est très étalée d'où une l'efficacité réduite de la stimulation.

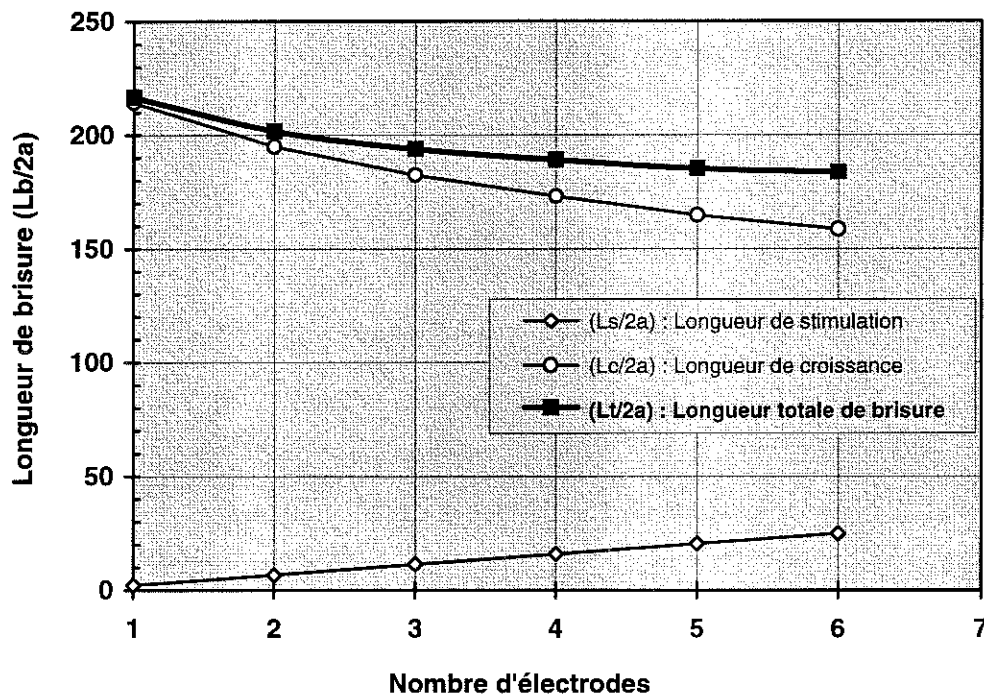


Figure 3-14 Variation de la longueur totale de brisure du jet en fonction du nombre d'électrodes pour une tension d'excitation fixe; ($a = 220 \mu\text{m}$, $U_0 = 6,18 \text{ m/s}$, $F_{\text{goutte}} = 2 \cdot 1502 \text{ Hz}$, $2b = 700 \mu\text{m}$, $d_{j-e} = 700 \mu\text{m}$, $V = 1750 \text{ Volts c-c}$, encre B2290).

Jusqu'à présent, nous avons exprimé la longueur de brisure comme étant la distance mesurée depuis la sortie de la zone de stimulation jusqu'au niveau de la brisure. Dans ce cas, l'origine relative des longueurs de brisure est mobile, sa position variant linéairement avec le nombre d'électrodes. Du point de vue de l'application industrielle, il est intéressant d'exprimer la longueur totale de brisure comme étant la distance qui sépare l'entrée de la zone de stimulation du point de brisure c'est à dire la somme des longueurs de la zone de stimulation et de la zone de croissance. Nous constatons Figure 3-14 qu'à partir de 6 électrodes cette longueur totale tend à se stabiliser. Ceci traduit un phénomène de saturation de la stimulation. La perturbation (impulsion de vitesse radiale) imposée par la première électrode croît non seulement sous l'effet de l'addition des contributions des électrodes suivantes mais aussi sous l'effet de la tension superficielle qui devient de moins en moins négligeable lorsque m croît. En effet,

l'amplitude de la perturbation varie linéairement avec le nombre d'électrodes alors qu'elle est amplifiée exponentiellement sous l'effet des forces capillaires et la contribution relative d'électrodes supplémentaires devient rapidement négligeable. Soit ε_0 la perturbation imposée par une première électrode, l'amplitude de la perturbation imposée se développe selon l'expression $\varepsilon(t) \approx \varepsilon_0 \exp(\gamma t)$. Au niveau de l'électrode m soit au bout du temps adimensionnel $t = (m-1) f \Delta / U_0$ se superpose la contribution ε_0 de l'électrode m qui en valeur relative vaut :

$$C_{relatif} \approx \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_0 \exp(\gamma f \Delta (m-1) / U_0)} = \exp(-\gamma (m-1))$$

avec $U_0 = \lambda F$ et $\lambda = \Delta$ en régime de synchronisation

A titre d'exemple, la contribution apportée par l'électrode $m=6$ ne représente que 20% de celle de l'électrode $m=1$.

3.3.2. Etude de la désynchronisation

Nous nous proposons maintenant d'examiner l'influence de la fréquence d'excitation sur l'efficacité de la stimulation. Rappelons que la théorie linéaire décrivant l'instabilité du jet détermine le coefficient d'amplification des perturbations en fonction de leur nombre d'onde. L'efficacité de la stimulation est maximale pour un nombre d'onde correspondant au taux de croissance maximum. En stimulation avec une électrode, la courbe expérimentale Figure 3-15 (a) reflète la variation du taux de croissance γ . Nous observons une variation continue de la longueur de brisure qui présente une valeur minimale associée au maximum du taux de croissance de la perturbation. En stimulation multi-électrodes (au minimum 2 électrodes), l'expression analytique simplifiée de la longueur de brisure admet des singularités correspondant à des pics de désynchronisation car la longueur de brisure tend mathématiquement vers l'infini:

$$\frac{L_b}{2a} = \frac{\sqrt{W_e}}{2\gamma} \operatorname{Ln} \left(\frac{4\mu (R^2 - 1)}{\pi E u_e \sin(m\pi R)} \right) \rightarrow \infty$$

pour R prenant les valeurs de la série $\dots, 1-2/m, 1-1/m, 1+1/m, 1+2/m, \dots$ avec $R = F\Delta/U_0$.

Physiquement cela signifie que l'impulsion apportée par toutes les électrodes admet une résultante nulle en sortie de la zone de stimulation et tout se passe comme si le jet n'était pas stimulé. Ces pics de désynchronisation sont d'autant plus nombreux et proches du nombre d'onde optimum que le nombre d'électrodes est important. Ce phénomène a bien été observé expérimentalement (Figure 3-15 et Figure 3-17).

Pour un nombre d'électrodes $m=2$ et $m=3$, ces points singuliers sont délicats à mettre en évidence expérimentalement car ils concernent des perturbations de nombre d'onde très différent de k_{opt} et donc faiblement amplifiées par le jet. La mesure de la longueur de rupture du jet est difficile car elle est proche de la longueur de brisure naturelle. Pour un nombre d'électrodes $m \geq 4$, les pics de désynchronisation sont contenus dans la

gamme de fréquence explorable. Ils sont parfaitement visibles et se manifestent par des maxima relatifs de la longueur de brisure qui sont recensés dans le Tableau 3-5. La prédiction de l'existence ainsi que la position en fréquence sont en excellents accord avec le modèle théorique. Les maxima correspondant aux pics de désynchronisation ne sont pas des singularités, ce caractère de singularité provient des approximations donnant l'expression simplifiée de $L_v/2a$ (équation 3-12).

Nombre électrodes m	Pics de désynchronisation					
	(1 - 2/m)		(1 - 1/m)		(1 + 1/m)	
	Expérience	Théorie	Expérience	Théorie	Expérience	Théorie
1	*	*	*	*	*	*
2	*	*	*	*	*	*
3	*	*	805	789	*	*
4	570	601	903	901	*	*
5	723	726	977	968	1502	1453
6	797	814	1021	1017	1460	1424

Tableau 3-5 Récapitulatif de la position des pics de désynchronisation (fréquence de la tension d'excitation) en fonction du nombre d'électrodes (prédictions théoriques et observations expérimentales). Les conditions expérimentales sont celles des Figure 3-15, Figure 3-16, Figure 3-17.

La contribution du terme de vitesse est prépondérante devant le terme de déformation qui peut être négligé sauf dans le cas très particulier des pics de désynchronisation. L'impulsion globale de vitesse est nulle et le terme de déformation est à l'origine de la stimulation du jet avec cependant une efficacité moindre. L'expérience est tout à fait cohérente avec la théorie, en régime de désynchronisation nous observons que le jet reste stimulé avec des pics de désynchronisation qui sont finalement peu prononcés. Visiblement, la brisure est stable, les gouttes sont calibrées, régulièrement espacées et la distance de brisure est bien plus courte que la longueur de brisure dite naturelle du jet.

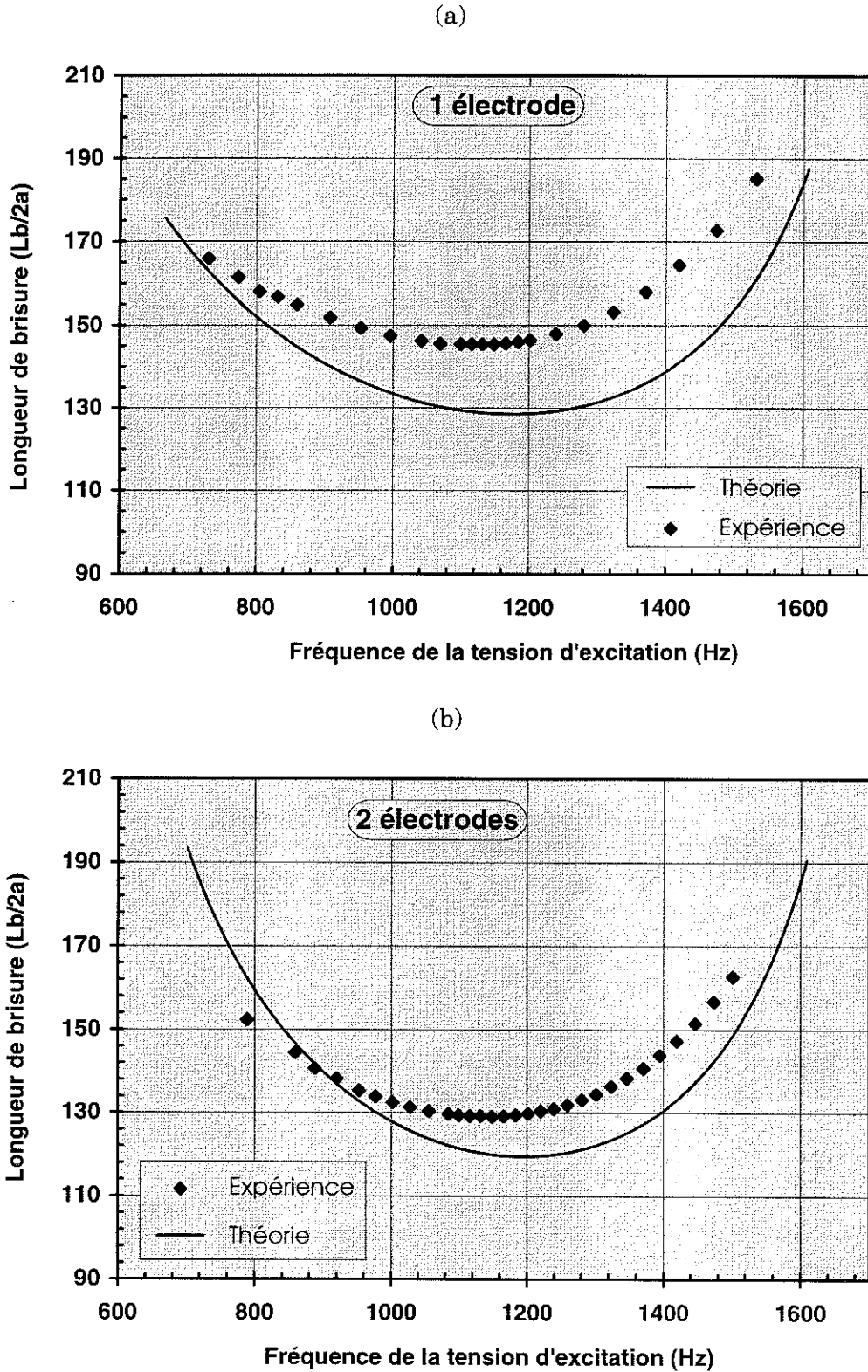
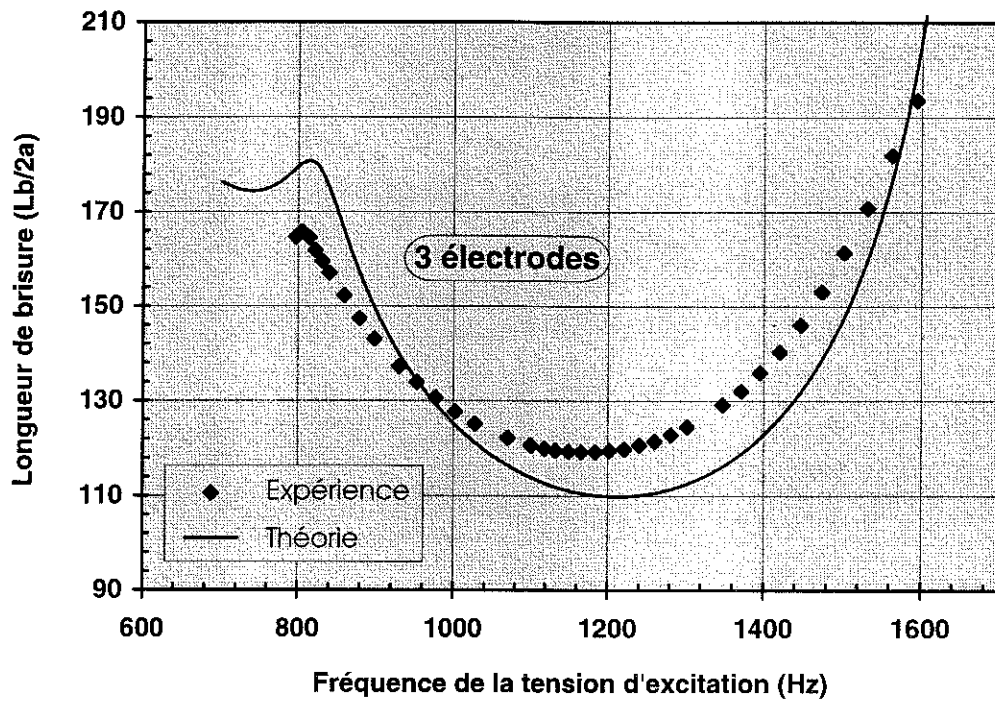


Figure 3-15 Variation de la longueur de brisure en fonction de la fréquence de stimulation ($a = 220 \mu m$, $U_0 = 5,05 m/s$, $2b = 700 \mu m$, $d_{j,e} = 700 \mu m$, $V = 1750$ Volts c-c, encre B2290).

(c)



(d)

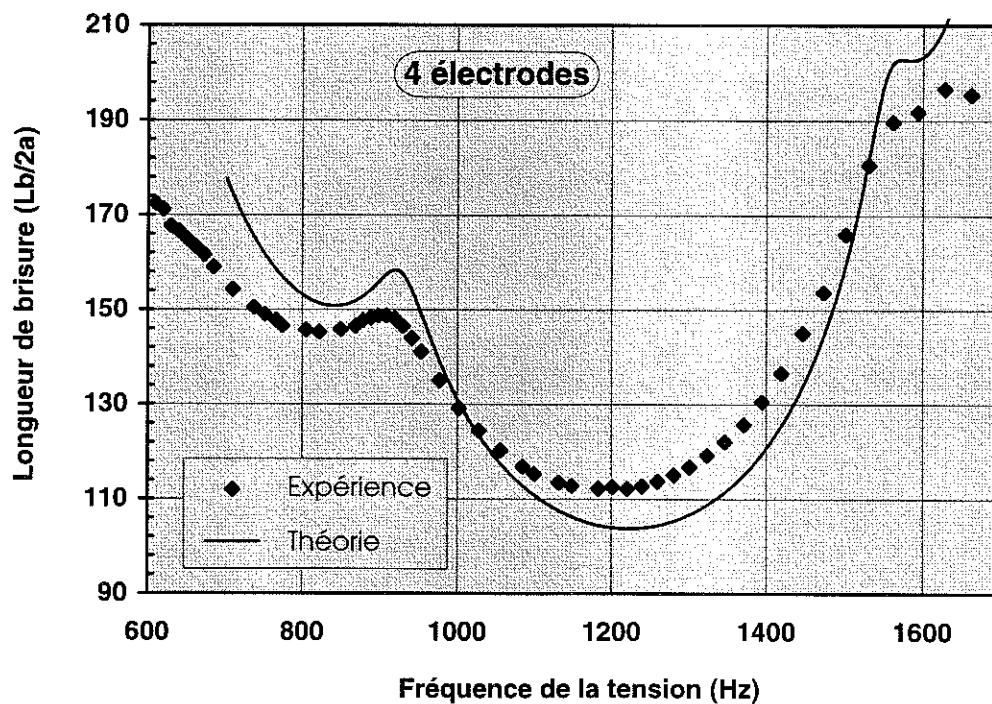
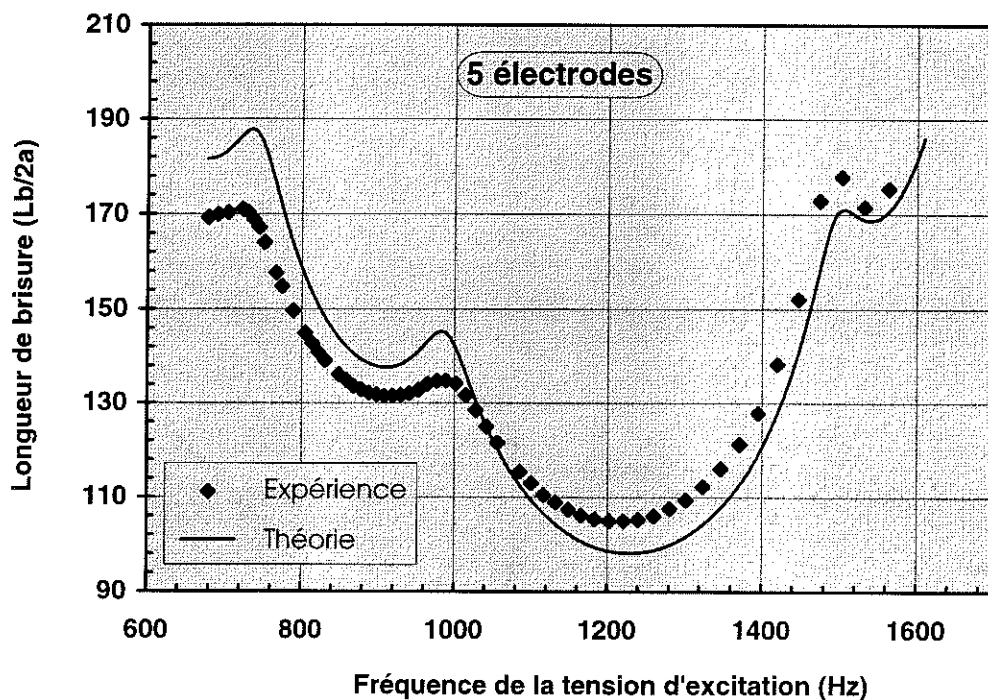


Figure 3-16 Variation de la longueur de brisure en fonction de la fréquence ($a = 220 \mu m$, $U_0 = 5,05 m/s$, $2b = 700 \mu m$, $d_{j,e} = 700 \mu m$, $V = 1750$ Volts c-c, entre B2290).

(e)



(f)

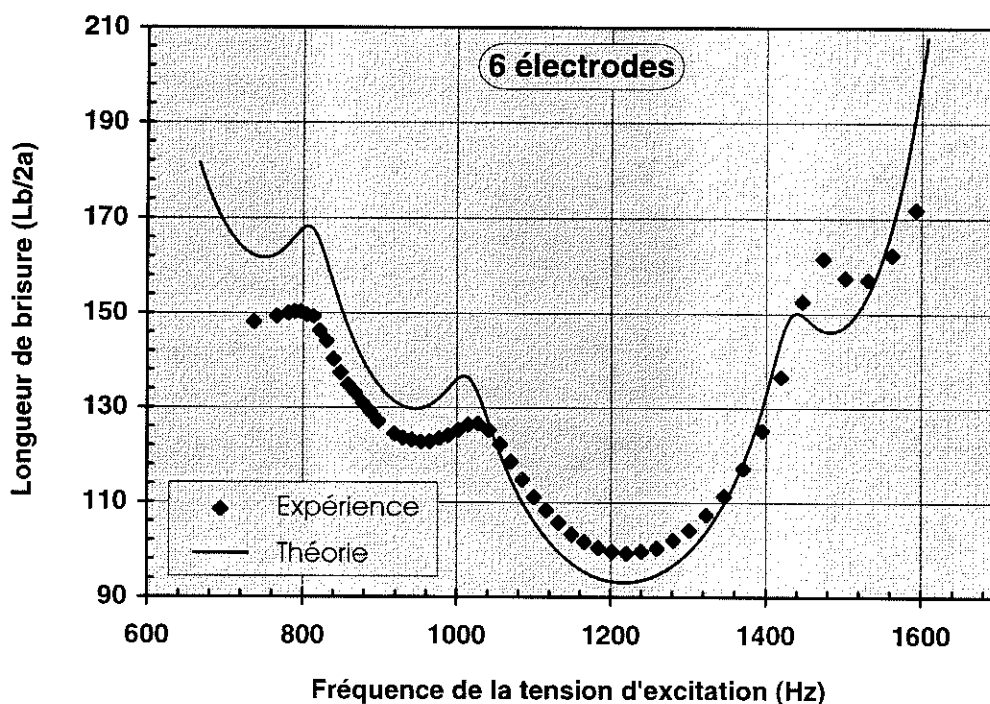


Figure 3-17 Variation de la longueur de brisure en fonction de la fréquence de stimulation ($a = 220 \mu m$, $U_0 = 5,05 m/s$, $2b = 700 \mu m$, $d_{j-e} = 700 \mu m$, $V = 1750$ Volts c-c, encre B2290).

Sur les Figure 3-15 à 3-17, on constate que le minimum absolu de la longueur de brisure diminue lorsque l'on augmente le nombre d'électrodes et que ces minima deviennent de plus en plus prononcés. Ceci conduit à ce que la longueur de brisure devienne beaucoup plus sensible à une variation de la fréquence autour de F_{opt} . Une variation de 5 % sur la fréquence induit une augmentation d'environ une longueur d'onde de la longueur de brisure pour 6 électrodes alors que l'augmentation est insignifiante avec une électrode unique de stimulation. Lorsque la fréquence F s'écarte de F_{opt} la longueur d'onde de la perturbation ne vaut plus exactement la distance inter-électrodes. La perturbation induite par la première électrode n'est plus en phase avec les impulsions de pression électrostatique apportées par les électrodes suivantes. D'une électrode à l'autre le déphasage s'accroît et cette désynchronisation réduit la bande passante autour de la fréquence optimale de façon d'autant plus marquée que le nombre d'électrodes de stimulation est élevé.

La Figure 3-18 regroupe l'ensemble des courbes présentées (Figure 3-15 à Figure 3-17). Nous constatons que la fréquence optimale de stimulation (associée au minimum absolu de longueur de brisure) se décale vers des fréquences plus élevées au fur et à mesure que l'on ajoute des électrodes de stimulation (Tableau 3-6).

	Nombre d'électrodes de stimulation					
	1	2	3	4	5	6
Fréquence optimale (±3Hz)	1124 Hz	1157 Hz	1184 Hz	1202 Hz	1211 Hz	1221 Hz

Tableau 3-6 Evolution de la fréquence optimale de stimulation en fonction du nombre d'électrodes.

Pour une stimulation avec une électrode, la longueur de brisure minimale est observée pour une fréquence du signal de tension $f_1 = 1124$ Hz correspondant à $k_1 = 0,62$ qui n'est autre que le nombre d'onde associé au taux de croissance maximum des perturbations tel que le prédit l'analyse de l'instabilité temporelle du jet; c'est donc la physique du jet (l'instabilité capillaire) qui détermine la fréquence optimale de stimulation. En configuration multi-électrodes, la synchronisation entre les électrodes introduit un effet de filtre de type passe-bande autour de la fréquence que nous appellerons spatiale $f_2 = U_0/2\Delta \cong 1250$ Hz ($U_0 \cong 5,05$ m/s étant la vitesse de jet et $\Delta \cong 2,02$ mm le pas du réseau d'électrodes). En stimulation multi-électrodes c'est la géométrie du dispositif de stimulation qui fixe la fréquence optimale. Dans notre cas, ces deux fréquences ne sont pas égales. En passant de 1 à 6 électrodes de stimulation, nous observons une évolution de la fréquence optimale de stimulation depuis $f_1 \cong 1124$ Hz vers $f_2 \cong 1250$ Hz.

Pour obtenir une efficacité de stimulation maximale, il est indispensable d'optimiser le couple électrodes-jet en s'assurant que le pas du réseau d'électrodes est égal à la longueur d'onde pour laquelle le taux de croissance des perturbations est maximal.

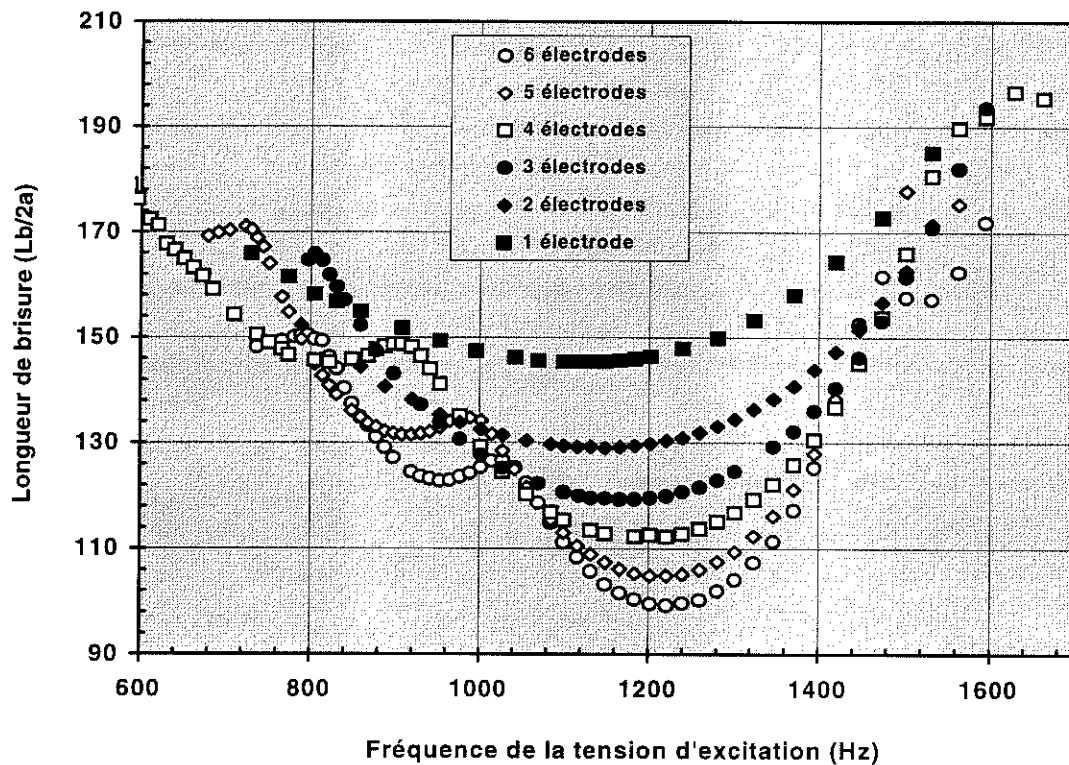


Figure 3-18 Evolution des minima de longueur de brisure en fonction de m par regroupement des courbes expérimentales des Figure 3-15 à Figure 3-17.

3.4. Etudes complémentaires

L'objet de ce paragraphe est de compléter l'étude de la stimulation EHD multi-électrodes menée dans le cadre du paragraphe 3.3. L'originalité de ce paragraphe tient aux deux points suivants:

- le potentiel appliqué sur les électrodes était jusqu'à présent de signe opposé d'une électrode à l'autre (paragraphe 3.3.1). Un tel dispositif nécessite deux canaux haute tension dont les signaux sont déphasés de π . La grande sensibilité de la longueur de brisure à l'équilibre des deux voies est une contrainte de fabrication sévère. Par conséquent, nous nous proposons d'alimenter toutes les électrodes de stimulation avec le même potentiel. Nous examinerons les conséquences majeures d'un tel choix en termes de stimulation.

- l'étude expérimentale a montré qu'un choix inadéquat de la distance inter-électrode et des propriétés du fluide conduisait à une dérive de la fréquence du minimum de longueur de brisure lorsqu'on accroît le nombre d'électrodes de stimulation (paragraphe 3.3.2). Nous avons construit un nouvel élément de stimulation à 6 électrodes tel que la distance inter-électrodes soit égale à la longueur d'onde optimale. Nous nous proposons de reprendre dans ces conditions l'étude expérimentale de la désynchronisation.

3.4.1. Stimulation avec un signal de tension unique

Tout d'abord, il convient de reprendre le modèle théorique développé dans le paragraphe 3-1 car la distribution de champ dans la zone de stimulation est différente. En alimentant toutes les électrodes avec le même potentiel, le champ conserve le même signe dans toute la zone de stimulation. La pression électrostatique qui s'applique à la surface du jet est maximale en face d'une électrode et minimale mais positive à mi-distance entre deux électrodes adjacentes (Figure 3-19). Comme dans le paragraphe 3-1, il s'agit de proposer une expression du champ à variables de temps et d'espace séparées. Le terme spatial donne la distribution de champ le long du jet.

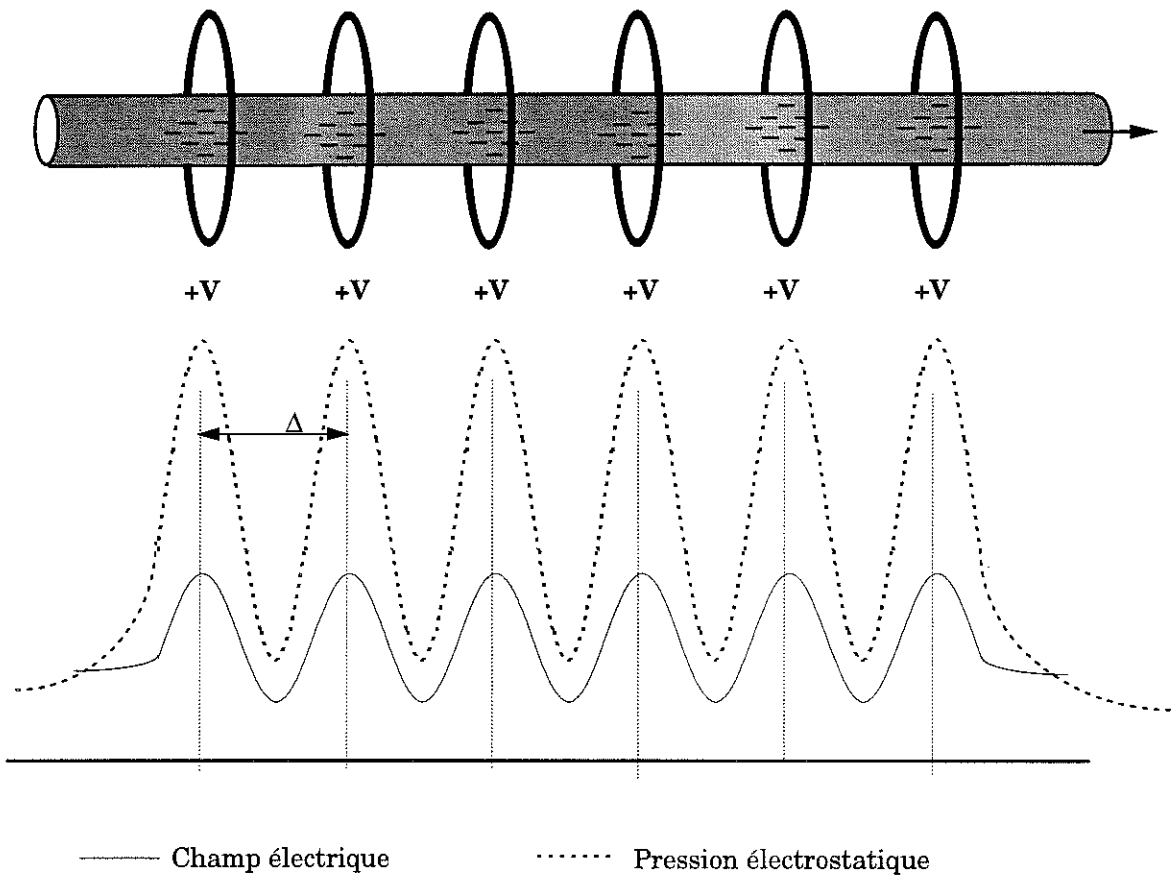


Figure 3-19 Allure des distributions de champ et de pression électrostatique retenue pour la modélisation de la stimulation EHD multi-électrodes avec un signal unique de stimulation ($C > 1$).

Nous nous plaçons dans l'approximation simple où la variation axiale du champ suit une loi sinusoïdale de sorte que le champ s'écrit:

$$E(x,t) = E_0 \cos\left(\frac{\omega t}{2}\right) \left[C + \cos\left(\frac{2\pi x}{\Delta}\right) \right]$$

avec $C > 1$ et $2 * E_0$ étant l'amplitude du champ crête à crête.

L'expression de la pression électrostatique est:

$$P_e(x,t) = -\frac{1}{4}\varepsilon_0 E_0^2 [1 + \cos(\omega t)] \left[C^2 + \frac{1}{2} + 2C \cos\left(\frac{2\pi x}{\Delta}\right) + \frac{1}{2} \cos\left(\frac{4\pi x}{\Delta}\right) \right]$$

A partir de cette nouvelle expression du champ, il faut résoudre l'équation générale 3-5 qui décrit le problème du jet. La conduite des calculs est formellement identique à celle décrite dans le paragraphe 3-1. Examinons d'abord le problème de l'excitation dans la zone de stimulation. L'équation 3-6 qu'il faut résoudre a pour expression:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}\right)^2 \delta = \left(\frac{a}{2\delta_0}\right) Eu_e \frac{\partial^2 P_e}{\partial x^2}$$

La variation de la pression électrostatique suivant x nous conduit à écrire:

$$\frac{\partial^2 P_e}{\partial x^2} = \varepsilon_0 E_0^2 \frac{2\pi^2}{\Delta^2} [1 + \cos(\omega t)] \left[C \cos\left(\frac{2\pi x}{\Delta}\right) + \cos\left(\frac{4\pi x}{\Delta}\right) \right]$$

Nous reprenons les mêmes échelles que précédemment excepté pour la pression électrostatique ($P_{e0} = 2 \varepsilon_0 E_0^2$). En conservant les mêmes notations et en posant de nouveau $R = \Delta/\lambda$, la forme adimensionnelle de l'expression ci-dessus s'écrit:

$$\frac{\partial^2 P_e}{\partial x^2} = \frac{\pi^2}{R^2} [1 + \cos(2\pi t)] [C \cos(2\pi x/R) + \cos(4\pi x/R)]$$

Précisons l'expression du nombre de Euler électrique avec les nouvelles conventions:

$$Eu_e = \frac{P_{e0}}{\rho U_0^2} = \frac{2\varepsilon_0 E_0^2}{\rho U_0^2}$$

En introduisant l'expression de P_e et $\delta = A(x) \exp(2\pi i (t-x))$ dans l'équation 3-6, nous obtenons:

$$\frac{d^2 A}{dx^2} = \frac{\alpha \pi^2 Eu_e}{4\delta_0 R^2} \left[C e^{2\pi i \left(1 + \frac{1}{R}\right)x} + C e^{2\pi i \left(1 - \frac{1}{R}\right)x} + e^{2\pi i \left(1 + \frac{2}{R}\right)x} + e^{2\pi i \left(1 - \frac{2}{R}\right)x} \right]$$

Il s'agit de résoudre cette équation différentielle du deuxième ordre. L'expression de $A(x)$ est:

$$A(x) = -\frac{\alpha Eu_e}{16\delta_0} \left[\frac{C e^{2\pi i \left(1 + \frac{1}{R}\right)x}}{(R+1)^2} + \frac{C e^{2\pi i \left(1 - \frac{1}{R}\right)x}}{(R-1)^2} + \frac{e^{2\pi i \left(1 + \frac{2}{R}\right)x}}{(R+2)^2} + \frac{e^{2\pi i \left(1 - \frac{2}{R}\right)x}}{(R-2)^2} \right] + C_1 x + C_2$$

Les constantes d'intégration sont déterminées à partir des conditions initiales à l'entrée de la zone de stimulation. Ensuite, il faut déterminer les expressions de $A(x)$ et $dA(x)/dx$ à la sortie de la zone de stimulation en $x = x_1$ qui prennent pour expression:

$$\left| \begin{aligned} A(x_1) &= \left(\frac{\alpha E u_e}{8 \delta_0} \right) e^{-i\pi R} \left[\left(e^{2\pi i m R} - 1 \right) \left(\frac{C(R^2 + 1)}{(R^2 - 1)^2} - \frac{R^2 + 4}{(R^2 - 4)^2} \right) - 2\pi i m R \left(\frac{C}{(R^2 - 1)} - \frac{1}{(R^2 - 4)} \right) \right] \\ \frac{dA(x_1)}{dx} &= \left(\frac{i\pi \alpha E u_e}{4 \delta_0} \right) e^{-i\pi R} \left[\left(e^{2\pi i m R} - 1 \right) \left(\frac{C}{(R^2 - 1)} - \frac{1}{(R^2 - 4)} \right) \right] \end{aligned} \right.$$

Dans la zone de croissance, l'équation à résoudre et la solution générale sont les mêmes qu'au paragraphe 3-1. Après retour aux grandeurs dimensionnelles, la longueur de brisure L_b prend l'expression suivante:

$$\frac{L_b}{2a} = \frac{\sqrt{We}}{2\gamma} \operatorname{Ln} \left(\frac{8 \mu}{Eu_e \|Z\|} \right)$$

avec le nombre complexe $Z = X + iY$

$$Z = \left\{ \begin{aligned} X &= \left\{ \frac{1}{2} \left[\frac{C(R^2 + 1)}{(R^2 - 1)^2} - \frac{R^2 + 4}{(R^2 - 4)^2} \right] (\cos(2\pi m R) - 1) - \frac{\pi}{\mu} \left[\frac{C}{(R^2 - 1)} - \frac{1}{(R^2 - 4)} \right] \sin(2\pi m R) \right\} \\ + \\ iY &= i \left\{ \frac{1}{2} \left[\frac{C(R^2 + 1)}{(R^2 - 1)^2} - \frac{R^2 + 4}{(R^2 - 4)^2} \right] \sin(2\pi m R) + \frac{\pi}{\mu} \left[\frac{C}{(R^2 - 1)} - \frac{1}{(R^2 - 4)} \right] (\cos(2\pi m R) - 1) - \pi m R \right\} \end{aligned} \right.$$

Comme dans le paragraphe précédent, l'interprétation de l'expression de la longueur de brisure est plus aisée si l'on retient comme terme de stimulation uniquement la composante de vitesse radiale. L'expression de la longueur de brisure est alors:

$$\frac{L_b}{2a} = \frac{\sqrt{We}}{2\gamma} Ln \left(\frac{2\mu}{\pi E u_e \sin m\pi R \left[\frac{1}{R^2 - 4} - \frac{C}{R^2 - 1} \right]} \right) \quad (3-14)$$

La différence avec la formule 3-12 provient uniquement du crochet dans le dénominateur du logarithme. Donc on doit retrouver les pics de désynchronisation pour lesquels la longueur de brisure admet des maxima relatifs lorsque le terme en sinus s'annule. A la différence de l'analyse précédente, il n'existe non pas un mais deux régimes de synchronisation possibles pour R prenant les valeurs 1 ou 2. Cela signifie que la courbe de longueur de brisure en fonction de R admet deux minima de longueur. Ce point sera examiné de façon approfondie dans le paragraphe 3.4.3.

3.4.2. Synchronisation spatiale et temporelle

Nous avons constaté une évolution de la fréquence caractérisant le minimum absolu de longueur de brisure lorsqu'on accroît le nombre d'électrodes de stimulation (paragraphe 3.3.2) dû au fait que la distance inter-électrode Δ est différente de la longueur d'onde optimale λ_{opt} . Nous avons construit un nouvel élément de stimulation à 6 électrodes en tout point identique au précédent excepté le fait que la distance inter-électrodes (Δ) vaut maintenant 2,25 mm au lieu de 2,02 mm. D'après la théorie linéaire visqueuse [Rayleigh - 1882]:

$$\lambda_{opt} = 2\pi a \sqrt{2 \left(1 + \sqrt{\frac{9 \mu^2}{2 \rho a \sigma}} \right)}$$

la distance $\Delta = 2,25$ mm qui sépare les électrodes est à présent sensiblement égale à la longueur d'onde optimale $\lambda_{opt} = 2,22$ mm.

Nous avons repris l'étude expérimentale de la désynchronisation (courbes de longueur de brisure en fonction de la fréquence) pour un nombre d'électrodes variant de 1 à 6 (Figure 3-20). L'existence et la position des pics de désynchronisation sont correctement prédits par la modélisation. Précisons que les prédictions théoriques prennent en compte les termes d'amplitude et de vitesse de la perturbation induite à la sortie de la zone de stimulation ce qui donne une prédiction très réaliste de la variation de la longueur de brisure.

Le nombre de Euler électrique et le coefficient C ont été choisis au mieux compte tenu de la géométrie et l'amplitude du potentiel imposé sur les électrodes. La détermination théorique de la distribution du champ électrique le long du jet dans la zone de stimulation reste un point délicat pour obtenir une prédiction quantitative de la longueur de brisure. Ce point a déjà été abordé et discuté dans les paragraphes 3.3.1 et 3.2.2.

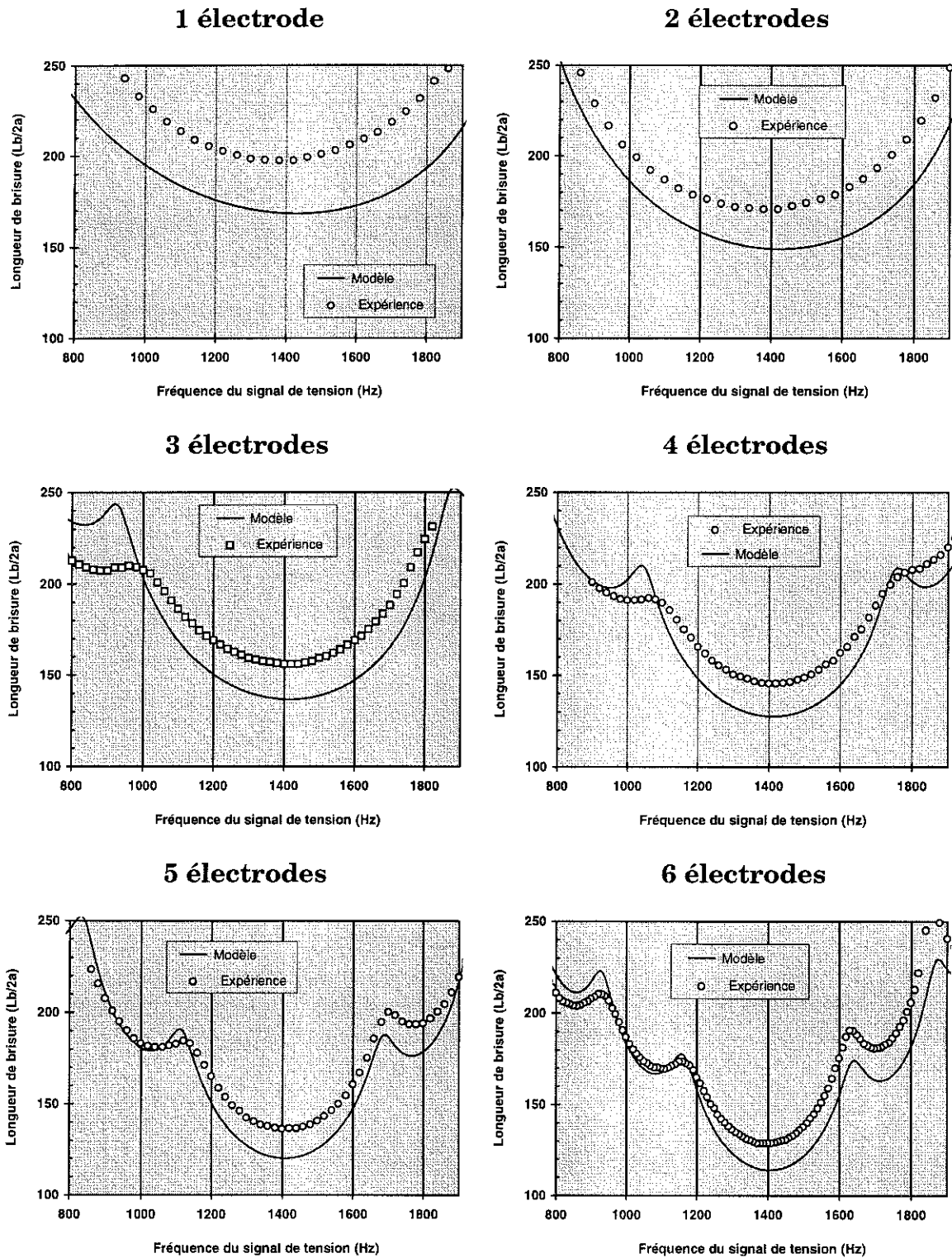


Figure 3-20 Variations de la longueur de brisure en fonction de la fréquence de stimulation pour un nombre d'électrodes de stimulation variant de 1 à 6. La tension est en phase sur toutes les électrodes ($a = 220 \mu\text{m}$, $U_0 = 6,31 \text{ m/s}$, $\Delta = 2,25 \text{ mm}$, $d_{j-e} = 700 \mu\text{m}$, $2b = 400 \mu\text{m}$, $V = 1750 \text{ Volts c-c}$, $Eu_e = 310^5$, $C = 6$, encre B2290).

Ces courbes sont regroupées sur la Figure 3-21, nous observons une synchronisation presque parfaite, le minimum absolu de longueur de brisure étant indépendant du nombre d'électrodes de stimulation. Ces résultats démontrent la validité des hypothèses avancées qui nous ont conduit à modifier le pas du réseau d'électrode.

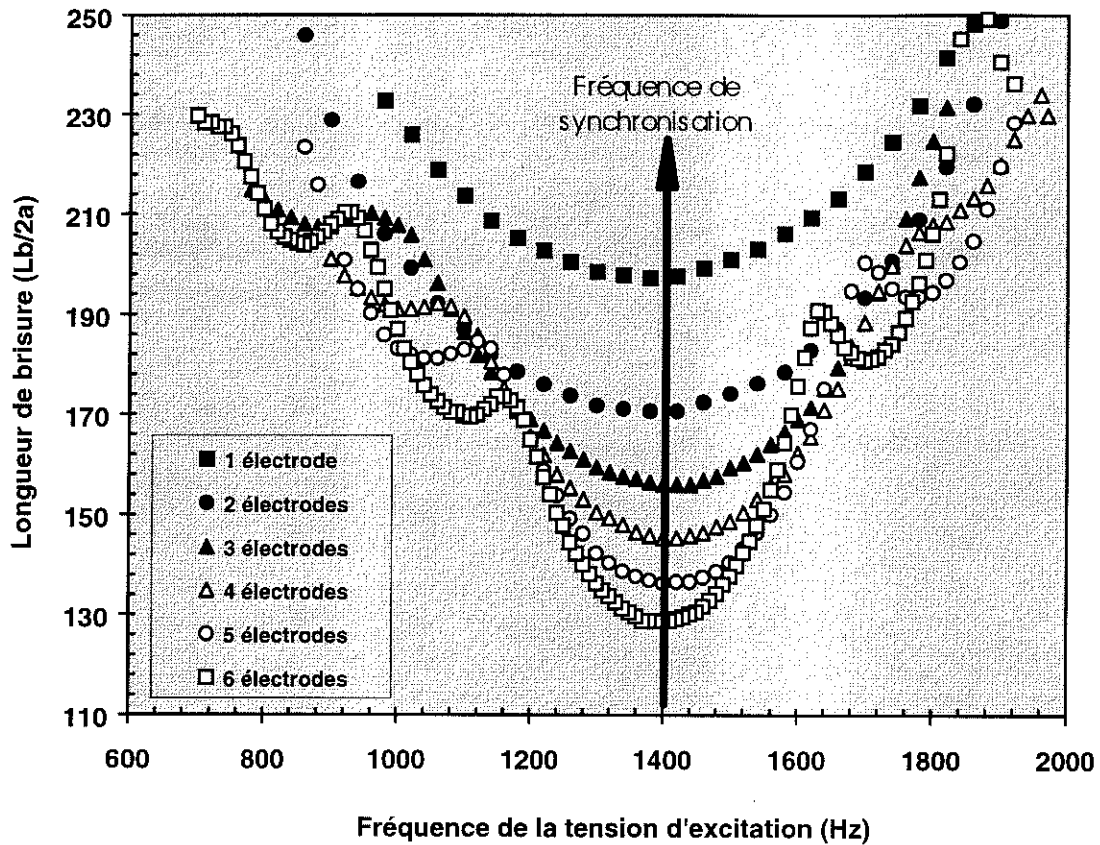


Figure 3-21 Variation de la longueur de brisure en fonction de la fréquence de stimulation pour un nombre d'électrodes variables $m \in [1 \text{ à } 6]$, la tension est en phase sur toutes les électrodes ($\Delta/a = 10$, $U_0 = 6,31 \text{ m/s}$, $d_{j,e} = 700 \text{ }\mu\text{m}$, $2b = 400 \text{ }\mu\text{m}$, $V = 1750 \text{ Volts c-c}$, encre B2290).

3.4.3. Compléments sur la synchronisation

Pour une stimulation multi-électrodes avec toutes les électrodes portées au même potentiel, l'expression simplifiée de la longueur de brisure est:

$$\frac{Lb}{2a} = \frac{\sqrt{We}}{2\gamma} \operatorname{Ln} \left(\frac{2\mu}{\pi E u_e \sin m\pi R \left[\frac{1}{R^2 - 4} - \frac{C}{R^2 - 1} \right]} \right)$$

Cette expression présente des singularités lorsque le terme $\sin m\pi R$ s'annule. Pour R différent de 1 ou 2, il s'agit des pics de désynchronisation maintenant bien connus (en pratique de maxima relatifs de longueur de brisure). Dans le cas particulier $R = 1$ ou 2 , la longueur de brisure n'admet pas de singularité: nous sommes dans des régimes de synchronisation et on s'attend à obtenir deux minima de longueur de brisure. Mais avec le jet de diamètre $2a = 440 \mu\text{m}$ nous avons pour:

$$\begin{array}{lll}
 R = 1 & k = 2\pi a R / \Delta = 2\pi a / \Delta & k = 0,61 \\
 R = 2 & k = 2\pi a R / \Delta = 4\pi a / \Delta & k = 1,22
 \end{array}$$

Le cas $R = 2$ est inaccessible car il faut respecter la condition d'instabilité du jet $k \leq 1$.

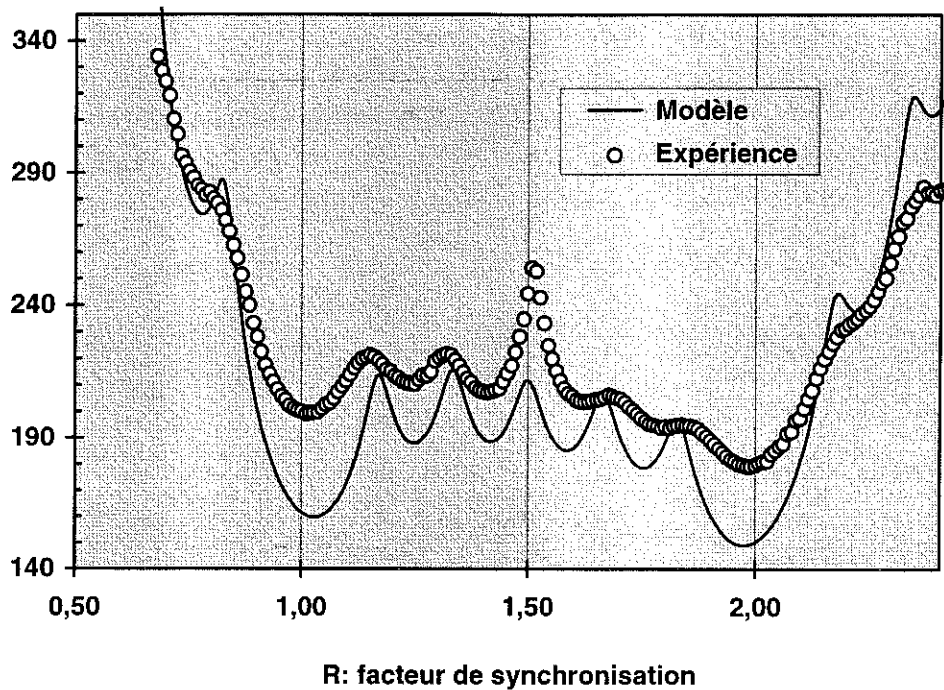


Figure 3-22 Variation de la longueur de brisure en fonction de la fréquence de stimulation avec 6 électrodes de stimulation toutes portées au même potentiel. ($\Delta/a = 18$, $U_0 = 9,9 \text{ m/s}$, $d_{j_0} = 240 \mu\text{m}$, $2b = 700 \mu\text{m}$, $V = 1500 \text{ Volts c-c}$, $Eu_0 = 210^4$, $C = 1,5$, encre B2290).

Par conséquent, il faut modifier les conditions expérimentales si l'on veut rendre le cas $R=2$ accessible. Nous avons choisi de travailler avec un jet de diamètre $2a = 250 \mu\text{m}$ qui nous permet d'explorer expérimentalement les deux régimes de synchronisation. Les résultats sont présentés sur la Figure 3-22. Au premier abord la courbe semble assez sinieuse. Il faut distinguer:

- les 2 minima relatifs de longueur de brisure correspondant aux régimes de synchronisation $R = 1$ et $R = 2$. En accord avec le modèle linéaire, nous observons bien deux minima bien marqués aux abscisses $R \equiv 1$ et $R \equiv 2$ (Figure 3-22).

■ Les maxima relatifs de longueur de brisure qui traduisent les régimes de désynchronisation pour lesquels la stimulation se réduit exclusivement à la contribution du terme de déformation.

Sur la Figure 3-22, nous avons superposé la courbe calculée à partir du modèle complet (nous avons tenu compte des termes de vitesse et de déformation induites par la stimulation EHD) en prenant en compte la viscosité. L'allure de la courbe théorique est en bon accord avec celle de la courbe expérimentale (en première approximation, le coefficient C a été pris égal à 1).

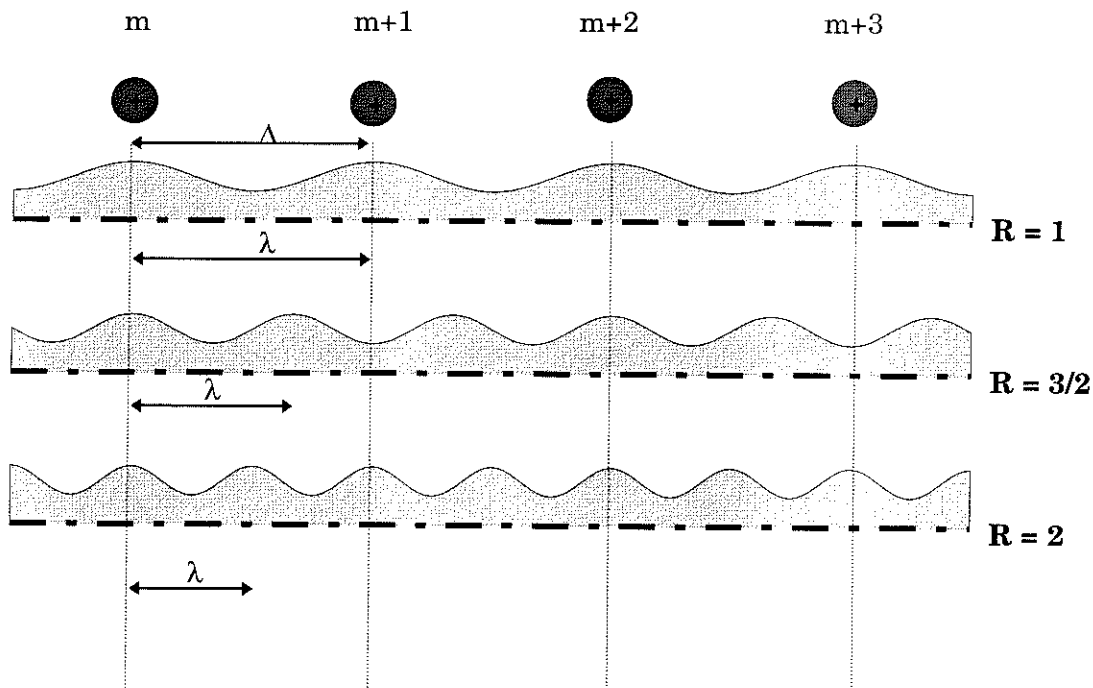


Figure 3-23 Diagramme schématisant la déformation du jet par rapport au réseau d'électrodes pour les nombres R prenant les valeurs typiques 1, 3/2 et 2.

Le régime de synchronisation observé pour $R = 1$ signifie que l'amplitude maximale de la perturbation est localisée en face d'une électrode de stimulation (Figure 3-23). La pression électrostatique accentue la déformation qui se renforce d'une électrode à la suivante. Le régime de synchronisation pour $R = 2$ se traduit par une longueur d'onde telle que $\lambda = \Delta/2$. Dans ce cas, la déformation qui est à nouveau en phase avec la stimulation se renforce d'une électrode à la suivante ce qui conduit à un autre minimum de longueur de brisure du jet. Le cas particulier où $R = 3/2$ est particulièrement intéressant. Expérimentalement (Figure 3-22), nous observons un maximum prononcé de longueur de brisure. Il s'agit d'un pic de désynchronisation où l'effet des électrodes s'annule deux à deux. L'électrode $m+1$ tend à former un gonflement de la surface du jet dans une zone où l'effet de l'électrode m a provoqué un amincissement. L'action de la stimulation est en phase d'une électrode à l'autre alors que la courbure locale de la perturbation est déphasée de π . L'effet de deux électrodes adjacentes tend à se compenser et cela induit une efficacité réduite de la stimulation.

3.5. Stimulation avec 1 électrode

La présence de ce paragraphe est principalement dictée par l'intérêt industriel dont les applications portent sur des jets de quelques dizaines de microns de diamètre. Rappelons que nous avons travaillé jusqu'à présent avec un jet d'assez gros diamètre (440 μm), nous reprenons l'étude de la stimulation EHD avec une électrode unique sur un jet de petit diamètre. Notre démarche consiste à préciser l'effet de la stimulation EHD avec une électrode unique sur le dispositif agrandi (courbes de longueur de brisure en fonction de l'amplitude et de la fréquence du signal d'excitation); cette étude est reprise sur un jet de plus petit diamètre (72 μm) en respectant au mieux les conditions de similitudes établies dans le chapitre 2. Les résultats seront comparés qualitativement et quantitativement et nous discuterons de la validité de l'analyse dimensionnelle ainsi que des limites des conditions de similitude.

3.5.1. Stimulation EHD avec 1 électrode (dispositif agrandi)

• La longueur de brisure en fonction de l'amplitude de l'excitation

Avec un nouvel amplificateur HT dont la dynamique de tension est plus élevée que précédemment, nous avons tracé une courbe de longueur de brisure en fonction de l'amplitude du signal d'excitation. Dans le cas de l'excitation EHD, il convient de souligner l'excellente linéarité de la courbe expérimentale dans un diagramme linéaire-logarithmique sur près de 3 ordres de grandeur de variation de la pression électrostatique (Figure 3-24). Avec un signal de stimulation simple [$V(t) = V_0 \cos(\omega t)$], la forme de la brisure conduit à la formation d'une goutte principale accompagnée d'un satellite lent. Sur toute la gamme d'amplitude de l'excitation explorée, la forme de la brisure reste inchangée et est typique d'une excitation avec 1 mode. La stimulation EHD est une technique d'excitation faible car dans la pratique la pression électrostatique est limitée par le champ de claquage. En terme de perturbation de rayon équivalent, la perturbation induite est toujours de faible amplitude ($|\epsilon_r/a| \sim 10^{-3}$). La croissance des perturbations se produit pour l'essentiel dans un régime linéaire. Les seuls effets non linéaires sont générés par le jet et se manifestent par la présence d'un satellite. Il est impossible de contrôler la forme de la brisure en jouant sur l'amplitude pour une excitation à 1 mode (contrairement à une excitation piézo-électrique).

En stimulation EHD, la fonction de transfert qui relie le signal de commande à la perturbation de rayon est parfaitement définie contrairement à d'autres techniques (piezo-électrique, ...). Cela tient aussi au fait que l'élément de stimulation est localisé à l'extérieur de la cavité d'où sort le jet.

La Figure 3-24 a été tracée pour la fréquence associée à une longueur de brisure minimale du jet c'est à dire pour un taux de croissance maximum des perturbations (γ_{opt}). La valeur du taux de croissance est déduite de la pente:

$$\frac{L_b}{2a} = \frac{\sqrt{We}}{2\gamma} \operatorname{Ln} \left(\frac{8\mu}{\pi^2 E u_e} \right)$$

$$\gamma_{opt} = \frac{\sqrt{We}}{2 * pente}$$

$$\gamma_{opt} = 0,277$$

$$k_{opt} = 0,61$$

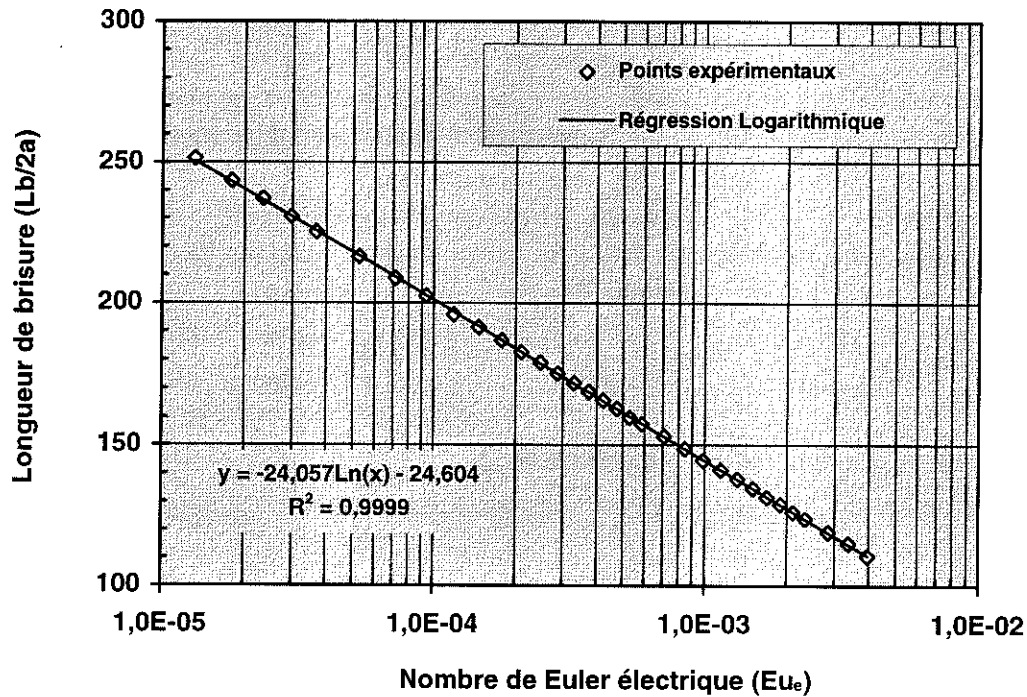


Figure 3-24 Variation de la longueur de brisure en fonction du nombre de Euler électrique (le calcul du champ est $E=V/d_{j,e}$). ($a = 220 \mu m$, $U_0 = 6,34 m/s$, $m = 1$, $d_{j,e} = 400 \mu m$, $2b = 700 \mu m$, $F = 2*1400 Hz$, $V \in [240-5200] Volts c-c$, encre B2290).

•La longueur de brisure en fonction de la fréquence de stimulation

Nous avons déterminé le taux de croissance des perturbations à partir de la pente de la courbe $L_b/2a = f(Eu_e)$ pour une fréquence donnée. A présent, pour un nombre de Euler électrique fixé, nous relevons la longueur de brisure du jet en fonction de la fréquence de stimulation. En faisant l’hypothèse que l’amplitude de la perturbation initiale est indépendante de la fréquence, par une simple règle de 3 ($\gamma_1 / \gamma_2 = L_{b-2} / L_{b-1}$), nous obtenons une courbe de dispersion c’est à dire la variation du taux de croissance en fonction du nombre d’onde (Figure 3-25).

Nous avons superposé la courbe expérimentale et la courbe théorique donnée par la théorie linéaire visqueuse. La cohérence des résultats confirme qu’en première approximation la perturbation imposée par la stimulation est indépendante de la fréquence. L’excitation EHD ne présente pas de mode résonnant contrairement à une stimulation piézo-électrique. Il est aisé de se faire une idée de la courbe d’instabilité en jouant sur la fréquence du signal.

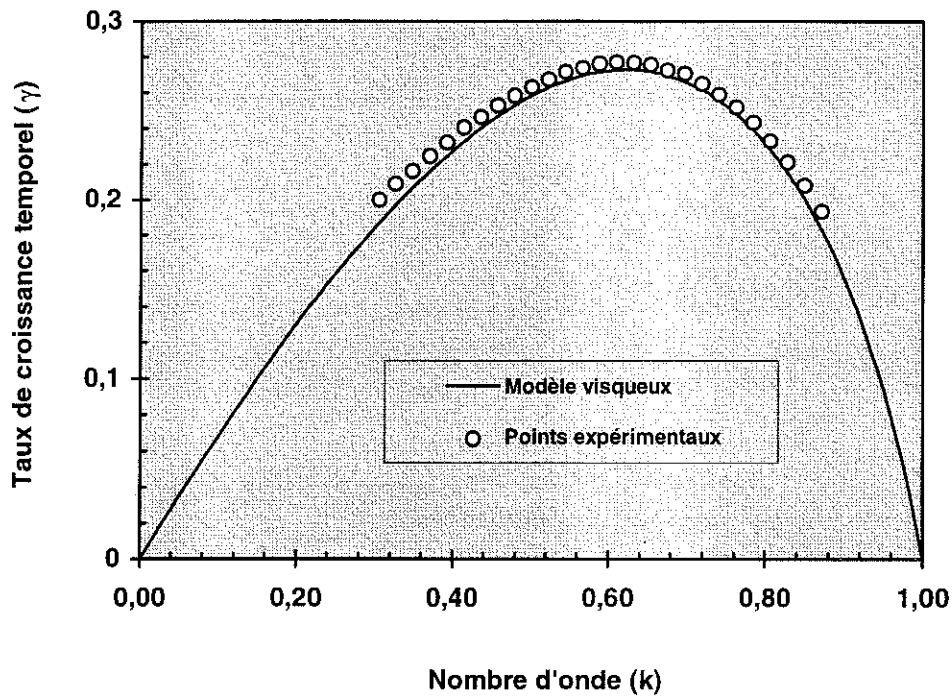


Figure 3-25 Variation du taux de croissance en fonction du nombre d'onde. ($a = 220 \mu m$, $U_0 = 6,34 m/s$, $m = 1$, $d_{j-e} = 400 \mu m$, $2b = 700 \mu m$, $V = 1750$ Volts c-c, encre B2290).

$$\frac{L_b}{2a} = \frac{\sqrt{We}}{2\gamma} \operatorname{Ln} \left(\frac{4\mu}{\pi E u_e} \frac{(R^2 - 1)}{\sin(m\pi R)} \right) \iff \frac{L_b}{2a} = \frac{\sqrt{We}}{2\gamma} \operatorname{Ln} \left(\frac{\epsilon_0}{a} \right)$$

Cependant en reprenant l'expression de la longueur de brisure, nous voyons que l'amplitude de la perturbation initiale est contenue dans le logarithme. Ce terme n'est pas complètement indépendant du nombre d'onde.

$$\frac{L_b}{2a} = \frac{\sqrt{We}}{2\gamma} \operatorname{Ln} \left(\frac{\left(\frac{8\pi}{\sqrt{We}} \sqrt{\frac{1-k^2}{2}} \right) \left(\left(\frac{k}{2\pi} \frac{\Delta}{a} \right)^2 - 1 \right)}{\pi E u_e \sin(mk\Delta / 2a)} \right)$$

En toute rigueur, le taux de croissance devrait être déterminé à partir de la pente des courbes $L_b/2a = f(Eu_e)$ tracées pour différentes valeurs de la fréquence et donc de k .

3.5.2. Etude de la similitude de 2 jets de taille différente

Nous allons maintenant reproduire les expériences de base que sont les variations de la longueur de brisure en fonction de l'amplitude de l'excitation et de la fréquence sur un dispositif « petit jet » en conservant les nombres adimensionnels typiques du problème

du jet (l'analyse comparative n'a de sens que si l'on respecte les nombres sans dimension):

■ *Le diamètre de jet* Afin de pouvoir réutiliser la chaîne électronique de synthèse des signaux électriques sur laquelle repose l'expérimentation, nous avons choisi de travailler avec un diamètre de jet de $72 \mu\text{m}$. Les fréquences de stimulation du jet qui sont typiquement de l'ordre de quelques dizaines de kilo-Hertz sont compatibles avec la bande passante du dispositif.

■ *L'encre* Les propriétés de l'encre sont choisies de manière à respecter la valeur du nombre d'Ohnesorge. Précisons que le nombre d'Ohnesorge a été construit en considérant une valeur statique de la tension superficielle.

■ *La vitesse de jet* Ce paramètre est ajusté de façon à respecter les nombres de Reynolds et Weber qui sont deux nombres essentiels pour conserver la similitude liée à la physique de l'instabilité capillaire. Le nombre de Euler électrique est relativement découplé et caractérise la stimulation. Il peut être ajusté aisément en jouant sur l'amplitude du champ électrique.

Le choix de la vitesse a été effectué à partir d'une méthode graphique (Figure 3-26). Les droites horizontales correspondent aux valeurs des nombres adimensionnels de Weber et Reynolds de la maquette agrandie compte tenu des expériences déjà réalisées sur le dispositif agrandi. Les courbes traduisent la variation de ces nombres en fonction de la vitesse pour un jet de diamètre $2a = 72 \mu\text{m}$. Les points d'intersection fixent la vitesse du jet à 12 m/s .

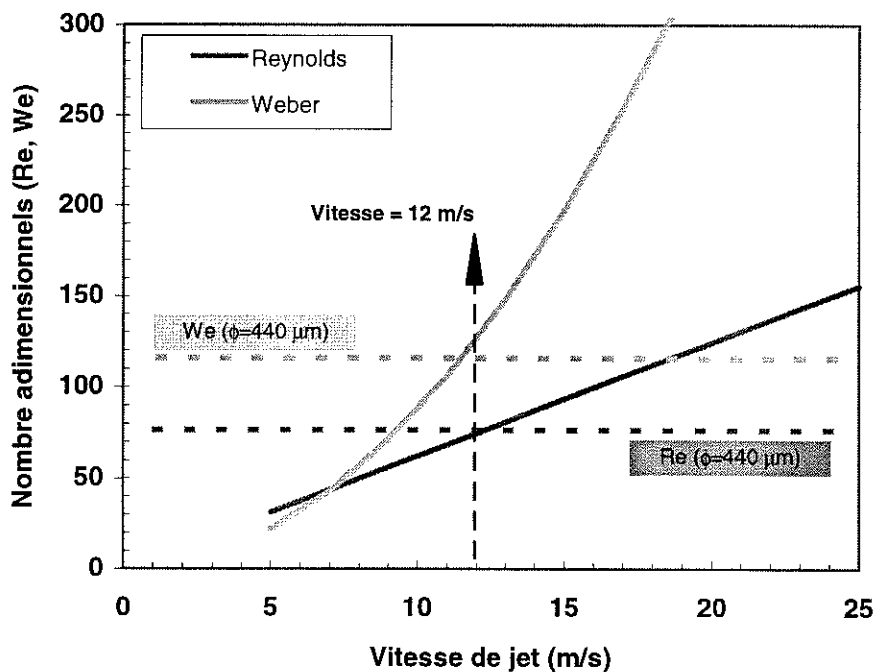


Figure 3-26 Détermination par une méthode graphique de la vitesse de jet pour le dispositif expérimental « petit jet ».

Le Tableau 3-7 compare les valeurs que prennent les principaux paramètres de deux maquettes jet d'encre ayant des diamètres de jet différents tout en remplissant au mieux les conditions de similitude.

	Maquette	
	Prototype	Modèle (Echelle 1)
<i>Diamètre de jet</i>	440 μm	72 μm
<i>Vitesse de jet</i>	5 m/s	12 m/s
<i>Nature de l'encre</i>	Eau+Glycérol+colorant	Eau+Glycérol+colorant
<i>Viscosité dynamique</i>	17 mPa s	6,35 mPa s
<i>Tension superficielle statique</i>	58 mN/m	45 mN/m
<i>Masse volumique</i>	1165 Kg/m ³	1130 Kg/m ³
<i>Tension de stimulation</i>	1750 V (c-c)	400 V (c-c)
<i>Fréquence tension (k=0,60)</i>	\cong 724 Hz	\cong 16 kHz
<i>Distance jet-électrode</i>	400 μm	60 μm
<i>Épaisseur d'électrode</i>	700 μm	100 μm
<i>Nombre d'Ohnesorge</i>	\cong 0,14	\cong 0,14
<i>Nombre de Reynolds</i>	75	77
<i>Nombre de Weber</i>	117	126
<i>Nombre Euler électrique</i>	$6,7 \cdot 10^4$	$6,2 \cdot 10^4$
<i>Nombre de Strouhal</i>	0,032	0,032

Tableau 3-7 Tableau récapitulatif des caractéristiques de la maquette agrandie (prototype) et de celle à l'échelle 1 (modèle), le nombre de Euler électrique est calculé à partir de l'expression simple du champ $E=V/d_{j-e}$.

D'un point de vue pratique, le dispositif de stimulation « petit jet » est constitué d'un sandwich de 3 électrodes planes métalliques (feuilles de clinquant) séparées par des feuilles isolantes (Figure 3-27). L'ensemble est lié par une résine époxy (Araldite). Deux des trois électrodes jouent le rôle de garde électrostatique et sont connectées à la masse. L'électrode centrale dont la tranche est légèrement débordante est celle de stimulation.

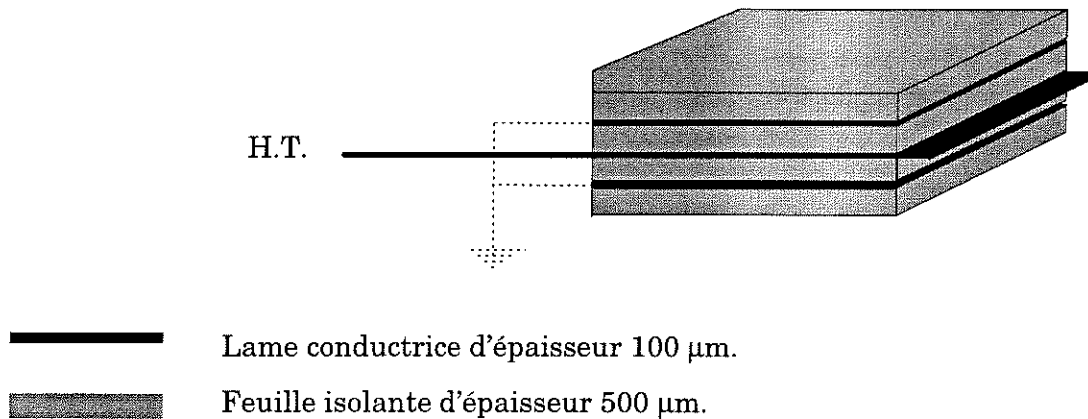


Figure 3-27 Schéma de principe du dispositif de stimulation pour le jet de diamètre $2a = 72 \mu\text{m}$.

Pour l'étude de la stimulation EHD avec une électrode unique sur le jet de diamètre $2a = 72 \mu\text{m}$, nous adoptons le même mode opératoire que celui pour l'étude menée sur le jet de diamètre $2a = 440 \mu\text{m}$. Pour une tension donnée, nous recherchons la fréquence qui donne une longueur de brisure minimum soit la fréquence pour laquelle le taux de croissance des perturbations est maximum. Pour cette valeur de fréquence, nous examinons la variation de la longueur de brisure du jet en fonction de l'amplitude de l'excitation (Figure 3-28). Nous vérifions une dépendance logarithmique de la longueur de brisure du jet avec le nombre de Euler électrique. Pour calculer le nombre de Euler électrique, le champ a été déterminé dans l'approximation simple du condensateur plan ($E = V / d_{pe}$). En terme d'efficacité de la stimulation, nous avons une assez bonne similitude des deux dispositifs car l'ordre de grandeur des longueurs de brisure est comparable. Notons deux différences majeures entre les deux dispositifs:

- à partir des pentes des droites qui, de toute évidence sont différentes, on détermine le taux de croissance des perturbations. Le taux de croissance pour le dispositif « petit jet » est plus élevé.

- la valeur du nombre d'onde (k_{opt}) qui donne une longueur de brisure minimale est différente pour les deux dispositifs.

Maquette	<u>$2a = 440 \mu\text{m}$</u>	<u>$2a = 72 \mu\text{m}$</u>
	$\gamma \cong 0,27$	$\gamma \cong 0,36$
	$k_{opt} \cong 0,62$	$k_{opt} \cong 0,70$

Si la similitude était respectée entre les deux dispositifs expérimentaux, les valeurs des nombres d'onde optimum et des taux de croissance ne devraient pas présenter autant d'écart. Pour le jet de diamètre $440 \mu\text{m}$, le nombre d'onde optimum et le taux de croissance associé sont proches des prédictions (Figure 3-25). Par conséquent, nous avons procédé à une vérification de la valeur que prennent les différents paramètres propres au dispositif « petit jet ». Nous n'avons noté qu'un écart significatif entre les valeurs statique et dynamique de la tension superficielle. Le temps de brisure pour le jet de diamètre $2a = 72 \mu\text{m}$ est beaucoup plus court que celui du dispositif agrandi, il est préférable de considérer une valeur dynamique de la tension superficielle. Nous avons

tracé sur les courbes expérimentales donnant la variation du taux de croissance en fonction du nombre d'onde (Figure 3-29) pour les deux valeurs de tension superficielle et superposé la courbe théorique calculée avec la valeur dynamique de la tension superficielle ($Oh = 0,12$). En considérant la tension superficielle dynamique, l'accord entre les courbes expérimentale et théorique est meilleur sans être totalement satisfaisant. Les causes et les explications de ce désaccord ne sont pas clairement identifiées (effet de l'air, ...).

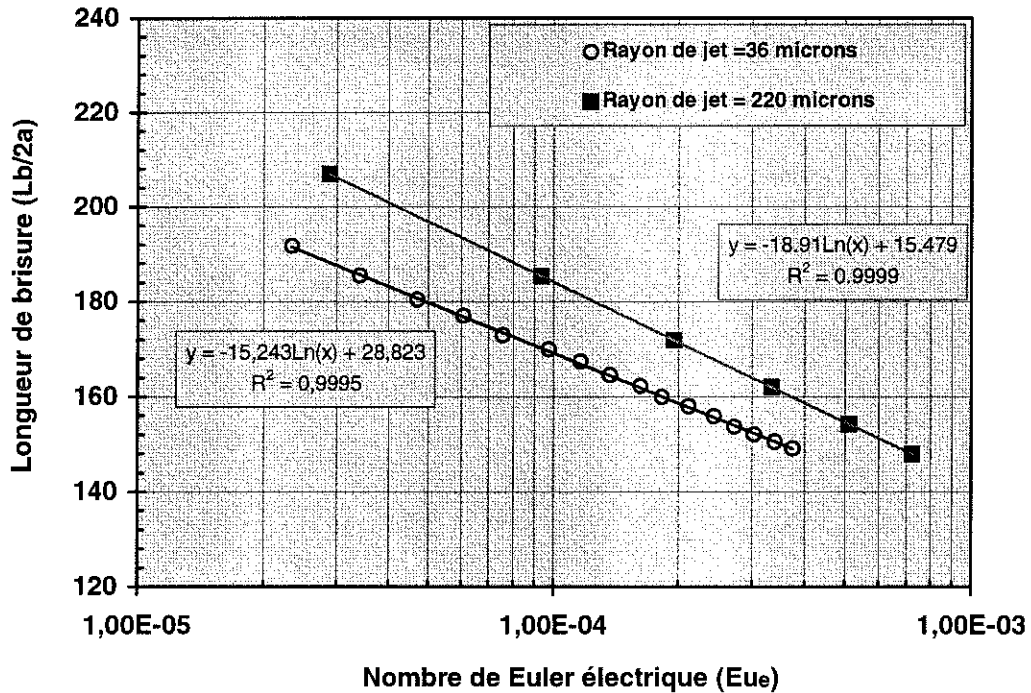


Figure 3-28 Etude comparative de l'efficacité de la stimulation pour deux dispositifs fonctionnant dans des conditions de similitude. La fréquence de stimulation correspond au nombre d'onde optimum. $Re = 76 \pm 1$, $We = 120 \pm 5$, Str (220 μm) = 0,049, Str (36 μm) = 0,057. [$a = 220 \mu m \rightarrow U_0 = 5,05 \text{ m/s}$ et $f_{\text{tension}} = 1132 \text{ Hz}$], ($a = 36 \mu m \rightarrow U_0 = 12,01 \text{ m/s}$ et $f_{\text{tension}} = 19000 \text{ Hz}$).

De l'étude menée dans ce paragraphe, il ressort qu'il faut tenir des temps caractéristiques de brisure et de la valeur effective de la tension superficielle. Pour des temps de brisure plutôt longs (cas des jets d'assez gros diamètre), nous pouvons confondre la tension superficielle statique et dynamique. Par conséquent, les deux dispositifs ne remplissent que partiellement les conditions de similitude. Les nombres d'Ohnesorge sont légèrement différents, cependant cette différence n'explique pas l'écart important entre les courbes expérimentales d'instabilité obtenues pour les jets de diamètre 440 μm et 72 μm. Il existe vraisemblablement un nombre sans dimension que nous avons omis et qui ne se conserve pas d'une maquette à l'autre. La seule indication que nous donne l'étude est que l'on peut s'affranchir de ce nombre pour un jet d'assez gros diamètre ce qui semble ne pas être le cas pour un « petit jet ».

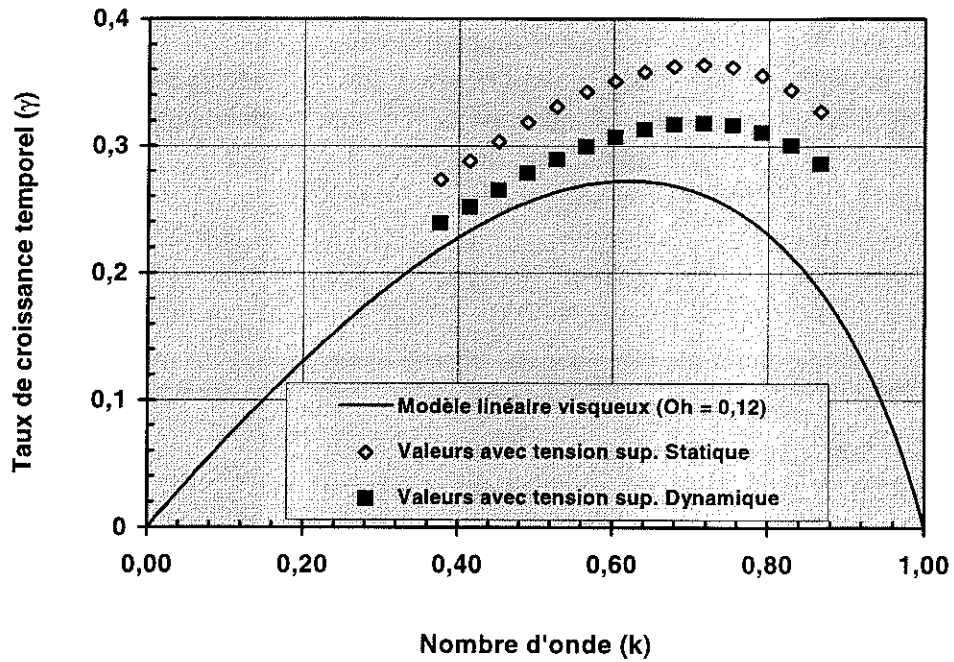


Figure 3-29 Taux de croissance des perturbations mesuré sur le dispositif « petit jet ». ($a = 36 \mu\text{m}$, $U_0 = 12,0 \text{ m/s}$, les autres conditions sont indiquées dans le Tableau 3-7).

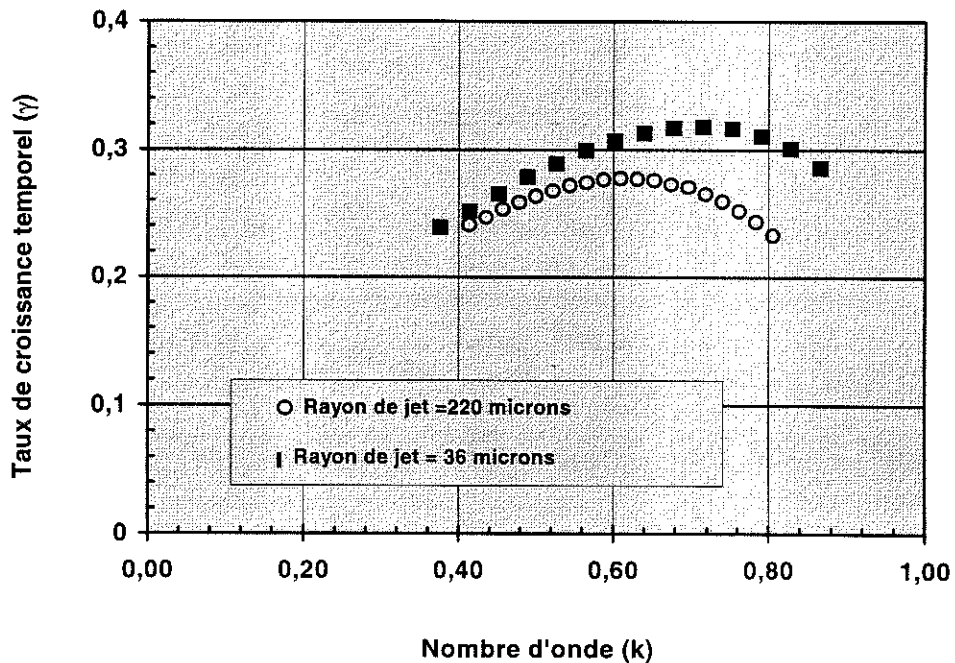


Figure 3-30 Courbes expérimentales d'instabilité pour les deux dispositifs. $Re = 76 \pm 1$, $We = 120 \pm 5$, Str variable. [$a = 220 \mu\text{m} \rightarrow U_0 = 5,05 \text{ m/s}$], [$a = 36 \mu\text{m} \rightarrow U_0 = 12,0 \text{ m/s}$], les autres conditions sont indiquées dans le Tableau 3-7.

3.5.3. Stimulation multi-jets avec 1 électrode

Dans la perspective de l'impression industrielle grande largeur, il est indispensable de stimuler de façon uniforme un réseau très serré de jet. Pour des raisons de diaphonie acoustique, la stimulation piézo-électrique ne permet pas une stimulation multi-jets homogène. La stimulation EHD semble mieux adaptée comme technique de stimulation collective, ce point reste à vérifier.

Nous avons à notre disposition un réservoir dont une des faces comporte un réseau de 64 buses de diamètre 30 μm au pas de 200 μm . Nous avons réalisé un essai préliminaire qui consiste à stimuler tous les jets à l'aide d'une électrode unique de stimulation qui est une simple plaque métallique d'épaisseur 50 μm sur laquelle est appliqué le potentiel variable (purement sinusoïdal de fréquence 37,5 kHz et d'amplitude 400 Volts c-c). La tranche de cette électrode est située à une distance moyenne de 20 μm de la surface des jets. Le liquide est de l'eau déminéralisée.

La photo ci-dessous montre que l'effet de la stimulation est homogène, les jets se brisent au même niveau. La dispersion de la longueur de rupture d'un jet à l'autre est très faible et provient pour l'essentiel de la dispersion de la vitesse des jets (10 m/s \pm 0,5 %)

Cette expérience montre que la stimulation EHD est une technique d'excitation collective de jets très simple à mettre en oeuvre.

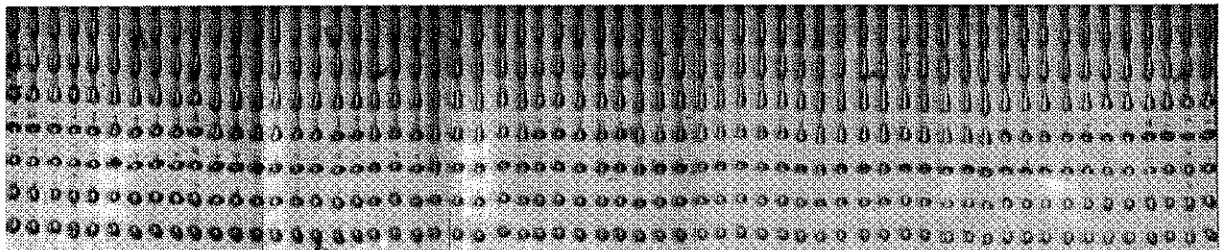
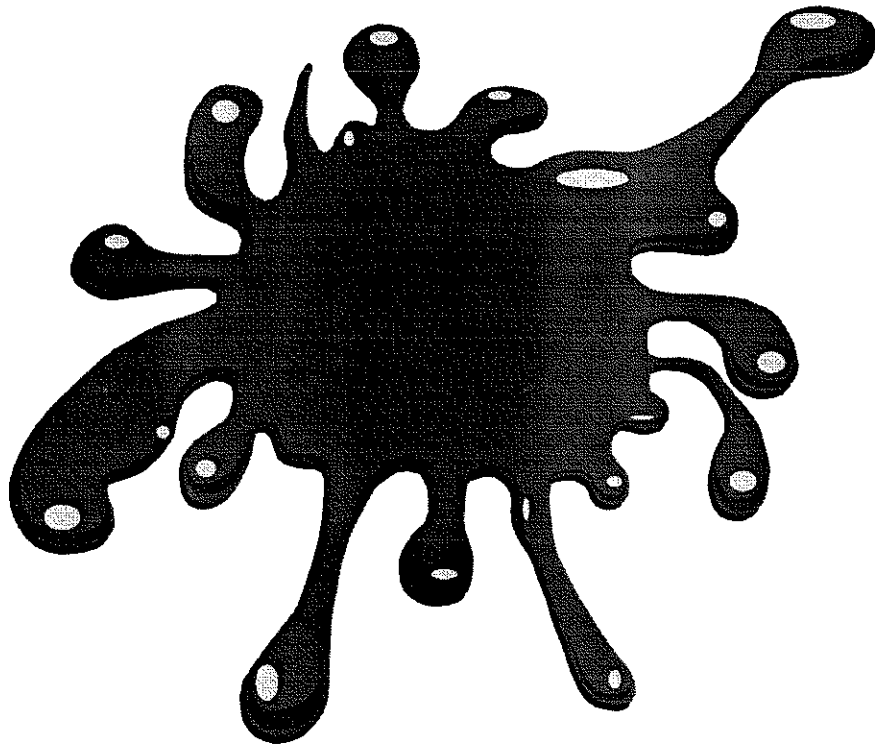


Photo stroboscopique d'un réseau de 64 jets dans la zone de rupture. La stimulation EHD est réalisée à l'aide une électrode unique sur laquelle est appliqué un potentiel variable.

Chapitre 4



Sommaire

4. LA STIMULATION EHD A 2 MODES	111
4.1. PROBLEMATIQUE	111
4.1.1. <i>Domaine d'influence de l'harmonique 2</i>	112
4.1.2. <i>Génération d'un signal complexe de stimulation</i>	114
4.1.3. <i>Le dispositif expérimental de stimulation</i>	116
4.2. LES RESULTATS EXPERIMENTAUX	117
4.2.1. <i>Les différents régimes de brisure-cartographie globale</i>	118
4.2.2. <i>Durée de vie - Taille des satellites</i>	122
4.2.3. <i>Influence du nombre d'onde et de la vitesse de jet</i>	131
4.2.4. <i>Dynamique du satellite en stimulation EHD à 1 mode</i>	136
4.3. AUTRES OBSERVATIONS EXPERIMENTALES	141
4.3.1. <i>Stimulation mode 1 + mode 3</i>	141
4.3.2. <i>La fusion réflexive</i>	142
4.4. L'EXPERIMENTATION SUR LE « PETIT JET »	143
4.4.1. <i>Description du dispositif de stimulation</i>	143
4.4.2. <i>Stimulation EHD à 2 modes - Brisure sans satellite</i>	144

4. La stimulation EHD à 2 modes

Ce chapitre est consacré à l'étude expérimentale de la stimulation EHD à 2 modes (fondamental + harmonique 2) dont l'intérêt essentiel est de contrôler la formation du satellite. Dans un premier temps, nous présentons la démarche ainsi que le dispositif expérimental permettant une approche exploratoire souple. Nous confirmerons qu'avec une stimulation EHD à 2 modes, on peut contrôler la forme de la brisure et en particulier, obtenir une brisure sans satellite. Les formes de brisure plus ou moins exotiques seront répertoriées. Ensuite, pour les zones sans satellite, nous mettrons en évidence l'influence du nombre d'onde, de la vitesse et du diamètre de jet. Enfin un modèle très simple nous permettra d'estimer la durée de vie du satellite généré par une stimulation EHD à 1 mode.

4.1. Problématique

Soumis à une excitation sinusoïdale simple, le jet se désintègre en un train de gouttes calibrées et régulièrement espacées. Une longueur d'onde de jet produit deux gouttelettes soit une goutte principale accompagnée d'un satellite. L'existence de ce dernier n'est pas décrit par la théorie linéaire de l'instabilité capillaire. Il s'agit là d'une manifestation du comportement non linéaire du processus de croissance des perturbations avec la génération d'harmoniques qui participent à l'évolution du jet. L'analyse de la forme du jet par des techniques d'ombroscopie [Taub - 1976], [Wetsel - 1980], [Xing *et al* 1996] confirme l'existence de l'harmonique d'ordre 2. L'énergie pour générer ce dernier est prélevée sur le mode fondamental. Pour des applications de marquage industriel, il est généralement souhaitable d'éliminer le satellite.

Pour une stimulation de type piézo-électrique, le problème est résolu. [Pimbley & Lee - 1977] contrôlent le satellite en alimentant le dispositif de stimulation avec un signal d'excitation complexe de forte amplitude. Une technique moins empirique consiste à utiliser une forme d'onde complexe parfaitement contrôlée comme signal de stimulation. Chaudhary *et al* [1980 a-c] présentent une analyse théorique et un travail expérimental où le signal d'excitation est exprimé en termes de modes de Fourier. Ils ont essayé de contrôler la formation du satellite avec un signal d'excitation composé du fondamental et de l'harmonique 3. Cependant, comme le reconnaissent les auteurs, la fonction de transfert du transducteur piézo-électrique n'est pas parfaitement déterminée ce qui ne

permet pas de garantir que la phase relative et l'amplitude des 2 modes sont conservés. La comparaison des profils de jet expérimentaux et théoriques n'est pas significative.

Plus récemment Rezanka & Crowley [1990] ont montré qu'il est possible d'éliminer le satellite avec une stimulation électrique en composant le fondamental et l'harmonique 2. Ils ont examiné les conditions de brisure générant 1 ou 2 gouttes et ont distingué les zones de brisure en termes de fusion avant ou arrière. Nous verrons qu'il existe d'autres modes de production de gouttes et nous adopterons une classification en termes de nombres de gouttes qui clarifie les processus de brisure. D'autre part, Rezanka & Crowley [1991] ont identifié un paramètre influant (k : nombre d'onde) sur la forme des zones sans satellite. Nous verrons que le nombre d'onde n'est pas le seul paramètre du problème.

Dans le cadre de ce chapitre, nous examinons en détail une stimulation EHD à deux modes. Il s'agit de superposer une composante $2F$ (dont nous contrôlons l'amplitude et la phase) au fondamental (F) de pression électrostatique. Nous rapporterons les diverses formes de brisure en nous intéressant plus particulièrement aux conditions de fonctionnement sans satellite. Plus généralement il s'agit d'identifier les principaux paramètres du problème et de comprendre les mécanismes responsables de la modification du profil de la brisure.

La stimulation EHD est une technique « propre » bien adaptée à une étude fine des conditions de stimulation sur la brisure du jet. L'élément de stimulation est extérieur à la cavité et la fonction de transfert qui relie le signal de commande à la perturbation de rayon est parfaitement définie ($P(t) \propto V^2(t)$). Il suffit de travailler sur le signal de commande (tension électrique) pour générer la forme d'onde désirée en termes de pression électrostatique.

4.1.1. Domaine d'influence de l'harmonique 2

La stimulation EHD est une technique d'excitation « faible ». La perturbation équivalente de rayon (ε_0) rapportée au rayon initial du jet α est typiquement de l'ordre de $|\varepsilon_0/\alpha| \sim 10^{-3}$. Ceci impose une contrainte sur le nombre d'onde car seules les fréquences forcées amplifiées par le jet participeront à une modulation de la forme de la brisure et par conséquent au contrôle du satellite naturel. Tout harmonique imposé par la stimulation mais qui ne remplit pas le critère d'instabilité est amorti sous l'effet de la dissipation visqueuse.

L'objet de ce paragraphe est d'illustrer expérimentalement ce fait. L'expérience réalisée sur un jet de diamètre $2a = 440 \mu\text{m}$ se déroule en trois temps. Le jet est tout d'abord stimulé par le fondamental puis par l'harmonique 2 de pression électrostatique et enfin avec un signal riche en harmoniques avec en particulier l'harmonique 2 dont l'amplitude est d'un ordre de grandeur supérieure à celle du fondamental. Dans les trois cas, on relève la longueur de brisure du jet en fonction du nombre d'onde (Figure 4-1).

- En l'absence de l'harmonique 2 ($P_2 = 0$), nous retrouvons la courbe classique avec un minimum de longueur de brisure pour un nombre d'onde k_{opt} qui ne dépend que du nombre d'Ohnesorge. Ce nombre d'onde optimum (associé à un

taux de croissance maximum) vaut typiquement 0,62 dans le cas du jet de diamètre $2a = 440 \mu\text{m}$.

■ En l'absence du fondamental ($P_1 = 0$), nous retrouvons la même courbe que précédemment avec un minimum de longueur de brisure pour $k_{opt}/2$ correspondant au nombre d'onde optimum propre à l'harmonique 2.

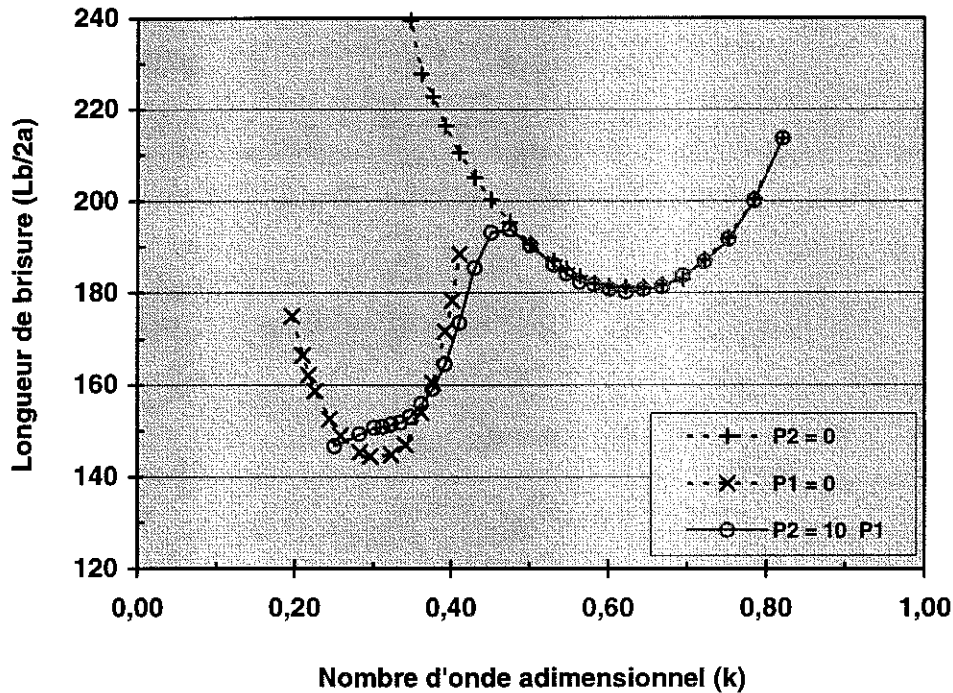


Figure 4-1 Influence de l'absence/présence d'harmoniques sur la longueur de brisure du jet en fonction du nombre d'onde du mode fondamental. ($a = 220 \mu\text{m}$, $U_0 = 5,0 \text{ m/s}$, $d_{j,e} = 300 \mu\text{m}$, $2b = 700 \mu\text{m}$, $V = 1750 \text{ Volts c-c}$, $\mu = 17 \text{ mPa s}$, $\sigma = 58 \text{ mN/m}$, $\rho = 1165 \text{ kg/m}^3$).

■ Pour un signal complexe tel que $P_2 = 10 P_1$, la courbe présente 2 zones caractéristiques:

- $k \in [0,5 - 1]$: l'harmonique 2 n'a pas d'influence sur la longueur de brisure du jet et l'on retrouve la courbe correspondant à une excitation ne comportant que le fondamental. La composante $2F$ imposée par l'excitation n'est pas amplifiée par le jet; son nombre d'onde propre $2k$ est supérieur à 1. Bien qu'appliquée par l'électrode, cette composante est amortie sous l'effet de la dissipation visqueuse.
- $k \in [0 - 0,5]$: dans la pratique, l'effet de $2F$ n'est visible que pour $k \leq 0,47$. (entre 0,47 et 0,50 le taux de croissance de l'harmonique 2 est très faible, son rôle est insignifiant). En diminuant k , dans la mesure où l'amplitude de pression du signal $2F$ est d'un ordre de grandeur supérieur à celle du fondamental, la longueur de brisure du jet se réduit tant que $k \geq (0,62/2) = 0,31$ qui est le nombre d'onde pour lequel l'harmonique 2 admet son

taux de croissance maximum. Pour $k \approx 0,28$ nous observons un changement de pente sur la courbe de longueur de brisure. Cela traduit la présence et l'amplification du mode 3 qui contribue maintenant à la brisure du jet. Plus généralement si l'excitation comporte n modes, l'influence à l'ordre n apparaîtra pour le nombre d'onde adimensionnel $k < 1/n$.

L'intervalle $k \in [0,33-0,5]$ admet un maximum relatif de longueur de brisure, en effet les taux de croissance propres au fondamental et à l'harmonique 2 varient de façon opposée ce qui explique la présence de ce point particulier.

En résumé, nous concluons que le jet a un comportement de type filtre passe-bas dont le nombre d'onde de coupure est simplement donné par la théorie linéaire de l'instabilité capillaire.

4.1.2. Génération d'un signal complexe de stimulation

Le paramètre pertinent de l'excitation EHD est la pression électrostatique. Cette pression résulte de l'application d'une différence de potentiel entre le jet conducteur (masse) et l'électrode métallique.

$$P(t) \propto V^2(t)$$

Pour notre étude, nous recherchons une expression simple de la pression sous forme d'une série de Fourier dont nous ne retenons que les deux premiers termes (fondamental + harmonique 2). Nous exposons ci-dessous deux voies possibles pour générer cette pression sachant que le paramètre effectivement maîtrisé est le potentiel d'électrode.

• Stimulation 1 électrode et multi-fréquences

Cette technique mise en oeuvre par Rezanka & Crowley [1990] présente l'avantage d'utiliser une électrode unique. Cependant compte tenu de la variation quadratique de la pression avec la tension électrique, un choix judicieux des composantes de tension s'impose. La forme du signal de tension que ces auteurs ont retenue a pour expression :

$$V(t) = V_0 + V_2 \cos(2\omega t) + V_3 \cos(3\omega t + \phi) \quad (4-1)$$

Le terme périodique de pression électrostatique recherché est de la forme:

$$p(t) = P_1 \cos(\omega t) + P_2 \cos(2\omega t + \phi) + \dots \quad (4-2)$$

avec

$$\begin{cases} P_1 \propto V_2 V_3 \\ P_2 \propto V_0 V_2 \end{cases} \quad \text{et} \quad \begin{cases} \phi = -2\phi \end{cases}$$

Pour une étude spécifique du rôle du fondamental combiné avec l'harmonique 2, il convient de filtrer les harmoniques d'ordre supérieur. Ces fréquences gênantes sont naturellement filtrées par le jet si elles ne sont pas amplifiées ($k \geq 1/3$). En réalité, il

existe un grand nombre de solutions pour choisir les composantes du signal de tension, les critères de sélection étant de pouvoir générer les composantes en fréquence de pression voulues (fondamental + mode 2), piloter séparément les termes d'amplitude et de phases de la pression électrostatique.

• *Stimulation avec 2 électrodes et 2 signaux*

Pour notre étude, nous avons retenu une technique originale de stimulation à deux électrodes. Chaque électrode est alimentée par une simple sinusoïde. Dans la zone de stimulation une première électrode en sortie de buse impose le fondamental de pression électrostatique. Suit en aval une seconde électrode qui génère l'harmonique 2 de pression. A la sortie de la zone de stimulation, on considère que les deux modes sont linéairement superposés. Le terme global de pression recherché est:

$$p(t) = P_1 \cos(\omega t) + P_2 \cos(2\omega t + \varphi) \quad (4-3)$$

Les électrodes sont pilotées séparément au moyen de deux canaux haute tension. De ce fait, cette technique est plus souple que la stimulation avec une électrode unique et moins contraignante pour l'électronique H.T. (bande passante plus faible, pas de composante continue de tension, augmentation de la dynamique de pression électrostatique).

$$v_1(t) = V_1 \cos\left(\frac{\omega}{2}t\right) \quad P_1 \propto V_1^2$$

$$v_2(t) = V_2 \cos(\omega t + \phi) \quad P_2 \propto V_2^2$$

Le calcul du déphasage total φ entre les termes de pression n'est pas immédiat. Il relève de la somme de deux termes:

$$\varphi = 2(\phi + \psi) \quad (4-4)$$

- ϕ : déphasage temporel variable contrôlé par l'électronique.
- ψ : déphasage spatial. En effet en sortie de buse, une section de contrôle du jet passe successivement devant les deux électrodes (les points d'applications de la tension sont distants de 2Δ). Compte tenu de la vitesse U_0 du jet et dans le sens d'avancement du jet:

$$|\psi| = 2\pi \left(\frac{f \cdot 2\Delta}{U_0} \right) \quad (4-5)$$

Ce déphasage spatial introduit simplement un décalage d'origine puisque la fréquence, la vitesse de jet ainsi que la géométrie des électrodes sont figés lors d'une expérience.

4.1.3. Le dispositif expérimental de stimulation

Rappelons que le dispositif expérimental de base repose sur un jet d'assez gros diamètre ($2a=440 \mu\text{m}$). Il s'agit du prototype agrandi sur lequel nous allons réaliser une étude systématique de la stimulation à 1 mode. Dans la perspective de l'application industrielle, nous avons étendu et complété les résultats acquis en travaillant sur des jets de plus petit diamètre (250 et 72 microns).

L'élément de stimulation est identique à celui utilisé pour l'étude de la stimulation multi-électrodes. Le bloc d'électrodes est constitué d'un ensemble de 6 électrodes parallèles et équidistantes ($\Delta = 2,25 \text{ mm}$) scellées dans une matrice de Plexiglas. Par convention les électrodes sont numérotées de 1 à 6 dans la direction d'avancement du jet. Les électrodes 1,3,5 et 6 sont connectées à la masse. Ces 4 électrodes font fonction d'écran électrostatique pour les deux électrodes actives (n°2 et n°4) afin d'éviter un couplage électrique direct.

Il faut noter que nous avons dû apporter une attention particulière au blindage des deux canaux haute tension pour limiter la diaphonie de connectique des électrodes 2 et 4 sur lesquelles sont appliqués les signaux haute tension. La pureté des signaux est un point capital car une sinusoïde de tension dont les arches positives et négatives sont légèrement dissymétriques introduit un sous-harmonique de pression qui, dans certaines conditions, peut être amplifié par le jet et ainsi modifier le profil de brisure. Par conséquent, nous avons travaillé la «propreté» du signal (le niveau de l'offset de tension a dû être abaissé à 10^{-4} de la tension maximale).

Le jet est stimulé par deux électrodes. Chacune est alimentée par un signal simple (sinusoïde), le fondamental est appliqué sur l'électrode 2 et l'harmonique 2 sur l'électrode 4. Les deux voies haute tension sont synchrones. Les deux canaux travaillant à des fréquences différentes, la bande passante des amplificateurs doit être largement supérieure aux fréquences de travail (fonctionnement en régime linéaire). Un module logiciel a été développé et permet un pilotage convivial du rapport des pressions électriques et de la phase du mode 2. La variation temporelle de la pression électrostatique imposée sur la jet peut être mise sous la forme:

$$P(t) = P_1 \cos(2\pi ft) + P_2 \cos(2 * 2\pi f + \varphi)$$

En pratique, les paramètres intéressants sont le déphasage φ et le rapport des composantes de la pression; on distingue deux modes de fonctionnement:

- pour le rapport $0 \leq (P_2/P_1) \leq 1$, l'amplitude du fondamental P_1 est forcée au maximum et le paramètre variable est P_2 .
- au delà du rapport unité, $P_2/P_1 \geq 1$, l'amplitude du fondamental P_1 est variable tandis que l'amplitude P_2 de l'harmonique 2 est fixe et maximale.

L'intérêt est bien sûr d'avoir un point de brisure stable (hors du point de brisure naturelle du jet) imposé par l'un et l'autre des deux modes.

4.2. Les résultats expérimentaux

Il existe différents régimes de brisure dépendant à la fois du rapport de pression électrostatiques P_2/P_1 et de la phase ϕ .

Pour les très faibles valeurs du rapport P_2/P_1 ($\ll 1$), la brisure du jet est gouvernée par le mode fondamental. Il y a deux gouttelettes par longueur d'onde λ , soit une goutte principale et un satellite lent (Figure 4-2). Pour les très fortes valeurs du rapport P_2/P_1 ($\gg 1$), la brisure du jet est forcée par le second mode; nous observons 4 gouttelettes par longueur d'onde λ , soit deux gouttes et deux satellites lents (Figure 4-2). Compte tenu de la conservation du volume, les gouttes et les satellites générés par le mode 2 sont de plus petites tailles. Les valeurs intermédiaires d'amplitude et phase conduisent à produire 1, 2, 3 ou 4 gouttes par longueur d'onde. Nous nous proposons d'examiner les diverses façons dont le jet se brise.

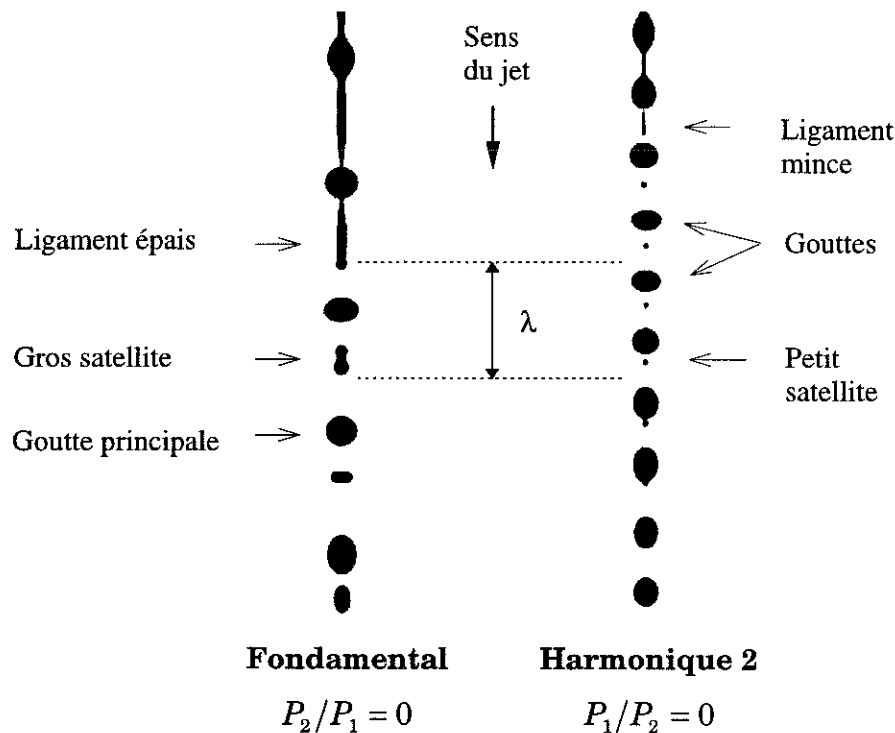


Figure 4-2 Brisure du jet pour deux modes individuellement amplifiés ($k = 0,40$).

L'exploration du plan (amplitude-phase) est bornée en:

- **amplitude** par les deux états de brisure cités (indépendamment de la phase). En pratique, la zone intéressante s'étend sur environ 2 décades du rapport P_2/P_1 .
- **phase**. Le cosinus étant une fonction circulaire, une excursion en phase de 0° à 360° est suffisante (indépendamment de l'amplitude).

Pour clarifier l'étude, notons qu'il existe quatre séquences typiques de brisure présentées Figure 4-3. Pour une phase de 40° , l'harmonique 2 naturellement généré par

le mode fondamental est renforcé par le mode 2 imposé par la stimulation ce qui a pour effet d'accroître la taille du satellite; la résultante de l'harmonique 2 est quasiment en phase avec le fondamental, de ce fait le couple goutte-satellite présente une symétrie par rapport à la demi longueur d'onde. Pour une phase d'environ $40^\circ + 180^\circ$ soit $\varphi = 240^\circ$ dans le cas de la Figure 4-3 (b), le mode 2 imposé par l'excitation est déphasé de π par rapport à l'harmonique 2 naturel, le mode 2 généré par le fondamental est affaibli et la taille du satellite diminue.

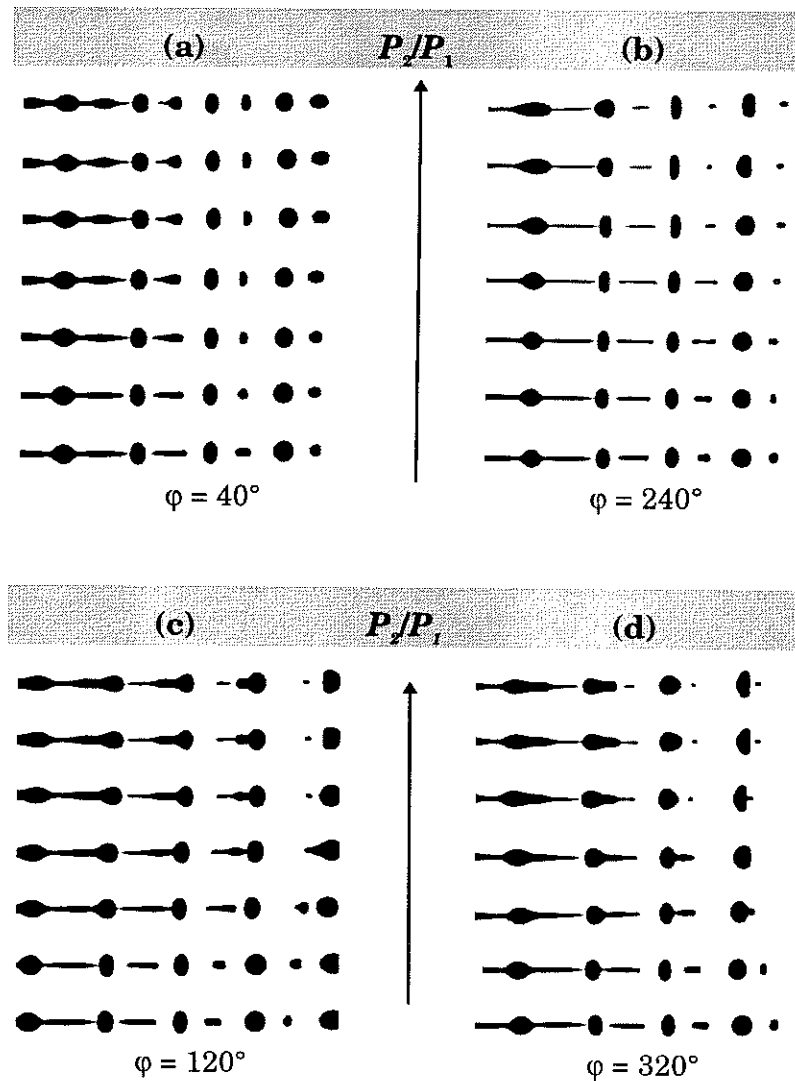


Figure 4-3 Séquences de brisure typiques d'une excitation à 2 modes. ($a = 220 \mu\text{m}$, $U_0 = 5,0 \text{ m/s}$, $k = 0,44$, $P_2/P_1 [0,1 - 5]$, $d_{j,e} = 300 \mu\text{m}$, $2b = 700 \mu\text{m}$, $\mu = 17 \text{ mPa s}$, $\sigma = 58 \text{ mN/m}$, $\rho = 1165 \text{ kg/m}^3$).

Pour une phase de l'ordre de $40^\circ + 90^\circ$ soit 120° pour la Figure 4-3 (c), on observe un décalage de $\lambda/4$ de la modulation (gonflement) imposée par le mode 2. En augmentant l'amplitude du mode 2, le satellite tend à rejoindre la goutte aval (satellite rapide) avec

un profil de brisure en forme de poire droite (cette forme de brisure est typiquement celle observée sur un jet d'imprimante industrielle avec une stimulation piézo-électrique). Dans la situation de la Figure 4-3 (d), on observe un décalage de $3\lambda/4$ de la modulation (gonflement) imposée par le mode 2 soit pour une phase de l'ordre de $40^\circ + 270^\circ$, cette situation est la symétrique du cas précédent. En augmentant l'amplitude du mode 2 (phase = 320°), le satellite se rapproche de la goutte qui le suit dans l'ordre d'émission du jet (goutte amont) avec une forme de brisure symétrique du cas précédent et appelée brisure inversée. Dans les deux cas une zone sans satellite apparaît lorsque le ligament ne se détache pas de la goutte principale et se vide dans celle-ci avant que n'ait lieu la seconde brisure. Pour un rapport des pressions plus important l'extrémité du ligament se brise pour former un satellite de plus petite taille (Figure 4-3).

4.2.1. Les différents régimes de brisure-cartographie globale

La carte globale des régimes de brisure (présentée ultérieurement) a été dressée pour le nombre d'onde $k=0,40$ pour lequel les taux de croissance des 2 modes sont sensiblement égaux (Figure 4-4). Ce diagramme (Figure 4-5) est illustré de photos montrant 3 longueurs d'onde dans la zone de brisure du jet.

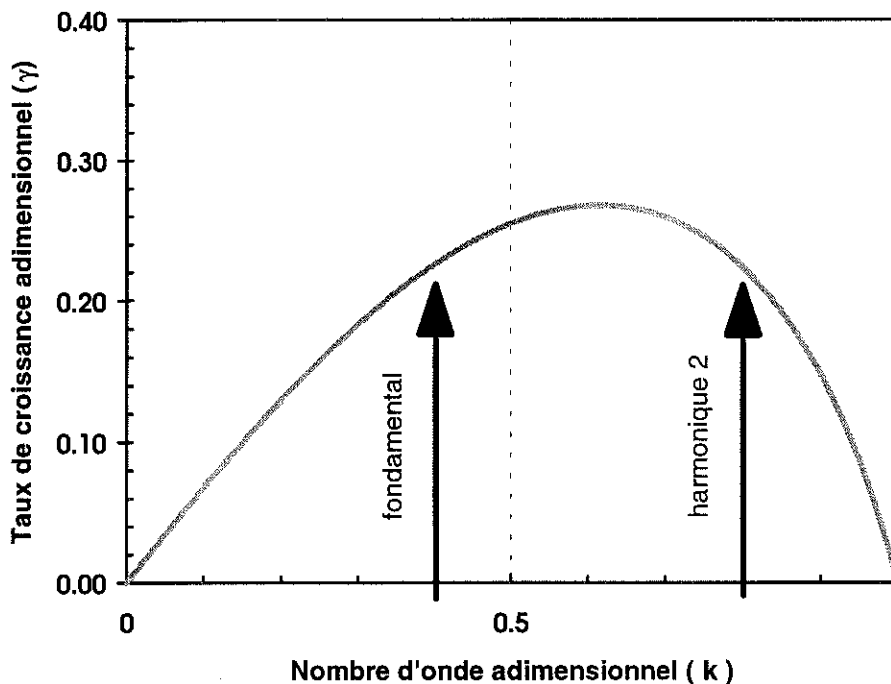


Figure 4-4 Position des 2 fréquences d'excitation sur la courbe d'instabilité ($Oh = 0,14$).

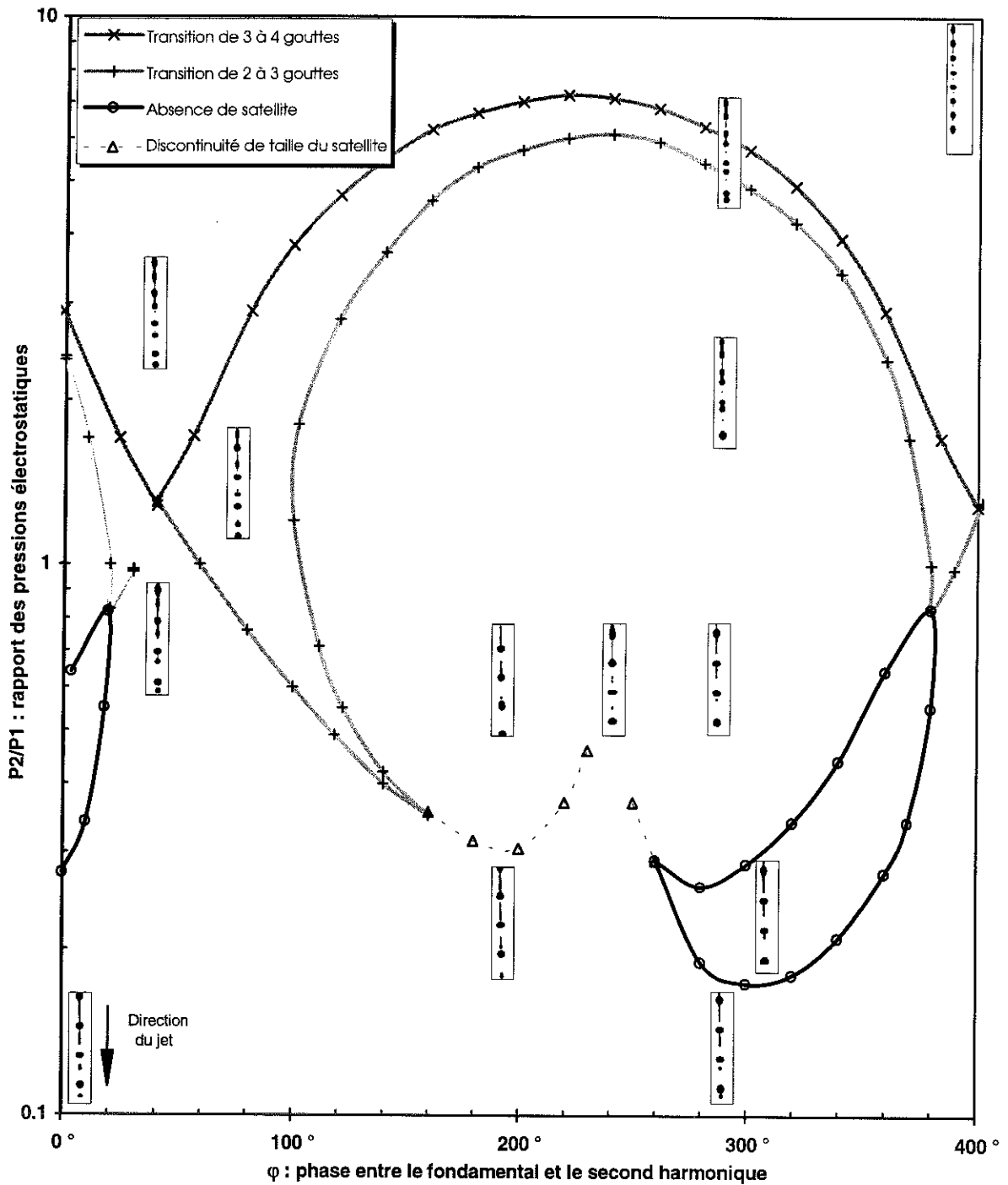
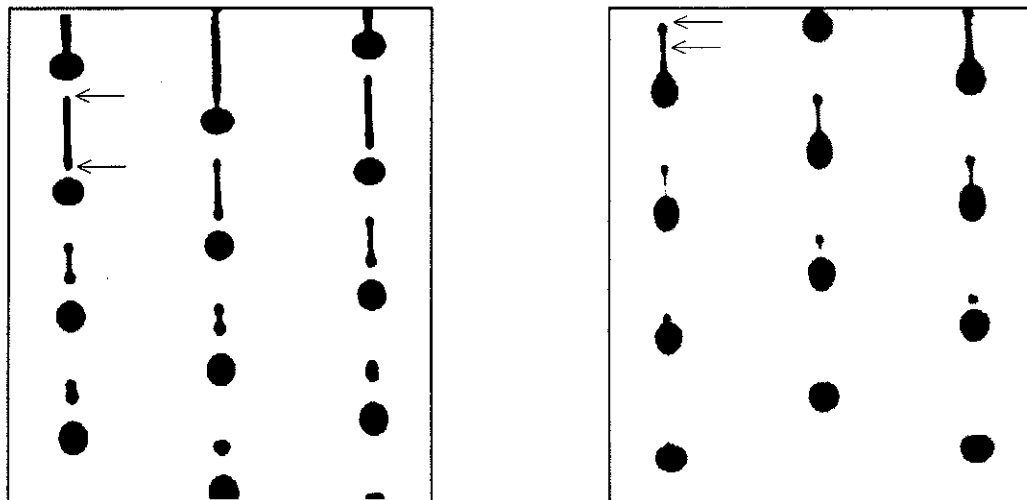


Figure 4-5 Diagramme de brisure à 2 modes pour le nombre d'onde $k = 0,40$. ($a = 220 \mu\text{m}$, $U_0 = 5,01 \text{ m/s}$, $f_{\text{tension}} = 723 \text{ Hz}$, $d_{j_e} = 300 \mu\text{m}$, $\mu = 17 \text{ mPa s}$, $\sigma = 58 \text{ mN/m}$, $\rho = 1165 \text{ kg/m}^3$).

■ Pour $\varphi = 300^\circ$; en augmentant le rapport des composantes de pression électrostatique la durée de vie du satellite (lent) décroît et devient nulle pour le rapport $P_2/P_1 = 0,17$. Le ligament ne se détache plus de la goutte amont et la brisure est sans satellite. La forme de la brisure (typiquement une poire) est inverse de celle obtenue avec une excitation piézo-électrique traditionnelle. Dans l'intervalle du rapport de pression $P_2/P_1 \in [0,17 - 0,29]$, la brisure se fait sans satellite. A compter de $P_2/P_1 = 0,29$, l'extrémité du ligament donne naissance à un petit satellite lent.

Pour des valeurs plus importantes de pression P_2 , la goutte principale admet une déformation centrale concave de plus en plus marquée pour finalement se diviser en deux gouttes de tailles quasiment égales ($P_2/P_1 = 4,9$). Cette brisure tout d'abord sans satellite génère un micro-satellite pour $P_2/P_1 > 5,7$; au delà de ce rapport des pressions, la taille et la durée de vie des deux satellites tend asymptotiquement à s'équilibrer. La longueur d'onde apparente du jet vaut alors une demi-longueur d'onde du fondamental.

■ Pour $\varphi = 180^\circ$, en augmentant P_2/P_1 le satellite principal initialement lent, devient infini puis rapide. Le mode de brisure du ligament est présenté Figure 4-6 (a); les deux brisures interviennent à la base des deux gouttes principales. En augmentant le rapport des pressions, le satellite tend à fusionner avec la goutte dont il se détache (goutte mère) ($P_2/P_1 = 0,30$) mais simultanément le ligament tendu entre les deux gouttes principales se brise pour $P_2/P_1 = 0,31$. La partie aval se vide dans la goutte sans s'en détacher tandis que la partie amont donne naissance à un petit satellite rapide Figure 4-6 (b). Précisons bien que le satellite n'est pas issu d'un processus de brisure classique où le ligament se brise à la base des 2 gouttes adjacentes (Figure 4-6 (a)); dans ce cas, c'est la brisure du ligament qui donne naissance au satellite (Figure 4-6 (b)). Pour cette valeur de déphasage, nous ne rencontrons pas de zone sans satellite.



($P_2/P_1 = 0,25$; $\varphi = 180^\circ$)

($P_2/P_1 = 0,35$; $\varphi = 180^\circ$)

Figure 4-6 Présentation des deux modes de brisure du ligament de part et d'autre de la ligne de discontinuité de taille du satellite. Déphasage du stroboscope de $T/3$ entre deux vues.

Pour les fortes valeurs de P_2/P_1 , le processus de segmentation du jet est comparable à ce qu'il est pour $\varphi = 300^\circ$.

- Pour $\varphi \approx 40^\circ$, en augmentant le rapport des pressions, la taille du satellite croît pour former avec la goutte mère le couple de gouttes principales associées au mode 2. L'apparition des deux satellites accompagnant les gouttes principales intervient simultanément pour le rapport $P_2/P_1 = 1,2$. Notons que cette transition de 2 à 4 gouttelettes est caractéristique de ce point singulier.

- Pour $\varphi \approx 230^\circ$ et 250° , les lignes de discontinuité de taille du satellite en mode de brisure avant (respectivement arrière) présentent un point critique. Ces points d'arrêt traduisent une modification du processus de formation du satellite. En brisure avant, au-dessus de la ligne de discontinuité de taille du satellite, la première brisure a lieu à la base de la goutte amont et la seconde se situe au milieu du ligament et non pas au bout de la goutte aval. Cependant pour φ variant de 180° à 230° nous observons un amincissement du ligament à la base de la goutte aval. Pour $\varphi = 230^\circ$, cet amincissement est tel que la seconde brisure a lieu précisément au niveau de cette restriction et chronologiquement précède la rupture du ligament en son milieu. On retrouve alors le processus traditionnel de brisure à la base des deux gouttes adjacentes avec contraction du ligament. Schématiquement, il y a compétition entre la brisure au centre et à la base du ligament. L'action de la phase revient à privilégier l'un des deux modes de brisure en jouant sur la taille du ligament à la base de la goutte aval. En brisure inverse, le processus est similaire. Dans le segment de phase $[230^\circ - 250^\circ]$ le ligament se brise au bord des gouttes et la taille du satellite varie de façon continue avec P_2/P_1 .

4.2.2. Durée de vie - Taille des satellites

Un diagramme de brisure est une présentation qualitative des phénomènes que nous avons complétée par des mesures quantitatives de taille et de durée de vie des gouttelettes. Deux présentations sont possibles: à $\varphi = C^{te}$ ou à $P_2/P_1 = C^{te}$. Les Figure 4-7 à Figure 4-9 présentent les durées de vie et les tailles des satellites pour différents rapports fixes des composantes de pression électrostatique, le nombre d'onde étant fixe et la phase variable. Pour le rapport des pressions $P_2/P_1 = 0,16$ (Figure 4-7), le satellite est toujours lent (durée de vie négative) et d'un diamètre de l'ordre de $260 \mu\text{m}$ pratiquement constant. L'effet de la composante P_2 est faible et les phénomènes restent inchangés. Il se dégage néanmoins deux tendances:

- $\varphi \approx 160^\circ$. La durée de vie du satellite est très longue, le satellite reste à mi-distance des gouttes principales (satellite infini).

- $\varphi \approx 320^\circ$. La durée de vie du satellite est minimale, il se rapproche de la goutte mère amont.

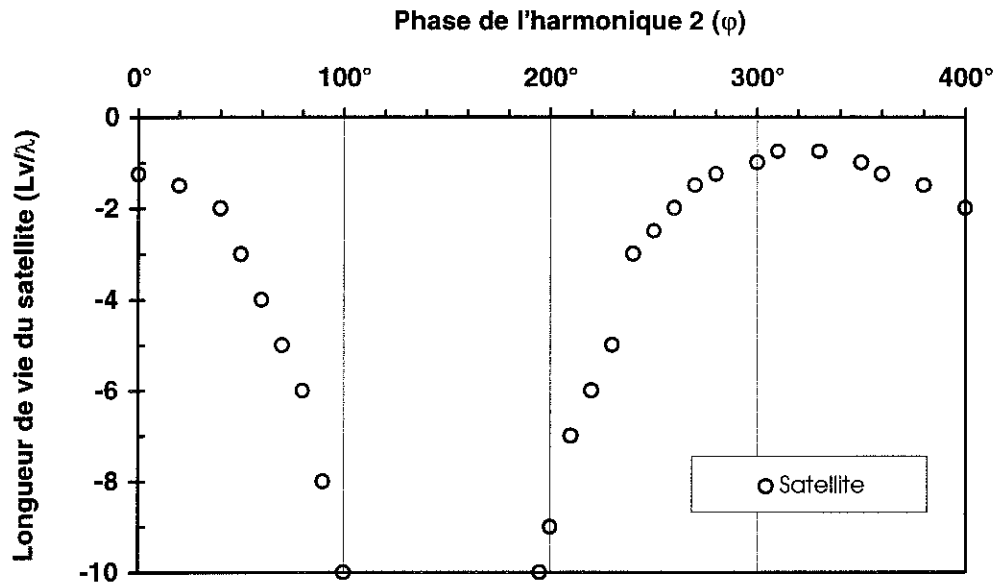


Figure 4-7 *Durée de vie du satellite en fonction du déphasage pour $P_2/P_1 = 0,16$ et $k = 0,40$.*

Sur la Figure 4-8, l'effet de l'harmonique 2 est plus important et produit une modification de la forme et du processus de brisure. Le satellite est soit rapide (coalescence avec la goutte aval), soit lent (coalescence avec la goutte amont), la transition entre ces deux tendances étant un état de durée de vie infinie. Nous remarquons la présence d'un segment de durée de vie nulle, soit une brisure sans satellite. Après la première brisure, le ligament se rétracte avant que n'intervienne la seconde brisure. Il ne se sépare donc pas de la goutte principale. En situation de fusion avant, la durée de vie du satellite admet un minimum vers 160° mais elle ne s'annule jamais.

Pour un rapport P_2/P_1 plus élevé (Figure 4-9), la durée de vie du satellite rapide décroît. Cependant pour une phase de 150° , il n'y a pas de brisure sans satellite car nous observons la création d'un petit satellite (le processus de création de ce petit satellite est détaillé dans le paragraphe 4.2.1). Cette transition provient de la brisure du ligament en son milieu et se traduit par une discontinuité de taille. Il n'y a donc pas de poche sans satellite en fusion avant pour le nombre d'onde $k = 0,40$. En réduisant la longueur d'onde et donc la longueur du ligament, on peut espérer éviter ce processus original de formation d'un satellite et ainsi obtenir une brisure sans satellite. Nous verrons au paragraphe 4.2.3 que c'est ce qui se produit effectivement.

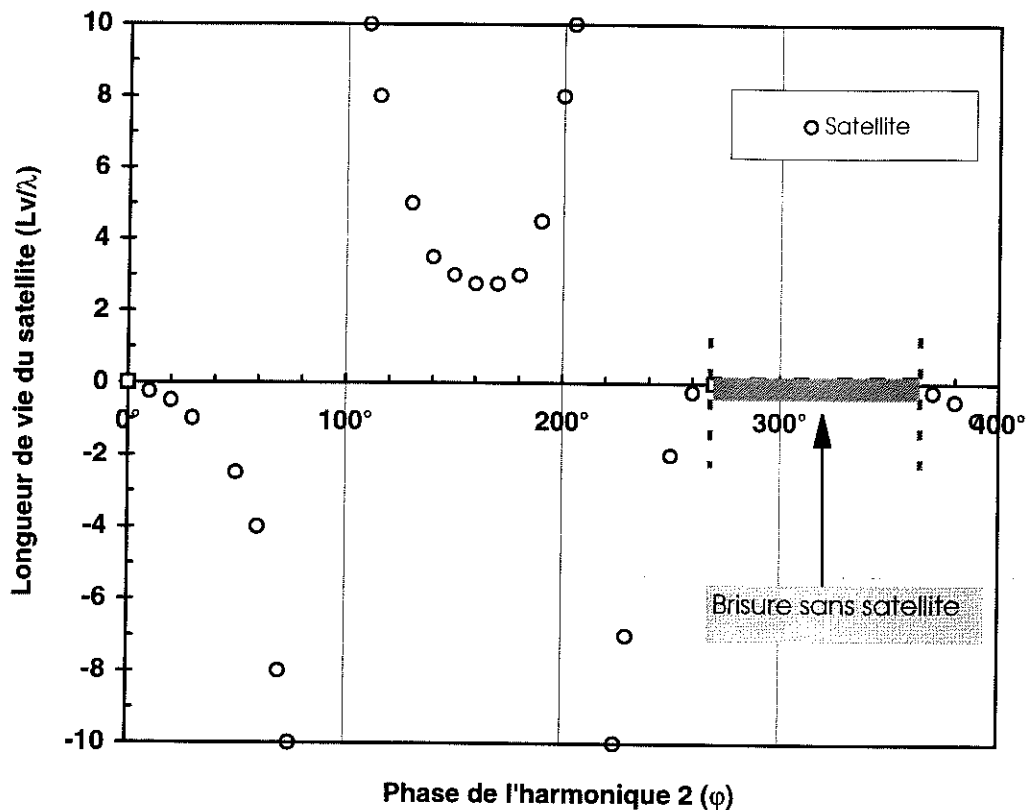


Figure 4-8 Durée de vie du satellite en fonction de la phase pour $P_2/P_1 = 0,26$ et $k = 0,40$. (coupe horizontale du diagramme des deux modes de brisure du ligament de part et d'autre de la ligne de discontinuité de taille du satellite (Figure 4-5)).

Nous donnons Figure 4-9 les courbes de durée de vie couplées à celles de la variation de la taille du satellite pour le rapport de pression 0,35. Il est intéressant de noter que les discontinuités de taille du satellite reflètent une modification du processus de brisure:

- *en brisure avant*, la coupe horizontale de la figure Figure 4-5 admet deux points d'intersection avec les courbes de discontinuité de taille du satellite ($\varphi \approx 170^\circ$ et $\varphi \approx 210^\circ$). Le ligament se brise en son milieu pour la brisure aval et au pied de la goutte pour la brisure amont. La moitié du ligament contribue donc à la formation du satellite donc son volume se trouve réduit d'environ un facteur 2.

- *en brisure arrière*, la coupe horizontale de la figure Figure 4-5 franchit en 2 points la poche sans satellite ($\varphi \approx 250^\circ$ et $\varphi \approx 360^\circ$). Ces discontinuités traduisent l'existence d'une brisure unique du ligament dont l'extrémité libre se retracte dans la goutte mère.

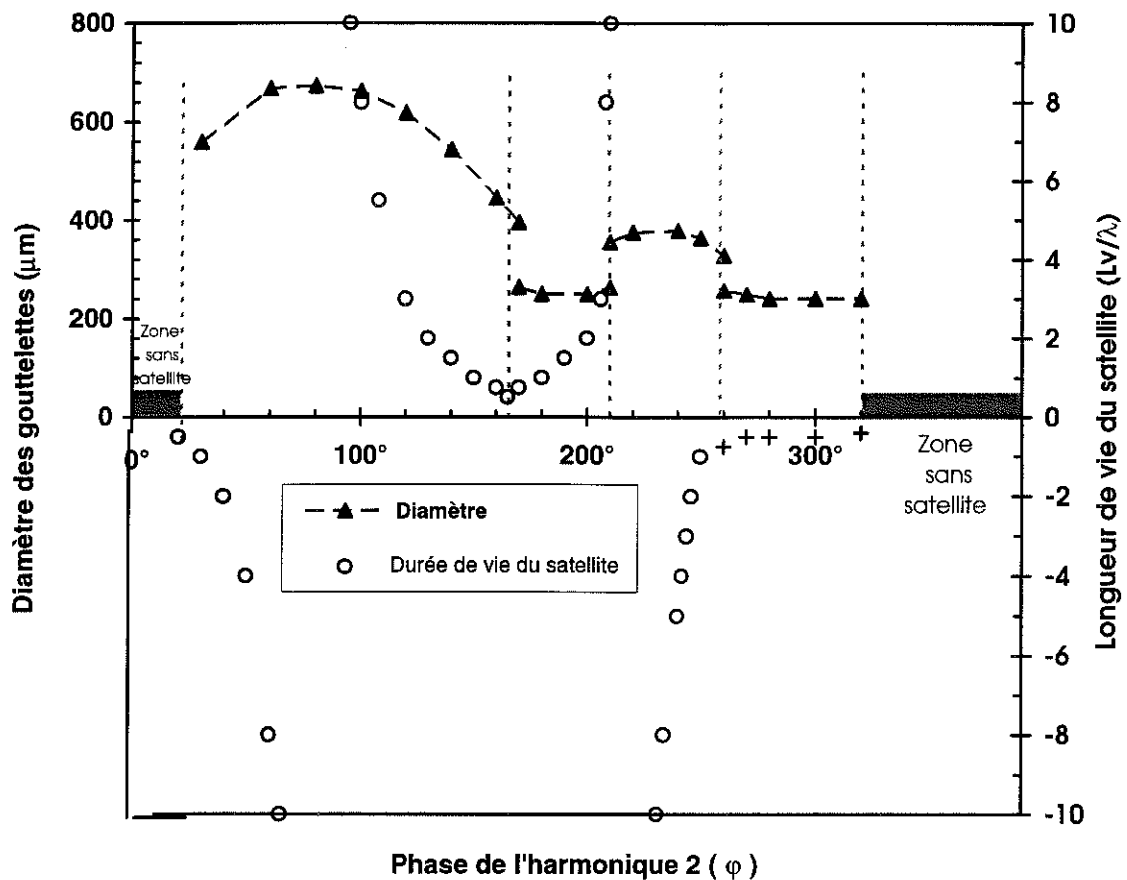


Figure 4-9 Durée de vie et taille du satellite en fonction du déphasage ϕ pour $P_2/P_1 = 0,35$ et $k = 0,40$.

Les Figure 4-10 à Figure 4-13 présentent les résultats des mesures avec un rapport des composantes de pression variable pour des valeurs particulières de la phase. Cette présentation est bien adaptée pour suivre les transitions qui mènent de 2 gouttes (mode fondamental dominant) à 4 gouttes par période (mode 2 dominant). Les valeurs de phase sélectionnées reprennent les quatre transitions les plus intéressantes auxquelles nous nous sommes déjà intéressées dans l'analyse qualitative (paragraphe 4.2.1).

La Figure 4-10 a été tracée pour une valeur de phase $\phi = 40^\circ$ pour laquelle nous observons la transition de 2 à 4 gouttes au point singulier (Figure 4-5). Le mode 2 vient « grossir » le satellite généré par le mode 1 dont la taille et la durée de vie évoluent d'une manière continue. Le satellite tend à former la seconde goutte principale générée par le mode 2 et cela pour le rapport de pression le plus faible de l'ensemble des diagrammes. Cette figure met bien en évidence la « naissance » simultanée des deux satellites de petite taille telle que l'annonçait la Figure 4-5.

Pour la Figure 4-11, la phase est de 240° . L'influence de l'harmonique 2 qui est inverse du cas précédent vient diminuer la taille du satellite généré par le mode fondamental. Le couple de gouttes associé au mode 2 provient de la brisure de la goutte principale pour un rapport des composantes de pression plus élevé.

La Figure 4-12 correspond à un processus de fusion avant du satellite. L'influence de l'harmonique tend à décentrer le satellite généré par le fondamental vers la goutte qui le précède. Sa durée de vie tout d'abord négative (satellite lent) devient positive (satellite rapide). Pour le rapport de pression $P_2/P_1 \cong 0,3$, les courbes de taille et de durée de vie admettent une discontinuité: la seconde brisure se produit au milieu du ligament. Le volume du satellite est réduit d'environ un facteur 2 qui se traduit par un facteur $\sqrt[3]{2}$ sur le diamètre. Cette transition conduit à une durée de vie plus courte du satellite, en effet la dissymétrie du ligament profite à la contraction avant donnant un satellite plus rapide.

Pour la Figure 4-13 (phase = 240°), nous examinons une brisure arrière. L'influence du mode 2 est de rapprocher le satellite de la goutte amont dont il se détache. Cette valeur de phase est particulièrement intéressante car nous observons une brisure sans satellite correspondant à une durée de vie nulle du satellite. Le ligament ne se brise qu'à une seule extrémité. Après séparation avec la goutte qui le précède, le ligament se rétracte complètement dans le goutte amont sans s'en détacher.

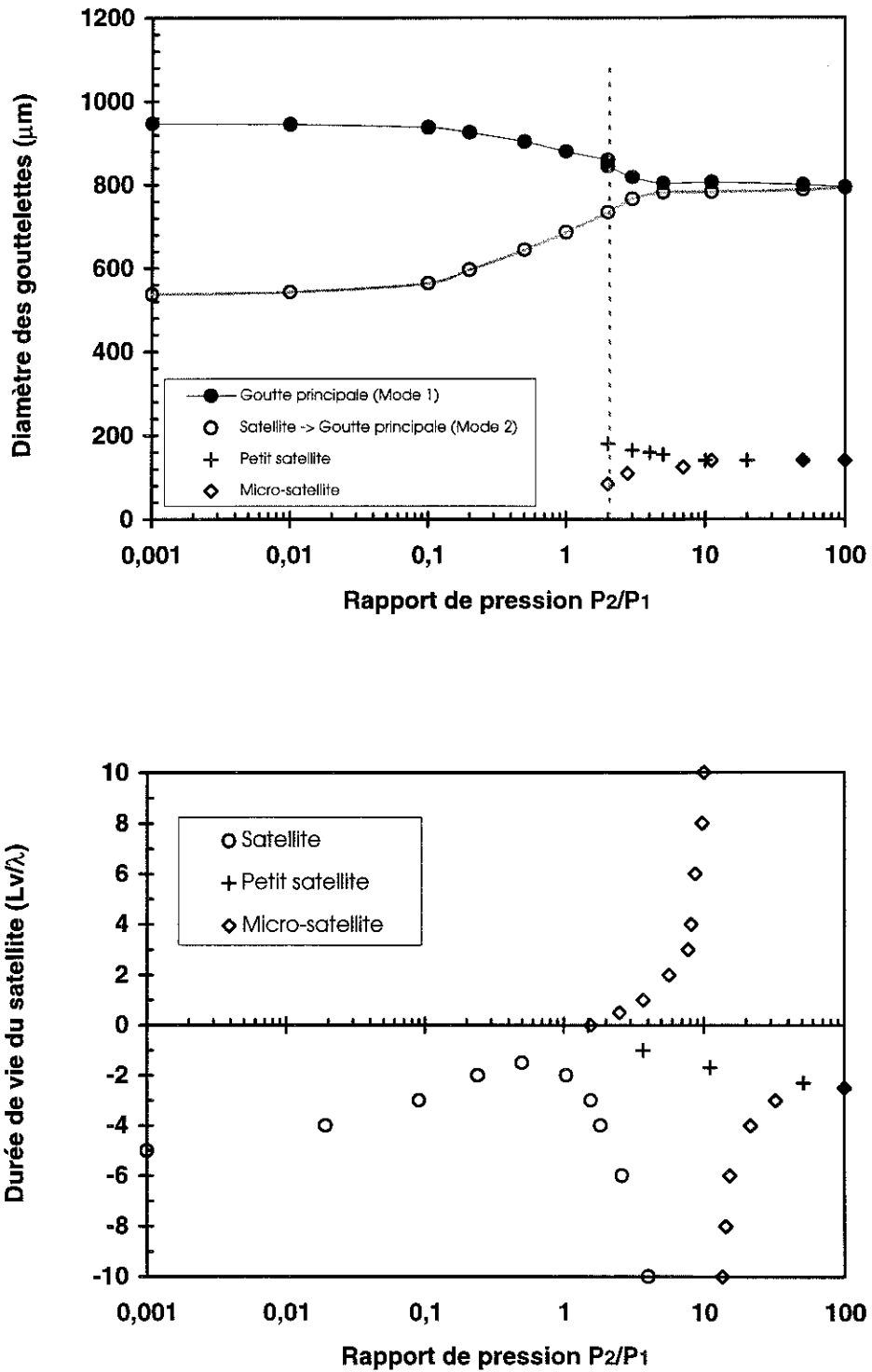


Figure 4-10 Taille et durée de vie des gouttelettes pour $\varphi = 40^\circ$ et $k = 0,40$.

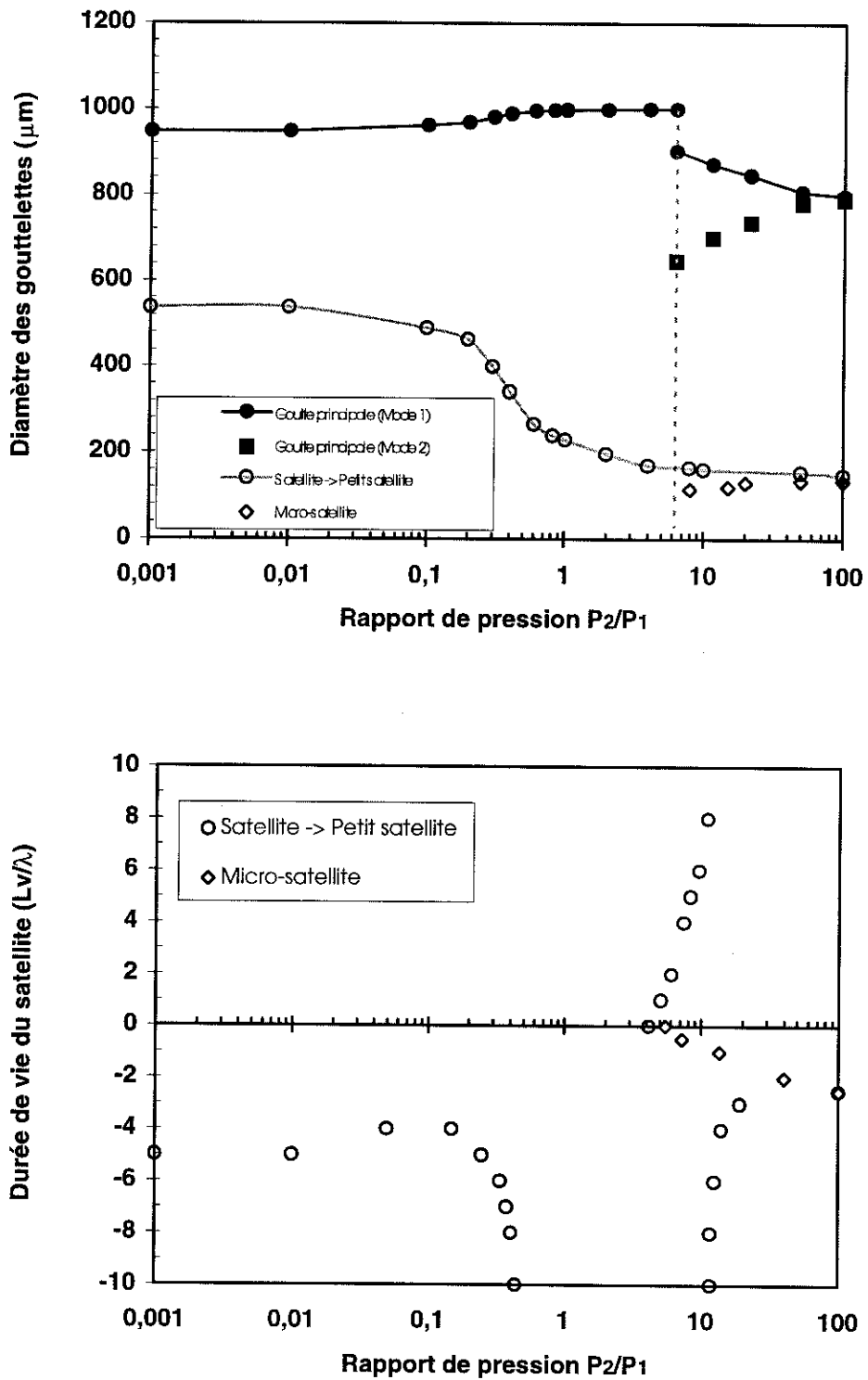


Figure 4-11 Taille et durée de vie des gouttelettes pour $\varphi = 240^\circ$ et $k = 0,40$.

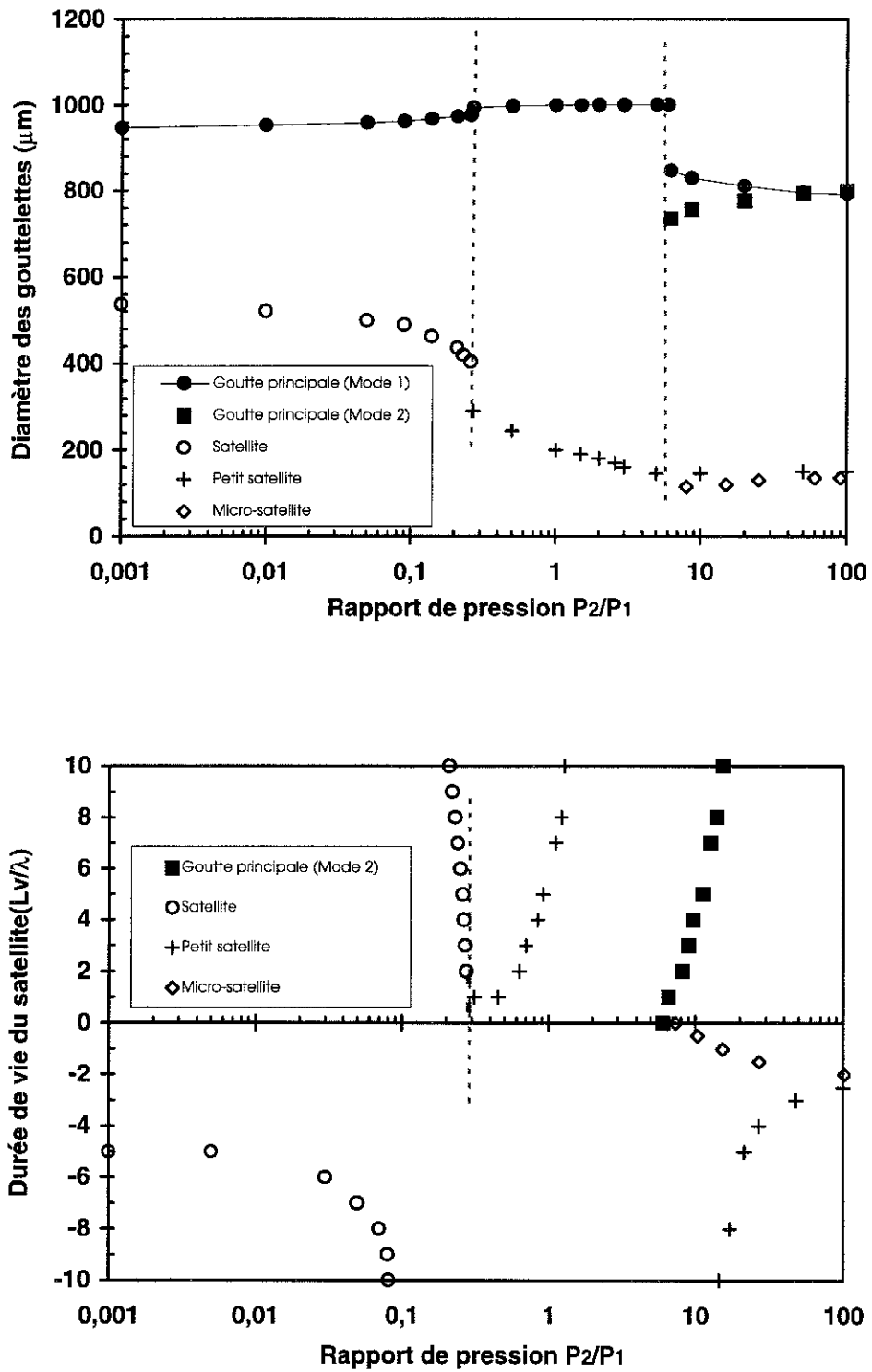


Figure 4-12 Taille et durée de vie des gouttelettes pour $\varphi = 200^\circ$ et $k = 0,40$.

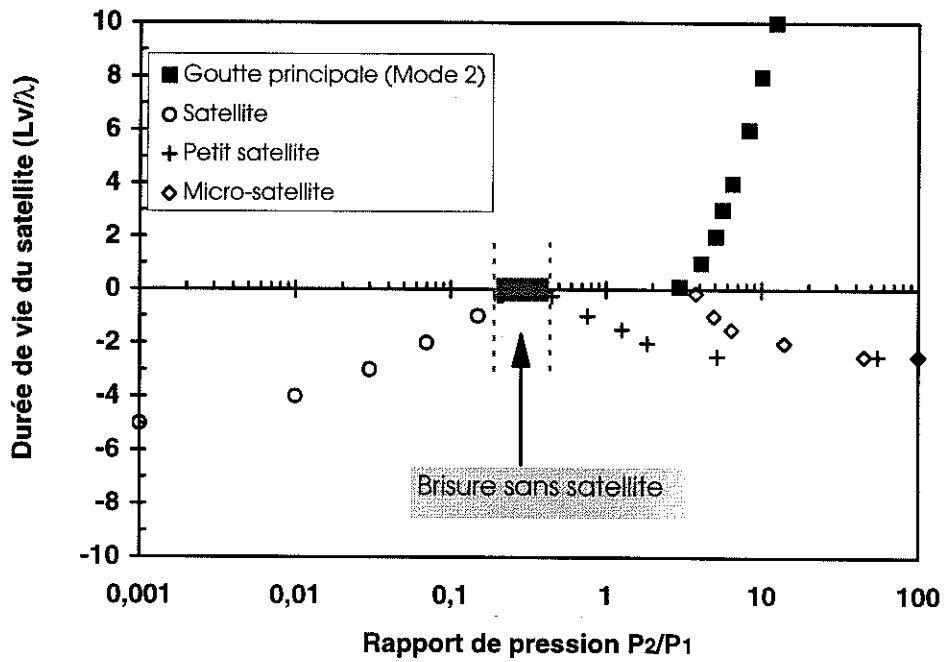
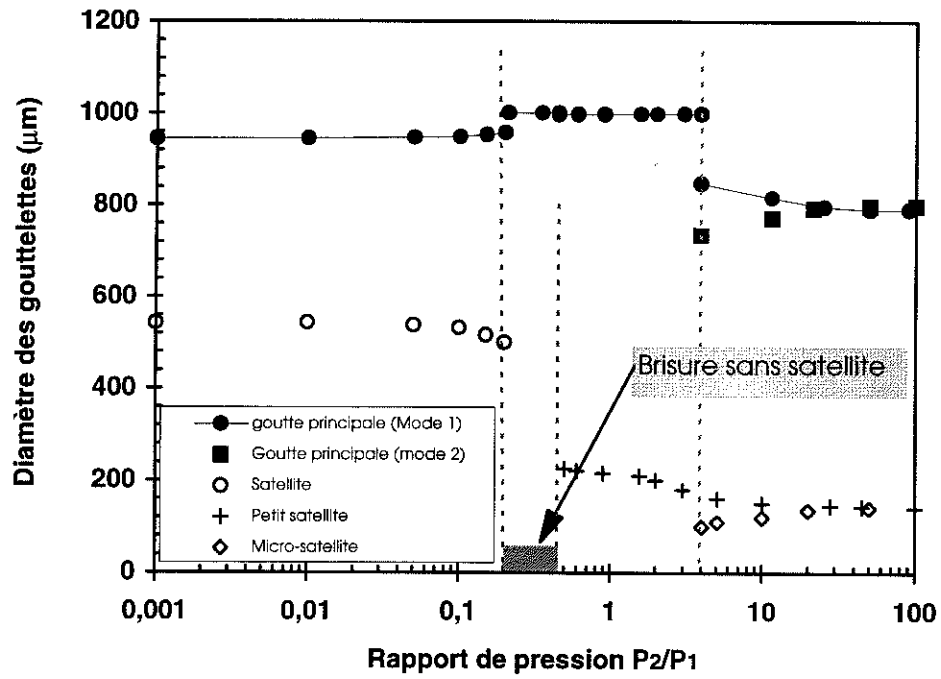


Figure 4-13 Taille et durée de vie des gouttelettes pour $\varphi = 340^\circ$ et $k = 0,40$

4.2.3. Influence du nombre d'onde et de la vitesse de jet

■ Influence du nombre d'onde

Le diagramme de brisure pour le nombre d'onde $k = 0,40$ ne montre l'existence que d'une seule poche sans satellite contrairement à Rezanka & Crowley qui ont travaillé avec un nombre d'onde très voisin ($k \approx 0,40$). Cette différence de comportement hydrodynamique n'a pas de causes évidentes si ce n'est que la similitude des dispositifs (nombres de Reynolds, nombre de Weber et d'Euler électrique) n'est vraisemblablement pas respectée. De plus les nombres d'ondes ne sont pas rigoureusement identiques.

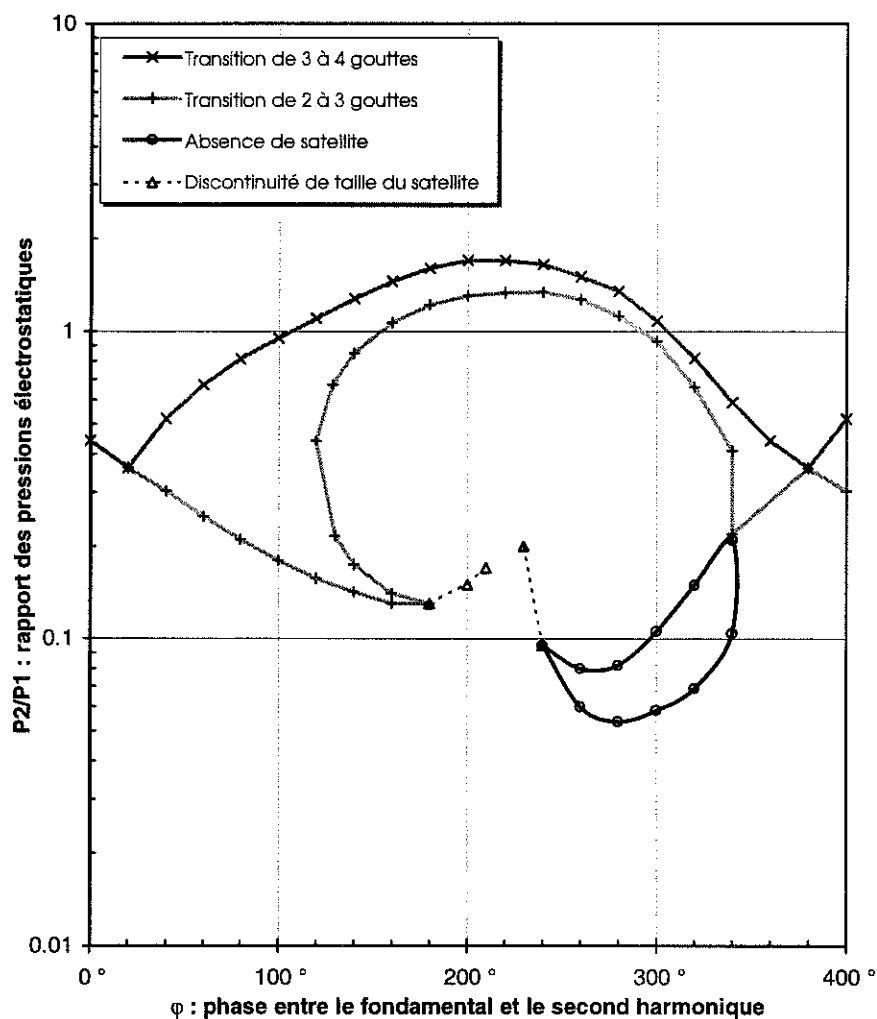


Figure 4-14 Diagramme de brisure pour le nombre d'onde $k = 0,35$. ($a = 220 \mu m$, $U_0 = 4,94 m/s$, $f_{\text{excitation}} = 625 Hz$, $d_{1,e} = 300 \mu m$, $\mu = 17 mPa s$, $\sigma = 58 mN/m$, $\rho = 1165 kg/m^3$).

Nous avons tracé les cartes de brisure pour deux autres nombres d'onde différents $k = 0,35$ (Figure 4-14) et $k = 0,44$ (Figure 4-15). Dans l'ordre croissant des k , les diagrammes

sont translatis verticalement vers les zones de plus fortes valeurs du rapport P_2/P_1 . Ceci se comprend aisément: lorsque k passe de 0,35 à 0,44 le taux de croissance $\gamma(k)$ croît pour le fondamental tandis qu'il diminue pour le mode $2k$ (Figure 4-4). Il faut donc partir d'une valeur de P_2/P_1 croissante en fonction de k pour arriver à la même déformation au moment de la brisure.

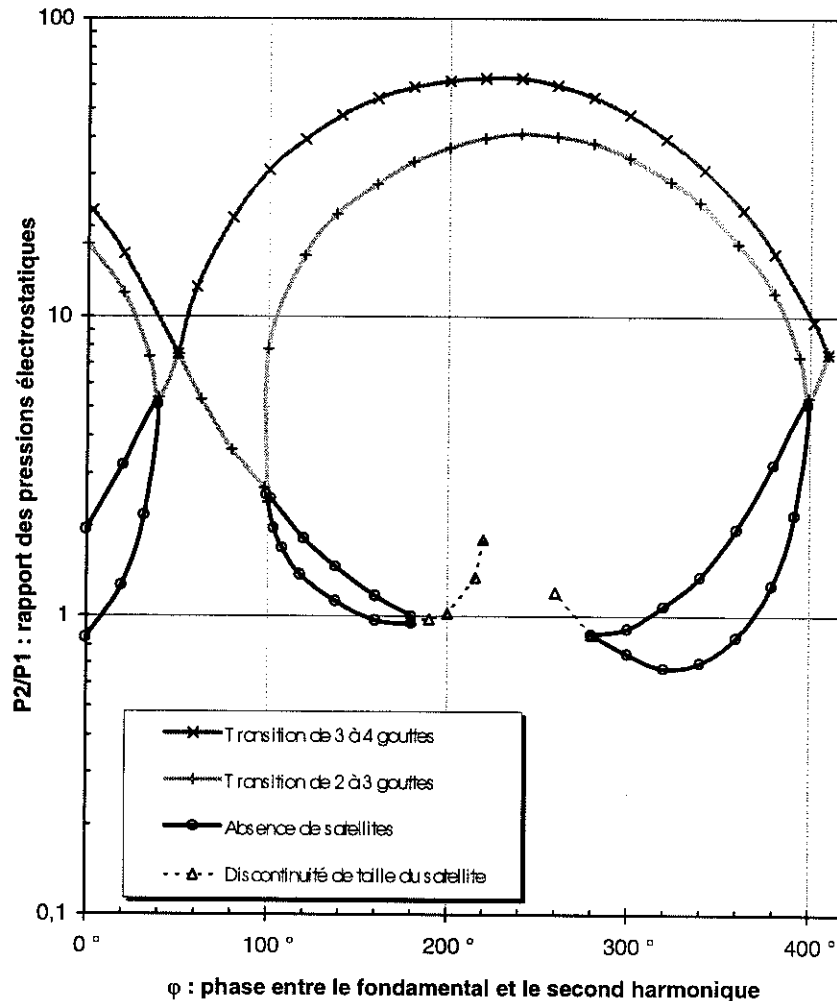


Figure 4-15 Diagramme de brisure pour le nombre d'onde $k = 0,44$. ($a = 220 \mu\text{m}$, $U_0 = 4,93 \text{ m/s}$, $f_{\text{tension}} = 778 \text{ Hz}$, $d_{j,e} = 300 \mu\text{m}$, $\mu = 17 \text{ mPa s}$, $\sigma = 58 \text{ mN/m}$, $\rho = 1165 \text{ kg/m}^3$).

Nous observons la présence de deux zones sans satellite pour $k = 0,44$ (Figure 4-15). Pour une phase proche de 180° , la forme de la brisure (sans satellite) est typiquement celle obtenue avec une stimulation piézo-électrique (« poire » droite). Pour une phase $\phi \approx 150^\circ$, en augmentant l'importance relative de l'harmonique 2 le satellite initialement lent devient rapide. En forçant la stimulation, le satellite se rapproche de la goutte aval et parallèlement la zone de jonction du ligament avec la goutte aval s'épaissit ce qui conduit à la zone sans satellite. La brisure sans satellite est obtenue quand la rétractation du ligament est plus rapide que le temps nécessaire pour que la seconde

brisure ait lieu. En diminuant le nombre d'onde, la longueur du ligament augmente et ce dernier se brise pour former deux satellites lorsqu'on cherche à le contrôler. Le phénomène est très marqué pour $k = 0,35$. La Figure 4-14 montre une zone avec 3 gouttes en brisure avant bien plus développée que pour $k = 0,40$ ou $k = 0,44$.

■ Influence de la vitesse sur les diagrammes de brisure

La vitesse de jet tout comme le nombre d'onde influent sur la dynamique de formation du satellite. Nous avons montré dans le paragraphe précédent le rôle du nombre d'onde; par extrapolation la vitesse du jet doit influencer sur l'extension des zones sans satellite. Les expériences (paragraphe 4.2.1 à 4.2.3) rapportées jusqu'ici ont été effectuées pour une vitesse de jet fixée. En nous focalisant sur les poches sans satellite, examinons maintenant l'influence de la vitesse du jet pour un nombre d'onde constant.

L'expérience a été réalisée avec une buse de diamètre 250 μm dont le rapport longueur de buse sur diamètre est proche de 1. Ceci nous a permis de minimiser la perte de charge dans la buse et d'élargir la gamme de vitesse de jet explorée compte tenu de la pression limite disponible de notre circuit hydraulique.

Les Figure 4-16 à Figure 4-19 montrent l'évolution des poches sans satellite en brisure directe et inverse. En diminuant la vitesse du jet, le satellite (lent) a une durée de vie de plus en plus courte ce qui constitue un handicap pour la fusion avant (satellite rapide) car il s'agit d'aller à l'encontre du processus naturel. On peut observer que l'aire des zones sans satellite est très inégale et la zone de brisure arrière est beaucoup importante que celle de la brisure avant (Figure 4-16). En augmentant la vitesse du jet, l'aire des deux surfaces sans satellite tend à s'égaliser et la forme des poches a tendance à devenir presque symétrique. A vitesse de jet élevée, la contraction du ligament devient plus symétrique car les deux brisures ont lieu presque en même temps. Le satellite tend à se placer à mi-chemin entre les gouttes principales adjacentes. L'action du mode 2 et plus précisément de la phase permet de déplacer le satellite vers la goutte amont ou la goutte aval de façon tout-à-fait équivalente. Cette équivalence se traduit par des zones de brisure sans satellite très semblables (Figure 4-19).

Nous avons fait la démonstration expérimentale que le nombre d'onde et la vitesse de jet sont déterminants pour obtenir une brisure sans satellite. En fait ces paramètres jouent un rôle analogue. Pour le voir il suffit de reprendre l'argument sur le degré de dissymétrie de la brisure du ligament entre 2 futures gouttes. Lorsqu'on stimule le jet avec le fondamental seul, cette dissymétrie est liée au temps (Δt) qui sépare les deux brisures: $\Delta t = (\lambda - 2R)/U_0$. En tenant compte de la conservation du volume ($4/3\pi R^3 = \pi a^2 \lambda$) et de la définition du nombre d'onde $k = 2\pi a/\lambda$:

$$\Delta t = \frac{2\pi a}{kU_0} \left(1 - \left(\frac{3k^2}{2\pi^2} \right)^{1/3} \right) \quad (4-6)$$

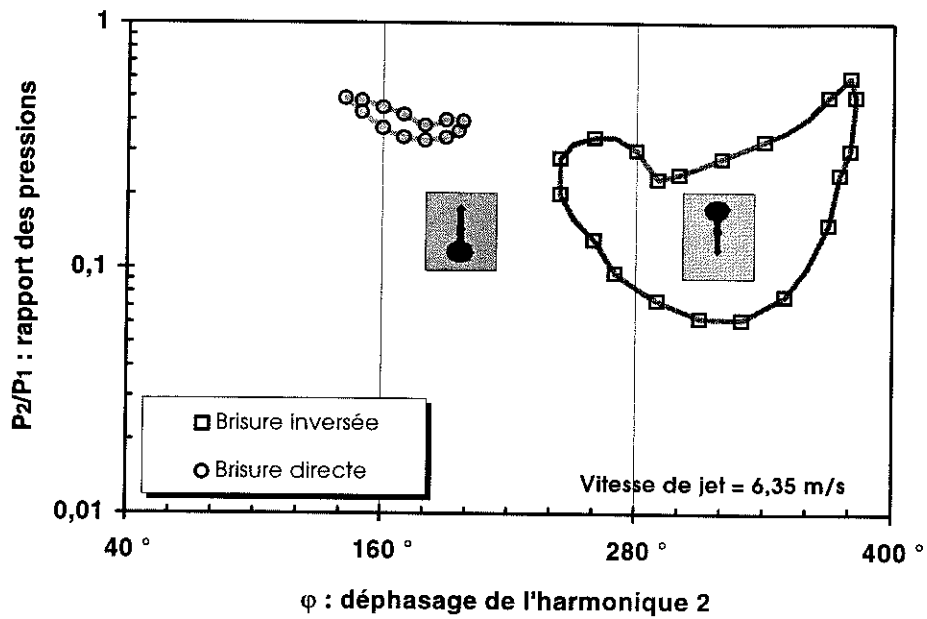


Figure 4-16 Zones sans satellite en brisure directe et inverse à faible vitesse de jet: $U_0 = 6,35 \text{ m/s}$. ($a = 125 \mu\text{m}$, $k = 0,40$, $\lambda = 1989 \mu\text{m}$, $f_{\text{tension}} = 1594 \text{ Hz}$, $d_{1,e} = 150 \mu\text{m}$, $\mu = 17 \text{ mPa s}$, $\sigma = 58 \text{ mN/m}$, $\rho = 1165 \text{ kg/m}^3$).

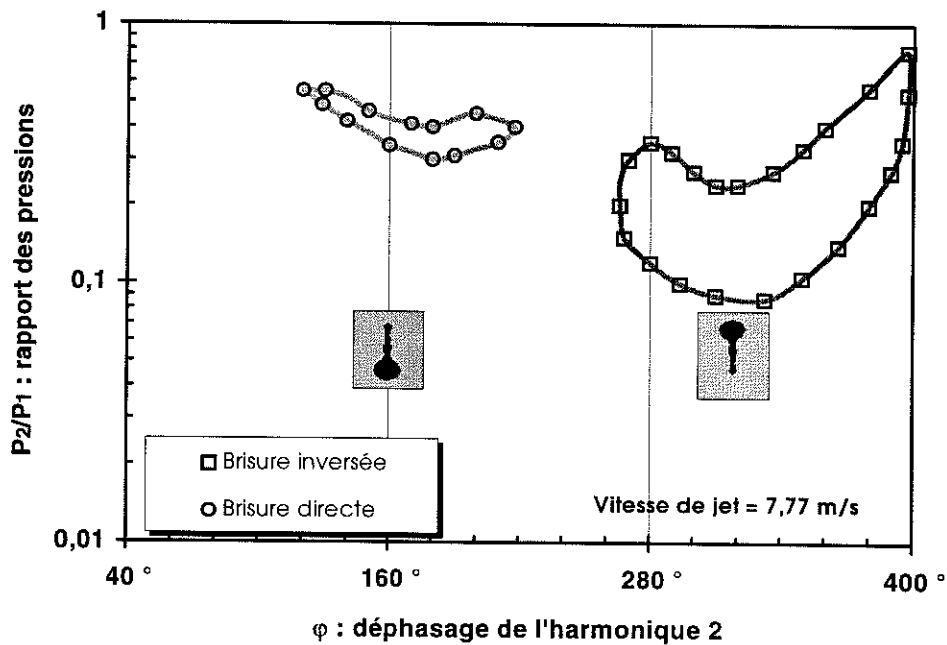


Figure 4-17 Zones sans satellite pour une vitesse de jet $U_0 = 7,77 \text{ m/s}$. ($a = 125 \mu\text{m}$, $k = 0,40$, $\lambda = 1989 \mu\text{m}$, $f_{\text{tension}} = 1953 \text{ Hz}$, $d_{1,e} = 150 \mu\text{m}$, $\mu = 17 \text{ mPa s}$, $\sigma = 58 \text{ mN/m}$, $\rho = 1165 \text{ kg/m}^3$).

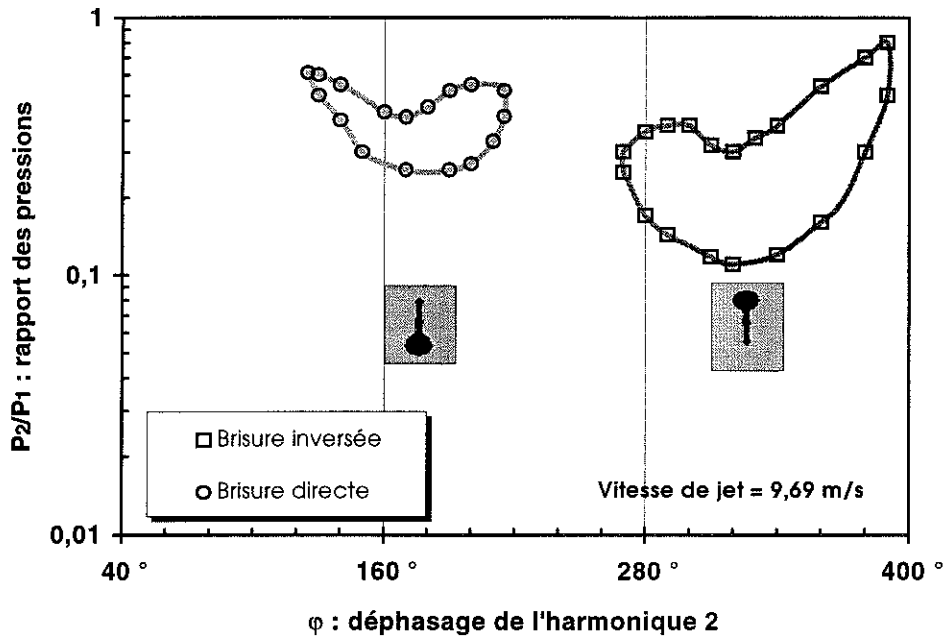


Figure 4-18 Zones sans satellite pour une vitesse de jet $U_0 = 9,69 \text{ m/s}$. ($a = 125 \mu\text{m}$, $k = 0,40$, $\lambda = 1989 \mu\text{m}$, $f_{\text{tension}} = 3250 \text{ Hz}$, $d_{j,e} = 150 \mu\text{m}$, $\mu = 17 \text{ mPa s}$, $\sigma = 58 \text{ mN/m}$, $\rho = 1165 \text{ kg/m}^3$).

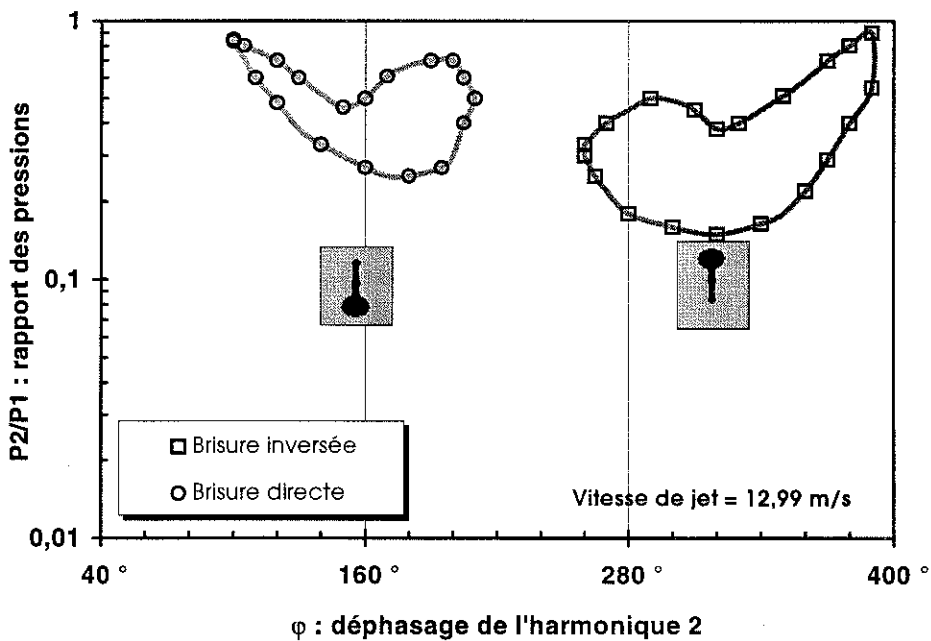


Figure 4-19 Zones sans satellite pour une vitesse de jet élevée: $U_0 = 13,0 \text{ m/s}$. ($a = 125 \mu\text{m}$, $k = 0,40$, $\lambda = 1989 \mu\text{m}$, $f_{\text{tension}} = 2441 \text{ Hz}$, $d_{j,e} = 150 \mu\text{m}$, $\mu = 17 \text{ mPa s}$, $\sigma = 58 \text{ mN/m}$, $\rho = 1165 \text{ kg/m}^3$).

En stimulation EHD à 2 modes la gamme de variation de k est limitée; en première approximation avec $k \approx 0,40$:

$$\Delta t \approx 1,4 \frac{\pi a}{k U_0}$$

Ceci montre clairement que le nombre d'onde et la vitesse jouent un rôle équivalent. Dans notre quête de brisure sans satellite, chronologiquement nous avons considéré le nombre d'onde sur lequel nous avons finalement une faible marge de manoeuvre: il est impératif de respecter la condition d'instabilité du mode 2 ($2k < 1$). De plus il est préférable de considérer un nombre d'onde pour lequel les taux de croissance des deux modes sont comparables (dans le cas contraire, cela conduit à imposer des perturbations initiales disproportionnées, auquel cas l'électronique de commande H.T. est plus délicate à mettre en oeuvre). Pour obtenir des variations significatives de Δt , il est plus judicieux expérimentalement de jouer sur la vitesse du jet. Nous pouvons aisément la faire varier d'un facteur 2 ou 3 et ainsi obtenir des déformations remarquables des zones sans satellite comme nous l'avons montré dans le paragraphe précédent.

Remarque: sur le diagramme principal de brisure (Figure 4-5), nous n'avons observé qu'une seule zone de brisure sans satellite alors que Rezanka & Crowley [1990] ont observé pour le même nombre d'onde ($k \approx 0,40$) deux zones sans satellite. Nous avons à présent l'explication de cette différence. Bien que les travaux aient été menés sur des jets de tailles différentes, Rezanka & Crowley [1990] ont travaillé avec une vitesse de jet toutes proportions gardées plus importante que la nôtre; ils ont de ce fait pu observer une zone de brisure sans satellite en brisure avant.

4.2.4. Dynamique du satellite en stimulation EHD à 1 mode

Dans les arguments utilisés dans le paragraphe précédent, nous avons fait intervenir la différence de temps de brisure aux extrémités du ligament généré par le mode fondamental. On peut poursuivre cette démarche et estimer la vitesse et la durée de vie du satellite formé naturellement. Nous nous proposons d'examiner l'influence de la vitesse du jet dans le processus de brisure du ligament et de formation du satellite.

La transcription du problème temporel de l'instabilité capillaire en un problème spatio-temporel implique l'existence d'un lieu de brisure unique. La position du point de brisure ne dépend que du temps de brisure et de la vitesse du jet. Avec une excitation faible à 1 mode, l'extrémité aval du ligament atteint le point de brisure avant l'extrémité amont. De ce fait la brisure du ligament a lieu à deux instants différents, d'abord en aval puis en amont du ligament. Durant cet intervalle de temps, le travail des forces de tension superficielle au niveau de l'extrémité libre du ligament produit une quantité de mouvement arrière qui donnera au satellite sa vitesse relative ou satellite lent (Figure 4-20). Le travail des forces de tension superficielle est d'autant plus important que la différence de temps qui sépare les deux brisures est importante.

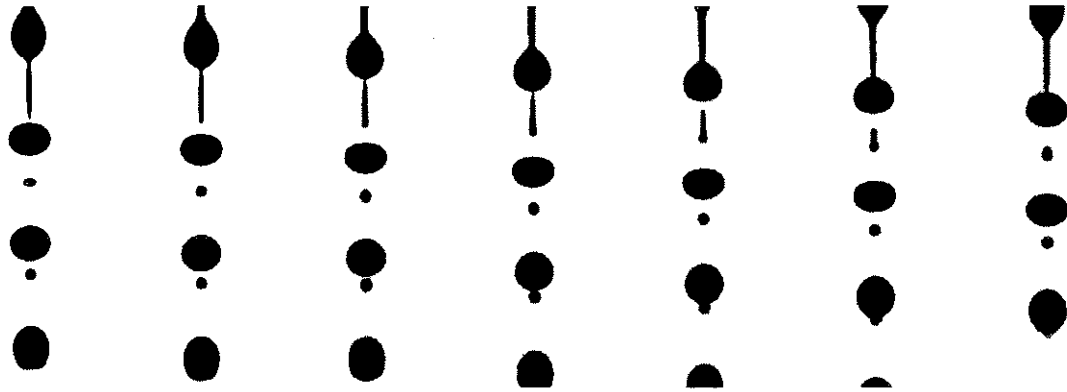


Figure 4-20 Brisure du jet observée pour différents déphasages du stroboscope ($T/7$ entre deux images). ($a = 125 \mu\text{m}$, $U_0 = 4,45 \text{ m/s}$, $k = 0,60$, $d_{j,e} = 125 \mu\text{m}$, $f_{\text{tension}} = 1690 \text{ Hz}$, $\lambda = 1315 \mu\text{m}$, $\mu = 17 \text{ mPa s}$, $\sigma = 58 \text{ mN/m}$, $\rho = 1165 \text{ kg/m}^3$).

La différence de temps dépend entre autres de la vitesse de jet. La Figure 4-21 illustre le phénomène: les photos ont été prises à différentes vitesses de jet pour un nombre d'onde constant. La longueur de vie du satellite augmente rapidement avec la vitesse pour deux raisons:

- cette longueur est proportionnelle à la vitesse du jet.
- la quantité de mouvement arrière du satellite est d'autant plus faible que la vitesse de jet est grande.

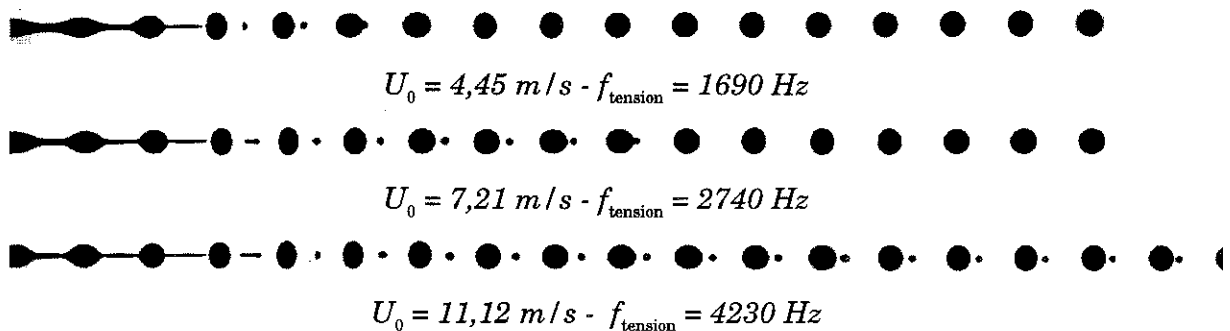


Figure 4-21 Influence de la vitesse de jet sur la longueur de vie du satellite. ($a = 125 \mu\text{m}$, $k = 0,60$, $\lambda = 1315 \mu\text{m}$, $d_{j,e} = 125 \mu\text{m}$, $V = 1200 \text{ Volts}$, $\mu = 17 \text{ mPa s}$, $\sigma = 58 \text{ mN/m}$, $\rho = 1165 \text{ kg/m}^3$).

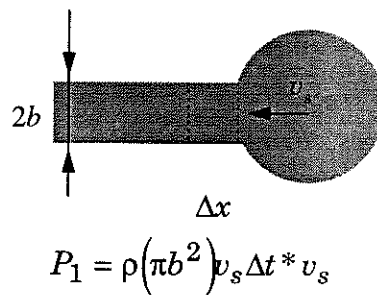
Pour estimer la vitesse relative du satellite, on distingue deux phases principales dans le processus de formation puis fusion du satellite:

- **une phase motrice** Dans l'approximation temporelle de l'évolution spatio-temporelle du jet (valable par les grandes vitesses), les deux brisures du ligament (amont et aval) ont lieu en un même endroit; par conséquent l'intervalle de temps qui

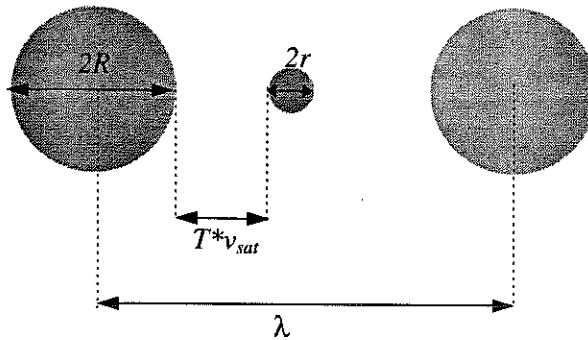
sépare les deux brisures est le rapport de la longueur du ligament et de la vitesse d'avancement du jet:

$$\Delta t = (\lambda - 2R) / U_0$$

Durant ce laps de temps, la première des extrémités libres du ligament se rétracte pour former une boule de liquide qui ramasse le cylindre fluide. Nous reprenons les hypothèses et les approximations faites par Goedde & Yuen [1970]: en se plaçant dans le repère du jet, on admet que la vitesse de rétractation est constante, c'est à dire que le travail des forces de tension superficielle ne sert qu'à accélérer le fluide au repos. La quantité de mouvement créée vaut $P_1 = m_1 * v_s$ où $m_1 = \rho(\pi b^2)\Delta x$ est la masse de liquide portée à la vitesse v_s de l'extrémité sphérique pendant l'intervalle de temps Δt .



• **une phase passive** Après la seconde brisure, le ligament finit de se contracter pour former un satellite sphérique entre les deux gouttes principales; le temps de vie (T_{vie}) du satellite ne dépend alors que de la position du satellite et de sa vitesse relative (v_{sat}) par rapport à la goutte principale.



$$T_{vie} = \left[\frac{1}{2}(\lambda - 2R - v_s \Delta t) - r \right] / v_{sat}$$

avec $\frac{1}{2}(\lambda - 2R - v_s \Delta t) - r$ la distance bord à bord entre la goutte et le satellite (par la suite on admettra que $r \ll R$) et v_{sat} la vitesse du satellite.

On déduit la vitesse du satellite de la conservation de la quantité de mouvement:

$$P_1 = P_{sat} = m_{sat} * v_{sat}$$

$$m_{sat} = \rho * Volume\ satellite = \rho * (\pi b^2) * (\lambda - 2R)$$

avec $(\lambda - 2R)$ la longueur du ligament. L'expression de la vitesse du satellite est:

$$v_{sat} = \frac{v_s^2}{U_0} \quad (4-7)$$

$v_s = \sqrt{\sigma / \rho b}$ (expression de Goedde & Yuen [1970]). L'expression du temps de vie est:

$$T_{vie} = \left(\frac{\lambda}{2} - R\right) \left(\frac{\rho b}{\sigma}\right) \left(U_0 - \sqrt{\frac{\sigma}{\rho b}}\right) \quad (4-8)$$

L'expression 4-8 est qualitativement cohérente avec les résultats expérimentaux (Figure 4-22): la variation du temps de vie est linéaire en fonction de la vitesse du jet et l'ordonnée à l'origine est négative.

Il est intéressant de comparer les pentes expérimentale et théorique de la loi $T_{vie} = f(U_0)$.

$$Pente = \left(\frac{\lambda}{2} - R\right) \left(\frac{\rho b}{\sigma}\right)$$

L'application numérique nécessite des informations complémentaires, à savoir le diamètre des gouttelettes satellites à partir desquelles nous déterminons le rayon b du ligament. Ces données sont accessibles dans la littérature [Mansour & Lundgren - 1990]. Cependant pour plus de sécurité, nous avons préféré réaliser les mesures de diamètre de la goutte et du satellite sur le jet avec lequel nous avons travaillé jusqu'à présent. Ces résultats sont présentés sur la Figure 4-23 (notons qu'ils sont cohérents avec ceux présentés dans les publications). Finalement, les estimations des pentes théorique et expérimentale sont:

Pente théorique : $199 \mu s^2 \mu m^{-1}$

Pente expérimentale : $218 \mu s^2 \mu m^{-1}$

La concordance des valeurs (10% d'écart) est étonnamment bonne, les hypothèses simplificatrices sont vraisemblablement raisonnables. (Les valeurs numériques des paramètres sont extraites de la Figure 4-22: longueur d'onde (λ) = 1310 μm , rayon de la goutte (R) = 245 μm , rayon du ligament (b) = 29 μm).

L'intérêt de cette petite étude est de conforter l'image que l'on a donnée du processus de brisure du ligament et de formation du satellite et ainsi de clarifier et de confirmer l'équivalence de l'influence du nombre d'onde et de la vitesse en stimulation EHD à 2 modes.

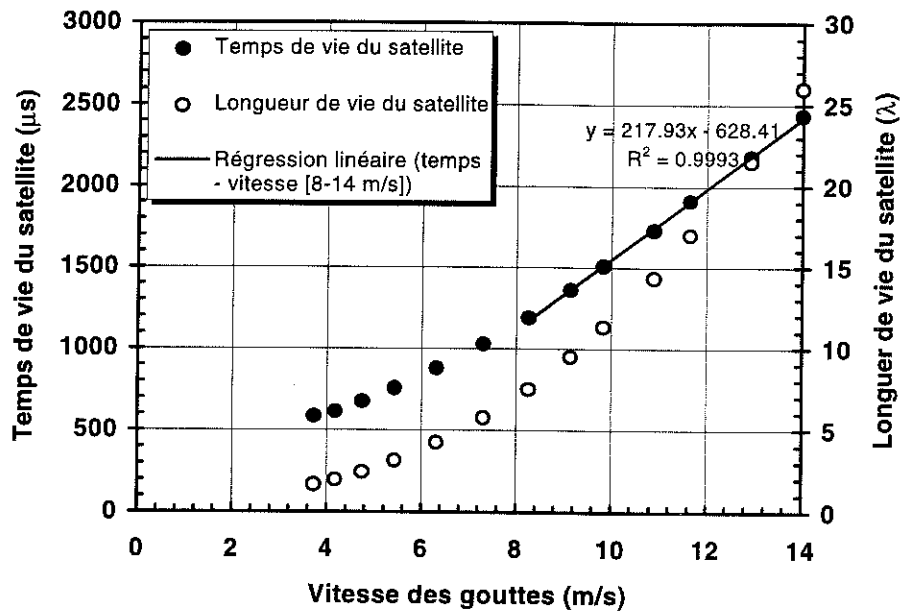


Figure 4-22 Longueur de vie du satellite fonction de la vitesse des gouttes. ($a = 125 \mu\text{m}$, $k = 0,60$, $\lambda = 1310 \mu\text{m}$, $R = 245 \mu\text{m}$, $b = 29 \mu\text{m}$, $V = 1750 \text{ Volts}$, $d_{1,e} = 300 \mu\text{m}$, $\mu = 17 \text{ mPa s}$, $\sigma = 58 \text{ mN/m}$, $\rho = 1165 \text{ kg/m}^3$).

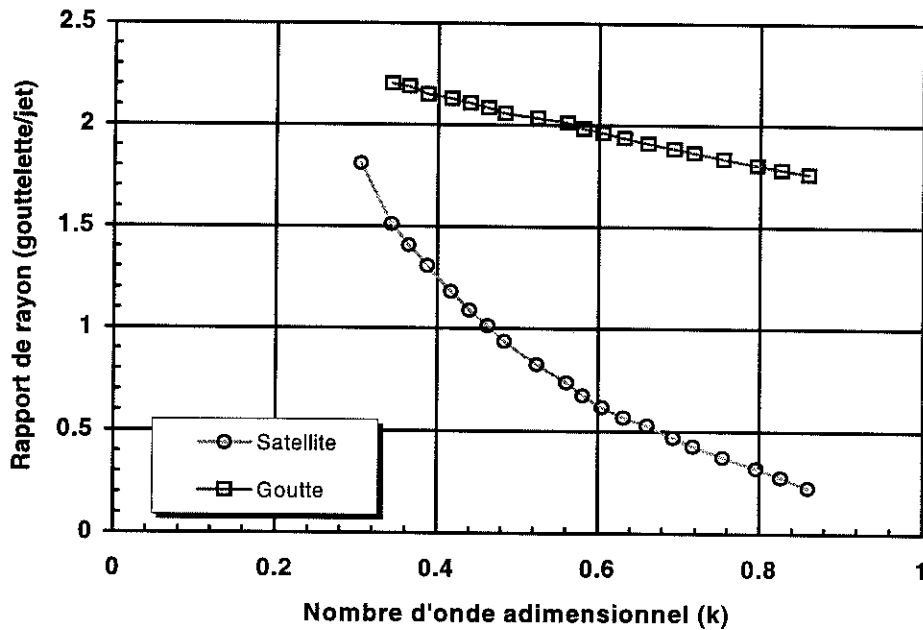


Figure 4-23 Rayons expérimentaux des gouttelettes en fonction du nombre d'onde. Signal d'excitation EHD fondamental => formation 1 goutte + 1 satellite lent par période. ($a = 220 \mu\text{m}$, $U_0 = 5,02 \text{ m/s}$, $d_{1,e} = 125 \mu\text{m}$, $V = 1750 \text{ Volts}$ c-c, $\mu = 17 \text{ mPa s}$, $\sigma = 58 \text{ mN/m}$, $\rho = 1165 \text{ kg/m}^3$).

4.3. Autres observations expérimentales

4.3.1. Stimulation mode 1 + mode 3

L'étude de la stimulation EHD nous a permis d'examiner le comportement du jet stimulé par le fondamental puis le fondamental combiné à l'harmonique 2. On peut imaginer introduire d'autres modes dans le signal d'excitation (le dispositif expérimental le permet). Cependant une étude expérimentale exhaustive n'est pas raisonnable compte tenu du nombre de paramètres (avec 3 modes, il y aurait 4 paramètres $P_2/P_1, P_3/P_1, \varphi_{21}, \varphi_{31}$). Pour compléter notre étude, on se propose d'examiner le cas particulier du jet stimulé par le mode 1 et le mode 3. Cette configuration a déjà été explorée par Chaudhary avec une stimulation piézo-électrique.

Les paramètres du problème sont:

- le nombre d'onde fixé à $k = 0,30$. (il est impératif de travailler à un nombre d'onde $k < 1/3$ afin d'amplifier les deux modes forcés).
- le rapport des pressions électrostatiques P_3/P_1 .
- la phase φ entre les deux composantes de fréquence.

$$P(t) = P_1 \cos(\omega t) + P_3 \cos(3\omega t + \varphi) \quad (4-9)$$

En priorité, nous avons cherché sans succès l'existence de zones sans satellite. Les différents chemins explorés dans le plan $(P_3/P_1 - \varphi)$ génèrent au minimum 2 gouttes (1 goutte principale + 1 satellite) et au maximum 6 gouttelettes correspondant au mode 3 dominant. Il s'avère que compte tenu du faible nombre d'onde, le ligament est long et sa stabilité précaire. Celui-ci se casse dès que l'on cherche à le contrôler.

L'exploration vers des nombres d'onde encore plus faibles est vraisemblablement sans issue:

- le fondamental est peu amplifié, la perturbation induite par la stimulation EHD est insuffisante pour dégager le point de brisure stimulé hors du point de brisure naturelle du jet. La forme du jet est très fluctuante dans la zone de brisure.
- vers le point de rupture, la longueur du ligament devient telle qu'il forme un barreau de liquide sur lequel se développent des instabilités malgré la viscosité importante du fluide ($\mu = 17 \text{ mPa s}$). Compte tenu du faible taux d'amplification du fondamental, la brisure tarde à venir, les instabilités s'amplifient et favorisent la segmentation du ligament.

Nos résultats sont différents de ceux obtenus par Chaudhary & Maxworthy [1980] qui observent une brisure sans satellite dans certaines conditions. Cette différence tient à la nature de l'excitation. Chaudhary & Maxworthy [1980] utilisent comme élément de stimulation un dispositif piézo-électrique. Comme le précisent ces auteurs, la fonction de

transfert du dispositif est indéterminée et l'influence du mode 3 n'est pas clairement identifiée. D'autre part l'écoulement pulsé à travers la buse introduit des effets cinématiques qui sont totalement absents avec une stimulation EHD car la fonction de stimulation est totalement découplée de la cavité. La stimulation EHD est une technique d'excitation « propre », la perturbation induite est l'image du signal de commande. Par conséquent l'influence du mode 3 est bien mieux cernée.

4.3.2. La fusion réflexive

■ Description du phénomène

Dans le processus de génération des gouttes, le phénomène de fusion réflexive (illustré Figure 4-24) se produit en aval du point de brisure à l'instant où le satellite entre en contact avec une goutte principale. Nous observons un satellite lent qui tend à être rejoint par la goutte amont; cependant le satellite n'est pas absorbé mais expulsé par la goutte principale après le contact. L'expérience ne permet pas de dire s'il y a eu échange de matière entre la goutte et le satellite. Au premier abord, le volume du satellite est conservé. Nous avons noté que la durée de vie du satellite doit être assez courte afin que le contact avec la goutte intervienne lorsque celle-ci oscille (phases d'allongement et d'aplatissement).

D'un point de vue statique, le phénomène ne s'explique pas car, sous l'effet de la tension superficielle, la différence de pression interne entre la goutte ($P_{goutte} = 2\sigma/R$) et le satellite ($P_{satellite} = 2\sigma/r$) conduit celui-ci à se vider dans la goutte car $r \ll R$. Mais il faut tenir compte de la dynamique de la goutte pour le transfert de quantité de mouvement entre le satellite déjà stabilisé (géométrie sphérique) et la goutte non stabilisée au moment de l'impact.



Figure 4-24 Illustration du phénomène de fusion réflexive. ($a = 220 \mu\text{m}$, $U_0 = 5,02 \text{ m/s}$, $f_{\text{tension}} = 898 \text{ Hz}$, $V = 1200 \text{ Volts}$, $d_{j-e} = 500 \mu\text{m}$, $\sigma = 58 \text{ mN/m}$, $\mu = 17 \text{ mPa s}$, $\rho = 1165 \text{ kg/m}^3$).

■ Paramètres influents (vitesse de jet, fréquence de stimulation)

Le phénomène de fusion réflexive a déjà été signalé par Goedde & Yuen [1970], Curry & Portig [1977] sur des jets de gros diamètre. Plus récemment, Vassalo & Ashgriz [1991] s'intéressent au phénomène dans un travail purement expérimental. Ils ont remarqué que la fusion réflexive disparaît sur des jets de diamètre inférieur à $300 \mu\text{m}$ (dans notre cas, le phénomène a été observé sur le jet de diamètre $440 \mu\text{m}$). A la différence de Vassalo & Ashgriz [1991] qui utilisaient une stimulation piézo-électrique, nous avons utilisé une stimulation EHD à 1 mode puis à 2 modes qui permet contrôler la durée de vie du satellite en jouant sur le rapport des composantes de pression P_2/P_1 et la phase ϕ . Il est ainsi possible de modifier le moment de l'impact entre la goutte et le satellite. Selon que la goutte est en phase d'aplatissement ou d'élongation, le satellite est absorbé

ou ré-éjecté par la goutte. Nous avons aussi vérifié que lorsque les oscillations de la goutte sont amorties c'est à dire pour une durée de vie assez longue du satellite, ce dernier coalesce toujours avec la goutte.

Nous avons également constaté que la fréquence de stimulation est un paramètre du problème. La Figure 4-25 montre qu'il n'y a pas de fusion réflexive pour des conditions expérimentales identiques à la Figure 4-24 à l'exception de la fréquence de stimulation qui est nettement plus élevée. En augmentant la fréquence, le rayon de la goutte diminue. Les amplitudes d'oscillation sont plus faibles et la goutte se stabilise plus vite.



Figure 4-25 Brisure du jet en une goutte accompagnée d'un satellite sans phénomène de fusion réflexive. ($a = 220 \mu\text{m}$, $U_0 = 5,02 \text{ m/s}$, $f_{\text{tension}} = 1474 \text{ Hz}$, $V = 1200 \text{ Volts}$, $d_{1e} = 500 \mu\text{m}$, $\sigma = 58 \text{ mN/m}$, $\mu = 17 \text{ mPa s}$, $\rho = 1165 \text{ kg/m}^3$).

Dans la mesure où ce phénomène est inexistant sur des jets de petit diamètre, nous n'en avons pas approfondi l'étude.

4.4. L'expérimentation sur le « petit jet »

4.4.1. Description du dispositif de stimulation

A ce stade de notre étude, l'étude de la stimulation EHD à 2 modes a été menée sur un jet de $440 \mu\text{m}$ de diamètre. En pratique les applications industrielles concernent des jets de plus petit diamètre. C'est pourquoi nous poursuivons l'étude sur un jet de diamètre $72 \mu\text{m}$. Dans cette optique, les conditions de brisure sans satellite sont les plus intéressantes, nous nous focaliserons sur ce type de brisure.

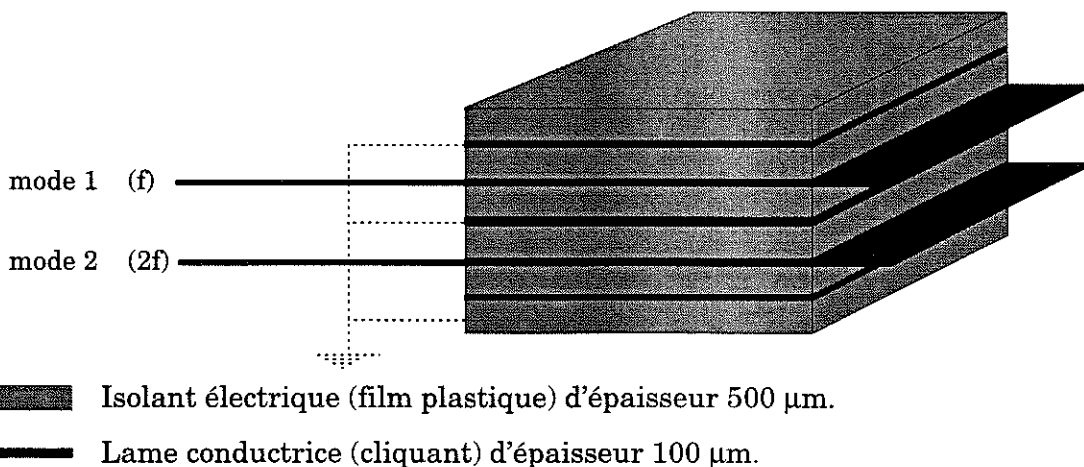


Figure 4-26 Schéma du dispositif de stimulation pour la maquette « petit jet »

Nous avons élaboré un dispositif de stimulation multi-électrode. Il est constitué d'un sandwich de 5 électrodes planes métalliques (lames de clinquant) séparées par une feuille isolante (Figure 4-26). L'ensemble est assemblé à l'aide d'une résine époxy (Araldite). Deux des cinq électrodes sont alimentées par un signal haute tension (fondamental et harmonique 2). Les autres électrodes sont connectées à la masse et jouent le rôle de garde électrostatique.

4.4.2. Stimulation EHD à 2 modes - Brisure sans satellite

Il s'agit de tracer des diagrammes de brisure. Pour pouvoir comparer les résultats avec ceux obtenus sur le jet de diamètre 440 μm , nous avons choisi les conditions expérimentales de manière à respecter au mieux la similitude avec le dispositif agrandi pour un nombre d'onde $k = 0,40$. Sur la Figure 4-27, nous observons une zone de brisure sans satellite en brisure inversée alors qu'en brisure directe il n'y a pas de zone sans satellite comme nous l'avons constaté sur le dispositif à l'échelle agrandie (Figure 4-5).

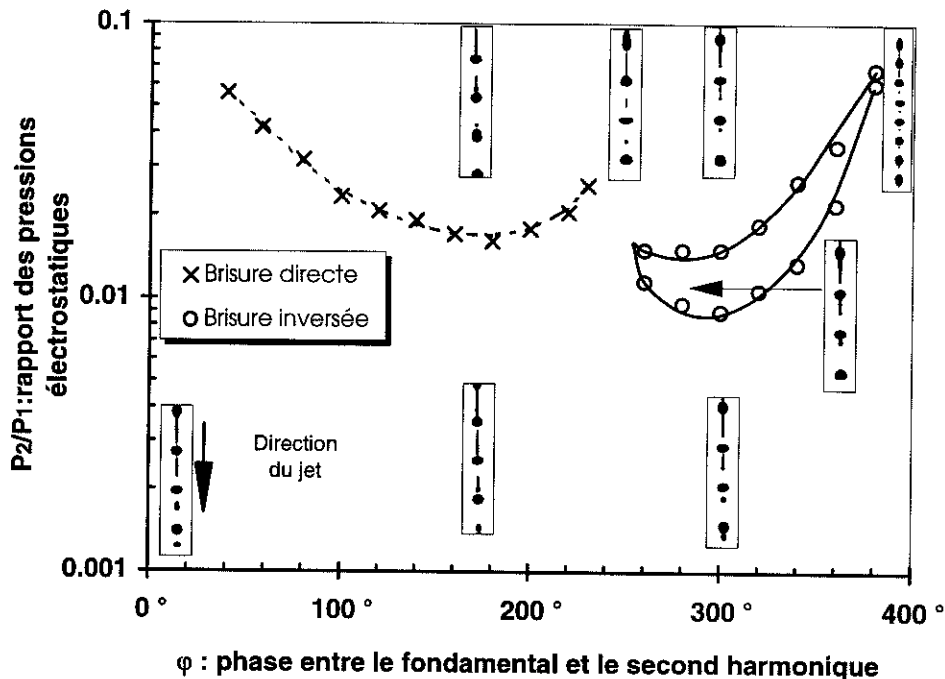


Figure 4-27 Zone de brisure sans satellite. ($a = 36 \mu\text{m}$, $k = 0,40$, $U_0 = 11,52 \text{ m/s}$, $V = 400 \text{ Volts c-c}$, $d_{je} = 60 \mu\text{m}$, $\mu = 6,35 \text{ mPa s}$, $\sigma = 45 \text{ mN/m}$, $\rho = 1130 \text{ kg/m}^3$).

D'un point de vue quantitatif, la zone de brisure sans satellite est placée dans le même intervalle de déphasage (de 260° à 380°). Par contre, il existe un décalage suivant l'axe des ordonnées. Cette translation verticale s'explique aisément en considérant les taux de croissance propres à chaque mode. Pour le dispositif agrandi, les taux de croissance des deux modes $k = 0,40$ et $2k = 0,80$ sont pratiquement égaux (Figure 4-4). Pour le petit jet, la courbe d'instabilité expérimentale est notablement décalée de la courbe théorique et le taux de croissance de l'harmonique 2 est nettement supérieur à celui du fondamental ($k = 0,40$). A l'instant de la brisure, c'est à dire au terme du

développement des perturbations il existe un rapport bien déterminé des amplitudes et du déphasage des modes 1 et 2. Comme l'harmonique 2 est plus amplifiée que le fondamental, il faut un rapport P_2/P_1 plus faible que dans le cas de la maquette agrandie (c'est à dire une contribution moindre du mode 2 au niveau de la stimulation).

Sur le dispositif agrandi, nous avons montré que le nombre d'onde et la vitesse de jet sont les paramètres pertinents pour modifier les zones sans satellite. Nous avons tracé deux diagrammes de brisure où l'on a fait varier successivement chacun de ces 2 paramètres. La Figure 4-28 a été tracée pour un nombre d'onde $k = 0,44$. Une poche sans satellite en brisure avant est effectivement observée. Figure 4-29, nous avons le diagramme de brisure pour $k = 0,40$ et une vitesse de jet plus élevée que dans le cas de la Figure 4-27. A nouveau, nous constatons l'existence d'une zone sans satellite en brisure avant. Ces observations qui sont cohérentes avec l'étude réalisée sur le dispositif agrandi confirment l'influence du nombre d'onde et de la vitesse du jet.

Cette étude complète les résultats obtenus par Rezanka & Crowley [1990], nous avons obtenu une cartographie globale des divers modes de rupture du jet qui inclut les observations de Rezanka & Crowley [1990]. Nous avons en particulier identifié toutes les transitions qui permettent de passer d'une forme de brisure forcée par le fondamental à un profil de brisure forcé par le mode 2. Comme Rezanka & Crowley [1990] l'ont montré, il est possible d'éliminer le satellite avec une stimulation électrique en composant le fondamental et l'harmonique 2. Ces auteurs ont identifié un paramètre influant (k : nombre d'onde) sur la forme des zones sans satellite, nous avons vu que la vitesse du jet est aussi un paramètre important du problème.

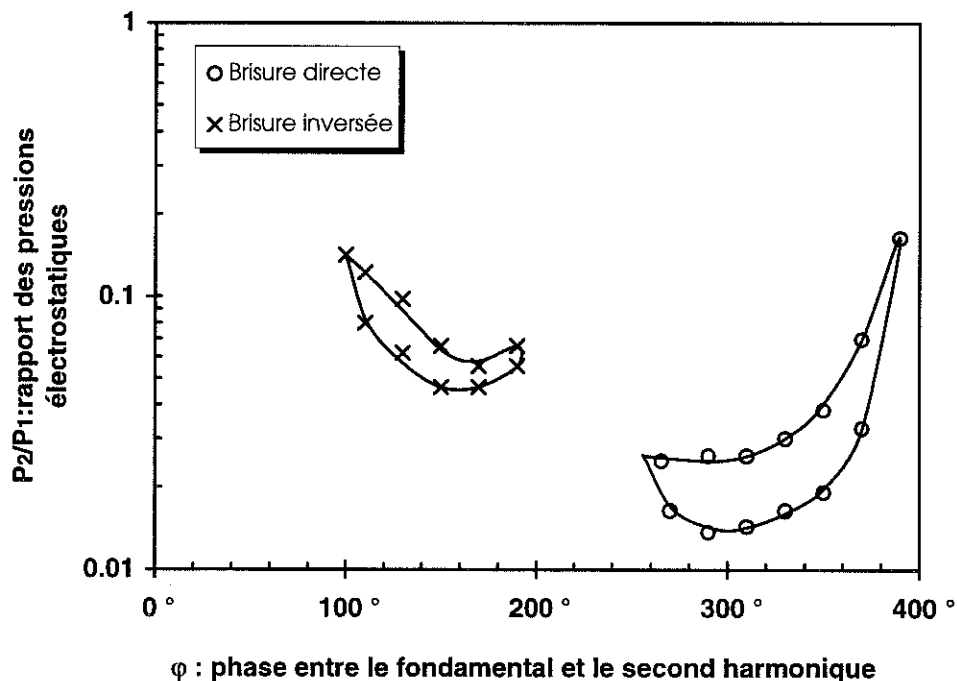


Figure 4-28 Zones de brisure sans satellite. ($a = 36 \mu\text{m}$, $k = 0,44$, $U_0 = 11,5 \text{ m/s}$, $V = 400 \text{ Volts c-c}$, $d_{j-e} = 60 \mu\text{m}$, $\mu = 6,35 \text{ mPa s}$, $\sigma = 45 \text{ mN/m}$, $\rho = 1130 \text{ kg/m}^3$).

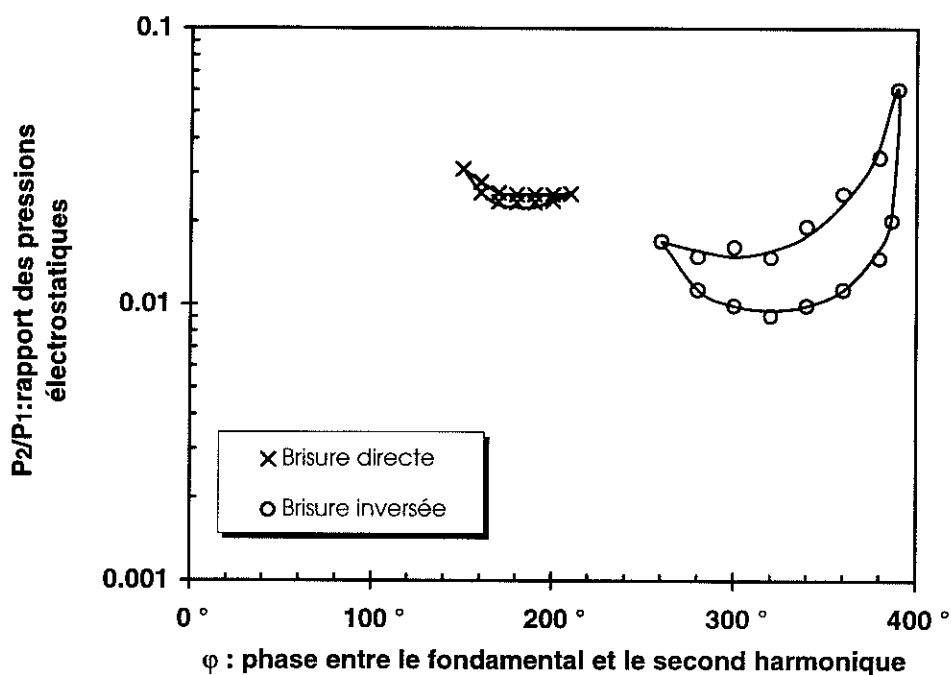
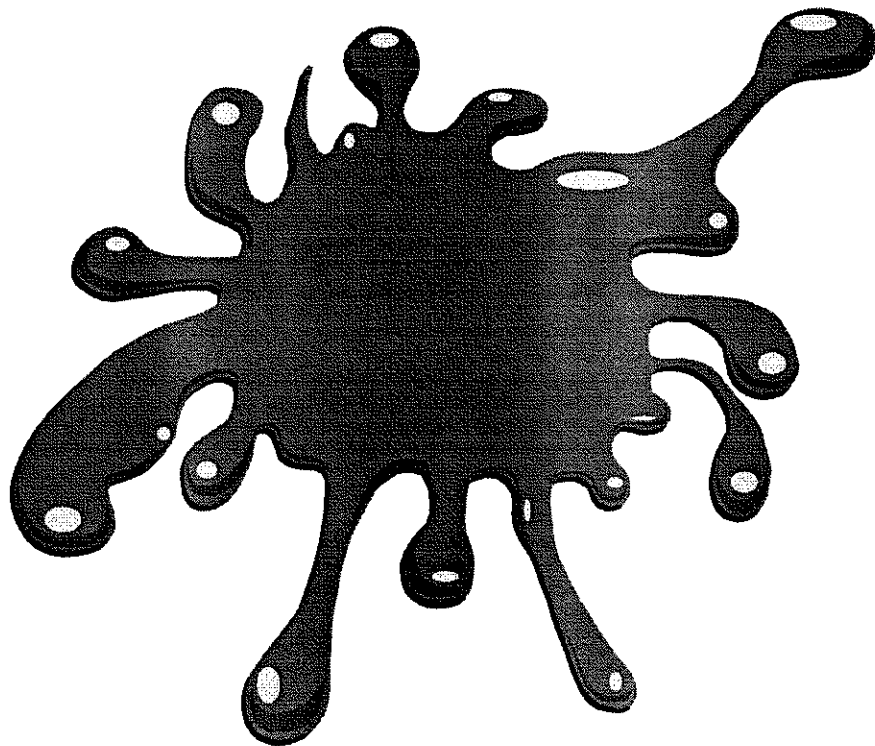


Figure 4-29 Zones de brisure sans satellite. ($a = 36 \mu\text{m}$, $k = 0,40$, $U_0 = 15,2 \text{ m/s}$, $V = 400$ Volts c-c, $d_{j,e} = 60 \mu\text{m}$, $\mu = 6,35 \text{ mPa s}$, $\sigma = 45 \text{ mN/m}$, $\rho = 1130 \text{ kg/m}^3$).

Nous avons étudié la stimulation EHD à 2 modes sur un jet unique. Avec un signal d'excitation et une électrode unique, le contrôle du satellite est envisageable sur un dispositif multi-jets. Pour l'utilisation de la stimulation à 2 modes dans la pratique industrielle multi-jets, il convient de s'assurer que type d'excitation donne un profil de brisure identique pour tous les jets.

Chapitre 5



Sommaire

5. LA STIMULATION EHD INTERMITTENTE.....	151
5.1. INTRODUCTION.....	151
5.2. LE MODELE ANALYTIQUE LINEAIRE.....	152
5.3. LE MODELE NUMERIQUE NON LINEAIRE.....	156
5.4. ETUDE EXPERIMENTALE.....	156
5.4.1. <i>La technique expérimentale.....</i>	<i>156</i>
5.4.2. <i>Mesures et prédictions du temps de brisure.....</i>	<i>157</i>
5.4.3. <i>Les modes de production de gouttes.....</i>	<i>158</i>
5.4.4. <i>Le profil du jet: comparaison expérience-modèle.....</i>	<i>159</i>

5. La stimulation EHD intermittente

Ce chapitre est consacré à l'étude de la stimulation intermittente dont le principe consiste à appliquer un créneau de tension de courte durée sur une électrode. Cette forme de stimulation a pour effet de former une ou plusieurs gouttes isolées dans un jet continu. Dans un premier temps, nous présentons des modèles linéaire et non linéaire prédictifs de la longueur de rupture du jet, du nombre et du volume des gouttes formées en fonction de la durée du créneau de tension. Ensuite une étude expérimentale originale est confrontée aux travaux théoriques.

5.1. Introduction

La stimulation EHD continue à 1 ou 2 modes est caractérisée par l'utilisation d'un signal d'excitation alternatif de fréquence bien définie [Crowley - 1993], [Spohn *et al.* - 1993], [Rezanka & Crowley - 1990]. La pression électrostatique qui s'applique à la surface du jet est périodique dans le temps et le jet se désintègre de façon continue en gouttes générées avec une fréquence double de celle du signal de tension appliqué sur l'électrode. Nous nous proposons à présent d'examiner une variante de la stimulation EHD appelée intermittente par opposition à la stimulation continue. La stimulation intermittente est une technique d'excitation asynchrone, une impulsion de tension appliquée sur l'électrode conduit à la formation d'une goutte isolée dans le jet continu.

Ce type d'excitation a été étudié par Hrdina & Crowley [1989] pour une application biologique (tri et enrichissement de cellules). La technique consiste à détecter par une méthode optique la présence d'une cellule dans un jet continu de liquide biologique. En aval de la zone de détection, le jet transite devant une électrode d'excitation. Un créneau de tension est appliqué à un moment adéquat sur cette dernière lorsque la présence d'une cellule est détectée afin d'isoler celle-ci dans une goutte. Cette goutte chargée juste avant la brisure est défléchie du jet par un champ électrique. Les travaux antérieurs de Hrdina & Crowley [1989] traitent de l'excitation intermittente uniquement sur le plan théorique, leur objectif étant de contrôler la forme de la brisure en jouant sur la forme temporelle du signal d'excitation. La distribution spatiale du champ le long du jet est un créneau. Leur modèle est basé sur des équations linéarisées et ne permet pas d'étudier le processus de formation d'éventuels satellites.

Nous abordons cette étude en exposant un modèle linéaire analytique [Atten *et al.* - 1995] cherchant à prédire la longueur de brisure du jet ainsi que le volume des gouttes

formées. Ce modèle apporte une bonne compréhension de la physique de l'excitation intermittente. Afin de modéliser la forme du jet, un code de calcul numérique basé sur une approche non linéaire et dérivé de la stimulation continue a été utilisé [Oliveri & Atten - 1992], ceci afin obtenir une meilleure description du profil du jet. A la différence de Hrdina & Crowley [1989], le modèle linéaire ne pose a priori aucune contrainte sur la distribution du champ électrique le long du jet et de ce fait généralise la solution. Enfin, nous présentons une étude expérimentale originale de ce mode de stimulation intermittente.

5.2. Le modèle analytique linéaire

Le modèle [Atten *et al.* - 1995] vise à faciliter l'interprétation physique des résultats expérimentaux (courbes de longueur de rupture du jet, volume et nombre de gouttes formées en fonction de la durée du créneau de tension). Il considère un jet cylindrique de liquide non visqueux animé d'une vitesse U_0 et de rayon initial a . Une perturbation de rayon δ est induite dans la zone d'influence de l'électrode sur laquelle est appliqué un créneau de tension de courte durée t_0 . Cette perturbation de très faible amplitude est ensuite amplifiée par le mécanisme d'instabilité capillaire.

5.2.1. La dynamique du jet

A partir des équations linéarisées de Lee [1974] appliquées au cas de la stimulation EHD [Crowley - 1983], [Spohn *et al.* - 1993], l'évolution de la perturbation est gouvernée par l'équation suivante (forme adimensionnelle, symétrie de révolution):

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + \beta \frac{\partial}{\partial x} \right]^2 \delta = -\frac{1}{2} \left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^4}{\partial x^4} \right] \delta + S \frac{\partial^2 p_e}{\partial x^2} \quad (5-1)$$

Cette équation diffère de l'équation 3-5 à cause d'un autre choix des grandeurs de référence. En effet dans ce problème intermittent, il n'y a pas de longueur d'onde λ bien définie. Nous avons donc pris comme échelles de référence le rayon initial a du jet pour la perturbation δ et la coordonnées axiale x , le temps capillaire $t_r = (\rho a^3 / \sigma)^{1/2}$ pour le temps et $p_{e0} = \varepsilon_0 (E_0)^2 / 2$ pour la pression électrostatique p_e . Les nombres sans dimension qui apparaissent alors sont:

$$\beta = \sqrt{\frac{\rho a}{\sigma}} U_0 \quad , \beta \text{ est le rapport des vitesses de jet et capillaire, } (\beta^2 = We).$$

$$S = \frac{P_{e0}}{(\sigma/a)} \quad , S \text{ compare les pressions électrostatique et capillaire } (S = Eu_e * We).$$

Le champ qui s'applique à la surface du jet a pour expression générale:

$$E(x,t) = E_0 f(t) g(x) \quad (5-2)$$

E_0 : amplitude maximale du champ.

$g(x)$: distribution axiale du champ à la surface du jet ($\max |g(x)| = 1$).

$f(t)$: variation temporelle du champ. Pour un créneau de tension, on a $f(t)=1$ dans l'intervalle de temps $0 \leq t \leq t_0$ sinon $f(t)=0$.

Pour faciliter les calculs, on se place dans le repère du jet (z, τ); les relations avec les variables (x, t) du repère du laboratoire sont:

$$\begin{cases} z = x - \beta t \\ \tau = t \end{cases} \quad \begin{cases} x = z + \beta \tau \\ t = \tau \end{cases} \quad (5-3)$$

l'expression (5-1) devient alors:

$$\frac{\partial^2 \delta}{\partial \tau^2} = -\frac{1}{2} \left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\partial^4}{\partial z^4} \right] \delta - S \frac{d^2 G}{du^2} (z + \beta \tau) \quad (5-4)$$

avec $G(x) = [g(x)]^2$.

Durant la phase de stimulation ($0 \leq \tau \leq \tau_0$) la déformation est très faible. Les forces de pression électrostatique dominent complètement les forces capillaires qui sont négligées. L'équation (5-4) se réduit à une simple équation différentielle linéaire qui peut être intégrée sans connaître explicitement la fonction $G(x)$. Pour τ compris entre 0 et τ_0 , on obtient:

$$\delta(z, \tau) = -\frac{S}{\beta^2} \left[G(z + \beta \tau) - G(z) - \beta \tau \frac{dG}{du} (z) \right] \quad (5-5)$$

avec les conditions initiales suivantes: $\delta = \frac{\partial \delta}{\partial \tau} = \frac{\partial \delta}{\partial z} = 0$

Dans la phase de croissance, seules les forces capillaires interviennent. La forme $\delta(z, \tau_0)$ de la perturbation qui existe à l'instant $\tau = \tau_0$ évolue pour $\tau > \tau_0$. La technique de calcul pour résoudre l'équation 5-4 consiste à utiliser la transformée de Fourier. Aux temps longs, on obtient avec:

$k = 2\pi a / \lambda$: nombre d'onde adimensionnel.

$\gamma_k = k \left[\left(1 - k^2 \right) / 2 \right]^{1/2}$: taux de croissance temporel.

$d\tilde{G}/du$: transformée de Fourier de la dérivée dG/du .

$$\delta(z, \tau) = \left(\frac{S}{4\pi\beta} \right) \int_0^1 (1 - \exp(ik\beta\tau_0)) \frac{\exp(\gamma_k(\tau - \tau_0))}{\gamma_k} \frac{d\tilde{G}}{du}(k) \exp(ikz) dk \quad (5-6)$$

Cette relation générale est valable quelle que soit la fonction $G(x)$. Compte tenu du terme $\exp[\gamma_k(\tau - \tau_0)]$ contenu dans l'intégrale, le comportement du jet est contrôlé par une gamme étroite de nombres d'onde autour de k_{opt} (nombres d'onde pour lequel le taux de croissance des perturbations est maximum). La longueur ou le temps de brisure du jet dépendent du facteur $[1 - \exp(ik\beta\tau_0)]$ dont la norme est maximum lorsque $k\beta\tau_0 = \pi$ (modulo 2π). Par conséquent nous attendons une longueur de brisure minimale pour $k_{opt}\beta\tau_0 = \pi$, c'est à dire pour une longueur de stimulation adimensionnelle L_s prenant les valeurs suivantes (m : entier): $L_s = \beta\tau_0 = (m+1/2) \lambda_{opt}$ où λ_{opt} est la longueur d'onde optimale. Pour $k_{opt}\beta\tau_0 = 2\pi$ c'est à dire pour une longueur de stimulation adimensionnelle L_s prenant les valeurs suivantes: $L_s = m \lambda_{opt}$, la longueur de brisure attendue sera maximale. En stimulation EHD intermittente, une large gamme de nombre d'onde contribue à la stimulation. Cependant le système sélectionne les nombres d'onde proche de k_{opt} . La durée du créneau de tension ne permet pas de sélectionner λ contrairement à une stimulation EHD continue pour laquelle la longueur d'onde du jet est parfaitement définie.

5.2.2. Temps de brisure et volume des gouttes

La longueur (L_b) ou le temps de brisure (T_b) peuvent être estimés à partir de la théorie linéaire en déterminant la valeur de τ pour laquelle l'amplitude de la perturbation est égale au rayon initial du jet. La conduite du calcul nécessite de connaître la variation du champ électrique le long du jet au voisinage de l'électrode. La distribution axiale sur le jet est en forme de « cloche ». Pour éviter des développements mathématiques complexes, nous avons pris la distribution la plus simple possible mais restant néanmoins réaliste. Remarquons que cette forme est beaucoup plus satisfaisante que celle retenue par Hrdina & Crowley [1989]:

$$g(x) = \frac{1}{2} \left(1 + \cos \pi \frac{x}{\Delta} \right) \quad -\Delta \leq x \leq \Delta$$

Δ : la largeur à mi-hauteur.

La transformée de Fourier est aisée à calculer:

$$\frac{d\tilde{G}}{dx}(k) = i\pi^2 h(k\Delta) = i\pi^2 \sin k\Delta \left[\frac{1}{(k\Delta)^2 - 4\pi^2} - \frac{1}{(k\Delta)^2 - \pi^2} \right]$$

A l'aide d'un logiciel standard de calcul numérique (Mathematica), nous avons obtenu le temps de brisure T_b en recherchant la racine de l'équation (5-6) tel que $\delta_{\min}(z, \tau) = -1$ où la fonction δ_{\min} est définie par:

$$\delta_{\min}(\tau) = \frac{S\pi}{2\beta} \min_{z>0} \int_0^1 \sin \frac{k\beta\tau_0}{2} \cos k \left(z + \frac{\beta\tau_0}{2} \right) h(k\Delta) \frac{\exp \gamma(\tau - \tau_0)}{\gamma k} dk \quad (5-7)$$

La variation du temps de brisure en fonction de la durée du créneau est présenté sur la Figure 5-1. Nous avons cherché à déterminer le volume des gouttes en effectuant l'approximation que ce volume est égal à celui du cylindre équivalent ayant pour section moyenne celle du jet initial et comme longueur la distance qui sépare deux minima de déformation à l'instant $\tau = T_b$. Nous avons aussi estimé le nombre de gouttes formées en examinant la modulation de δ suivant z et en faisant l'hypothèse qu'une déformation localement très marquée conduit à une coupure secondaire du jet. Les résultats sont présentés sur la Figure 5-4. Pour ces deux grandeurs, volume et nombre de gouttes, il est clair que nous avons seulement des estimations car la théorie linéaire ne rend pas compte de la phase finale où les effets non linéaires sont importants (lorsque $\max |\delta(z, t)|$ dépasse quelques 10^{-2}).

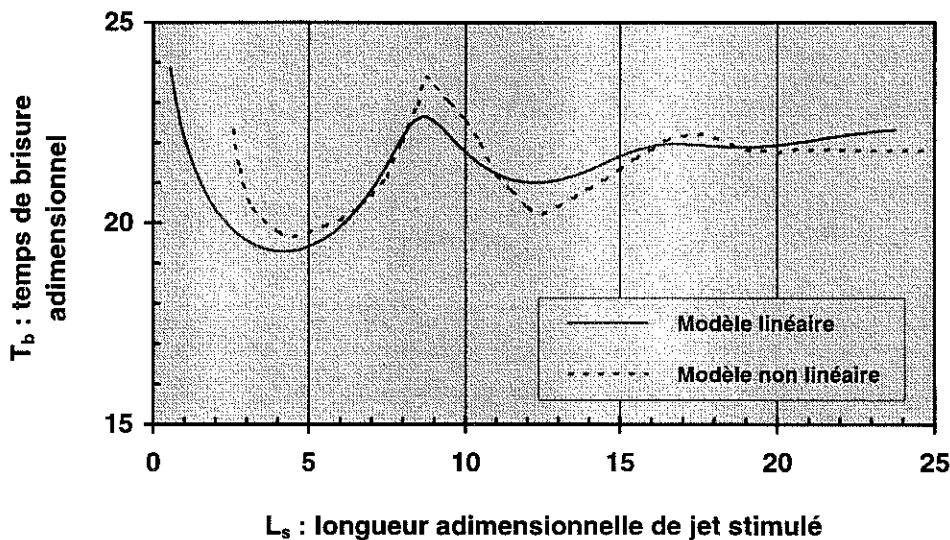


Figure 5-1 Prédictions théoriques: variations de la longueur de brisure du jet en fonction de la durée du créneau de tension. ($a = 220 \mu\text{m}$, signal d'excitation: créneau d'amplitude 1700 Volts, $\rho = 1165 \text{ kg/m}^3$, $\mu = 17 \text{ mPa s}$, $\sigma = 58 \text{ mN/m}$).

5.3. Le modèle numérique non linéaire

Le modèle linéaire donne une estimation de la longueur de brisure du jet ainsi que du volume des gouttes mais il ne permet pas de décrire précisément la forme du jet. Une approche non linéaire du problème du jet est nécessaire. Le modèle unidimensionnel développé par Oliveri & Atten [1992] est basé sur les équations de Lee [1974]. Les différentes variables (rayon, vitesse et pression) sont développées en modes de Fourier en considérant une périodicité spatiale. Les équations du problème sont converties en un système d'équations différentielles non linéaires. Le système est résolu par des méthodes numériques classiques et fournit l'évolution temporelle des divers modes de Fourier. Ce modèle numérique a été adapté au cas de la stimulation intermittente.

Dans la phase de stimulation, le calcul de la perturbation induite est traité par l'analyse linéaire ce qui permet de déterminer à la fin de la phase de stimulation ($\tau=\tau_0$) les perturbations de rayon et de vitesse. En décomposant ces perturbations en séries de Fourier selon z , on obtient les conditions initiales à partir desquelles sont intégrées les équations non linéaires temporelles régissant l'évolution des divers modes (le calcul peut nécessiter jusqu'à 50 modes pour décrire correctement le développement de la perturbation). L'intégration est interrompue dès la première brisure. Nous déduisons de l'analyse non linéaire le temps de brisure ainsi que la forme du jet. Le profil spatial du jet est reconstruit par la méthode habituelle de passage du problème temporel au problème spatio-temporel valable pour les nombres de Weber élevés.

5.4. Etude expérimentale

5.4.1. La technique expérimentale

L'étude a été effectuée sur le jet de diamètre 440 μm . Les fonctionnalités de la maquette (optique, électronique, mécanique et hydraulique) sont détaillées dans le chapitre 2. L'originalité de la stimulation intermittente est liée à la forme du signal d'excitation appliqué sur l'électrode. Le signal électrique est un créneau de tension de courte durée qui induit une déformation de la surface libre du jet. Le créneau de tension est généré à l'aide d'un générateur de signal arbitraire suivi d'un amplificateur HT (il s'agit du matériel que nous avons utilisé pour l'étude de la stimulation continue à 1 ou 2 modes et sur lequel nous avons apporté des modifications logicielles). La durée du créneau est ajustable de 0 à 1000 μs avec un pas minimum de 10 μs et la dynamique de l'amplificateur HT est de 1700 Volts.

La visualisation de la goutte induite par la stimulation est réalisée à partir d'une technique stroboscopique c'est à dire que le créneau de tension est généré de façon périodique avec une période de répétition de durée beaucoup plus longue que celle du créneau. L'hypothèse implicite est que deux portions stimulées du jet n'interagissent pas si elles sont suffisamment espacées.

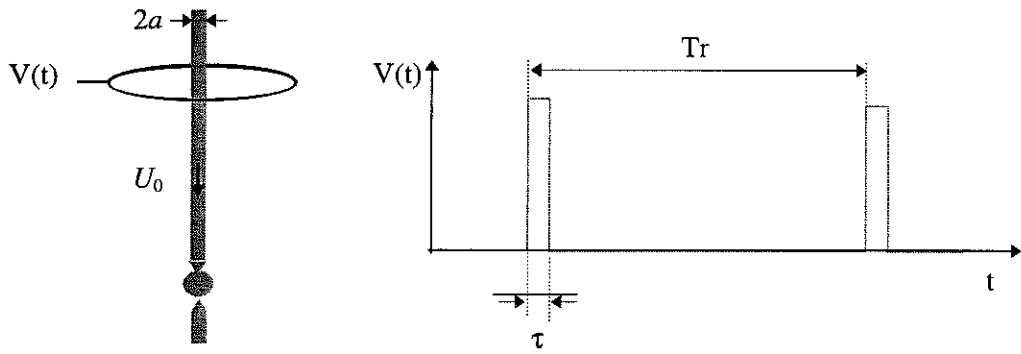


Figure 5-2 Représentations schématiques du dispositif expérimental et du signal intermittent.

5.4.2. Mesures et prédictions du temps de brisure

Les résultats expérimentaux sont rassemblés sur la Figure 5-3. Afin de pouvoir effectuer la comparaison avec les résultats théoriques (Figure 5-1), le temps de brisure et la durée du créneau de tension (t_0) sont exprimés en grandeurs adimensionnelles soit respectivement T_b et $L_s = \beta \tau_0 = t_0 U_0 / a$ (longueur adimensionnelle de jet stimulé).

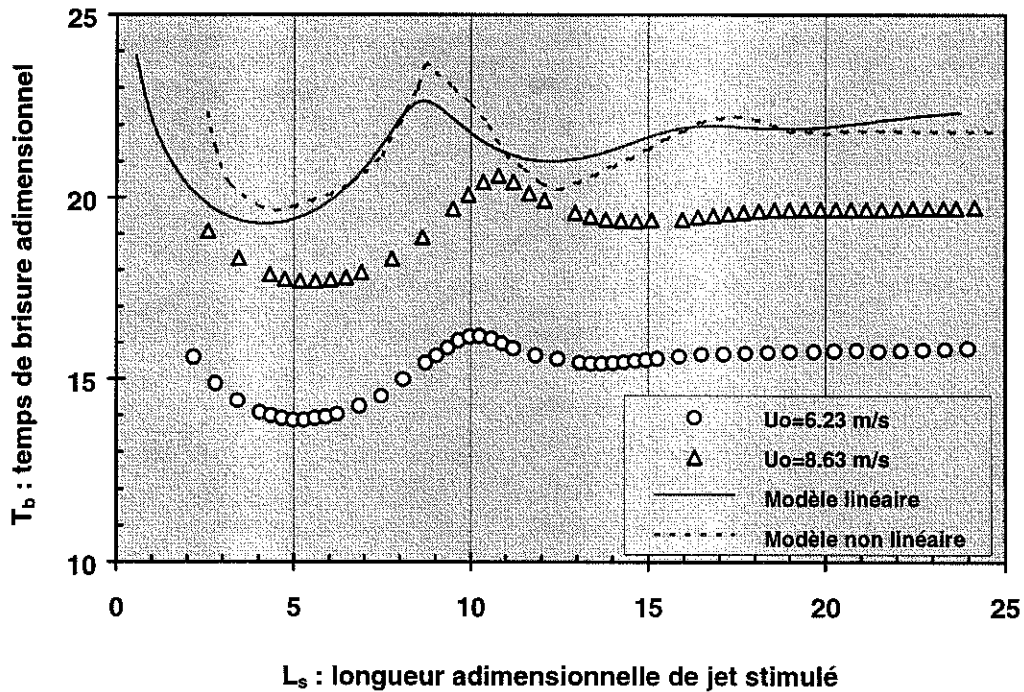


Figure 5-3 Variations de la longueur de brisure du jet en fonction de la durée du créneau de tension. ($a = 220 \mu\text{m}$, signal d'excitation: créneau d'amplitude 1700 Volts, $\rho = 1165 \text{ kg/m}^3$, $\mu = 17 \text{ mPa s}$, $\sigma = 58 \text{ mN/m}$).

L'allure générale des courbes théoriques est similaire à celle des courbes expérimentales. L'amplitude de la modulation est très semblable et la présence des minima et des maxima de longueur de brisure est bien prédite. Cependant nous observons un décalage selon l'abscisse. Cette différence provient des effets visqueux qui ne sont pas pris en compte par les deux modèles. La position des minima et des maxima dépend de la longueur d'onde optimale, $L_s \equiv (m+1/2) \lambda_{opt}$ pour les minima et $L_s \equiv m \lambda_{opt}$ pour les maxima. Pour un fluide parfait $\lambda_{opt} \equiv 9$ en grandeur adimensionnelle. La viscosité modifie la valeur de λ_{opt} que l'on peut calculer à partir de la théorie linéaire visqueuse [Rayleigh - 1892]:

$$\lambda_{opt} = 2\pi \left[\sqrt{2 + 6Oh} \right] \quad \Rightarrow \quad \lambda_{opt} = 10,5$$

avec le nombre d'Ohnesorge $Oh = 0,14$ dans notre cas.

La valeur expérimentale ($\lambda_{opt} \equiv 10,5 - 11$) qui est déduite de la position des extréma relevés sur la courbe de la Figure 5-3 est en accord très raisonnable avec la valeur théorique visqueuse de λ_{opt} .

5.4.3. Les modes de production de gouttes

Pour une portion de jet stimulé de longueur L_s telle que $0 \leq L_s \leq 5$, nous observons la formation d'une goutte unique de volume pratiquement invariant (Figure 5-4). En augmentant la valeur de L_s , nous observons toujours une goutte unique mais dont le volume croît. Lorsque $L_s \equiv 13$, la goutte principale se brise en deux gouttes « filles » de volume identique. Pour des valeurs plus importantes de L_s , le processus de croissance puis de division d'une des gouttes principales se poursuit; nous avons ainsi formé jusqu'à 4 gouttes dans le jet continu.

Le modèle analytique linéaire est inapte à décrire précisément le profil du jet. Cependant nous pouvons estimer le nombre de gouttes principales et leur volume en examinant l'amplitude de la déformation suivant z au moment de la première brisure. Il s'agit alors d'apprécier si la perturbation locale peut induire une autre rupture du jet. A partir du modèle non linéaire, il est moins difficile de prédire le nombre et le volume des gouttes car nous avons accès à un profil du jet plus réaliste (Figure 5-5). De nouveau ces grandeurs sont estimées par extrapolation en considérant la modulation de la surface du jet. Pour cette raison, la prédiction quantitative de la valeur de L_s correspondant à la transition de 1 à 2 gouttes est nécessairement imprécise. Une seconde limitation tient au fait que le modèle non linéaire ne prend pas en compte la viscosité. L'erreur commise sur la valeur de λ_{opt} se répercute sur le volume des gouttes (sous estimé par le modèle: $\lambda_{opt}(\text{viscosité} = 0) < \lambda_{opt}(\text{visqueux})$) ainsi que sur la valeur de L_s pour laquelle la goutte principale se divise.

Remarquons finalement que le profil du jet déterminé par le calcul non linéaire suggère la formation de gouttelettes satellites dont l'existence est confirmée par l'expérience (Figure 5-5).

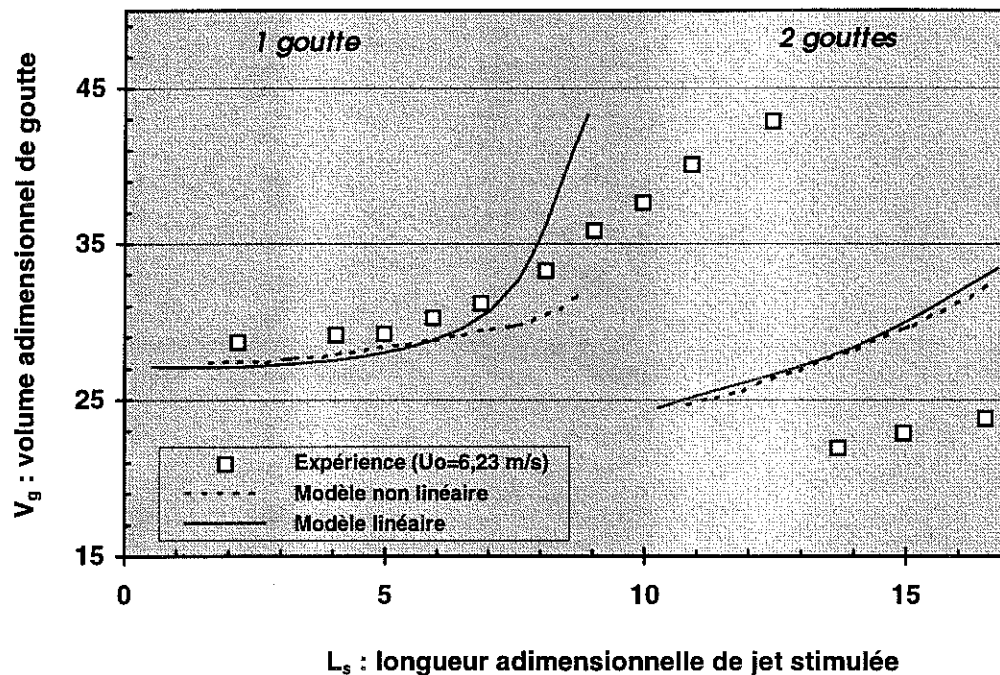


Figure 5-4 Volume des gouttes formées dans le jet en fonction de la durée du créneau de stimulation ($a = 220 \mu\text{m}$, $U_0 = 6,23 \text{ m/s}$, signal d'excitation: créneau d'amplitude 1700 Volts, $\rho = 1165 \text{ kg/m}^3$, $\mu = 17 \text{ mPa s}$, $\sigma = 58 \text{ mN/m}$).

5.4.4. Comparaison expérimentale et théorique du profil du jet:

L'intérêt de l'approche non linéaire est de fournir une prédiction de la forme du jet au moment de la brisure. La Figure 5-5 rassemble les formes prédites et celles observées expérimentalement. L'accord est qualitativement bon. La Figure 5-5 illustre les diverses formes du jet au moment de la brisure ainsi que le nombre de gouttes formées après la brisure. En fonction de la valeur de L_s il se forme 1, 2 ou 3 gouttes principales. Au moment de la première brisure, le modèle non linéaire prédit correctement la modulation de la portion de jet stimulée. Cependant pour des temps plus longs, la présence éventuelle de satellites ainsi que le nombre de gouttes formées ne peuvent pas être déduits avec certitude. Le fait que le calcul non linéaire soit arrêté dès la première brisure constitue une limitation du modèle. Seule l'expérience nous renseigne sur l'évolution du jet au-delà de la première brisure.

L'étude expérimentale de la stimulation intermittente montre que cette technique fonctionne. La modélisation de la longueur de brisure et du nombre de gouttes formées est cohérente avec l'expérience. Cependant le modèle pourrait être amélioré en prenant en compte la viscosité pour le calcul de γ_k ($Oh = 0,14$). La forme du créneau de tension que nous avons retenue est très simple. Il serait intéressant d'étudier tant sur le plan expérimental que théorique l'influence de la forme de la fonction $f(t)$ pour un meilleur contrôle de la brisure en particulier des satellites. Par ailleurs, nous avons utilisé une électrode de stimulation qui ne présente pas la symétrie de révolution, de ce fait l'action

du champ électrique induit un effet de stimulation mais aussi de déflexion du jet. Avec le jet que nous avons utilisé ($a = 220 \mu\text{m}$), l'inertie du jet est telle que la déflexion est quasi inexistante et de ce fait ne perturbe pas le processus de croissance des perturbations. Ceci reste à démontrer pour des jets de petit diamètre.

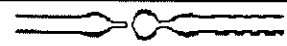








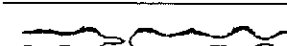
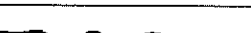


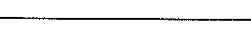
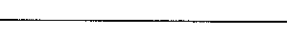
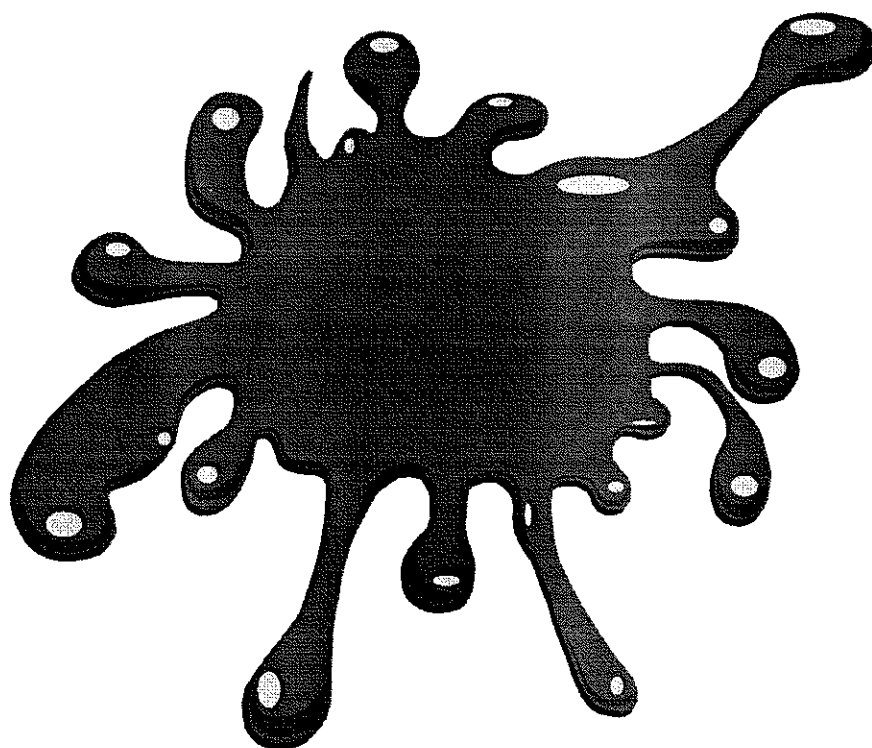
Modèle		Expérience	
Prédiction non linéaire	L_p	Première brisure	Evolution après la brisure
	5		
	12,5		
	13,5		
	21,5		
	24		

Figure 5-5 Comparaison du profil expérimental du jet dans la zone de brisure et des prédictions du modèle non linéaire pour une durée du créneau de tension variable (pour les prédictions, l'échelle radiale > échelle axiale). ($a = 220 \mu\text{m}$, $U_0 = 6,23 \text{ m/s}$, signal d'excitation: créneau d'amplitude 1700 Volts, $\rho = 1165 \text{ kg/m}^3$, $\mu = 17 \text{ mPa s}$, $\sigma = 58 \text{ mN/m}$).

Chapitre 6



Sommaire

6. LA STIMULATION THERMIQUE EXTERNE	165
6.1. PROBLEMATIQUE	165
6.2. MECANISME DE L'EXCITATION THERMIQUE EXTERNE	167
6.3. LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL DE STIMULATION	169
6.3.1. <i>La diode laser et son électronique de commande</i>	169
6.3.2. <i>Le montage optique</i>	173
6.4. LA STIMULATION THERMIQUE EXTERNE A 1 MODE	174
6.4.1. <i>Efficacité de la stimulation</i>	174
6.4.2. <i>Courbe de dispersion</i>	178
6.5. LA STIMULATION THERMIQUE EXTERNE A 2 MODES	179
6.5.1. <i>Diagramme général de brisure</i>	179
6.5.2. <i>Conditions de brisure sans satellite</i>	182
6.6. L'EXCITATION EHD ET THERMIQUE (COMPARAISON)	183
6.7. ANALYSE THEORIQUE DE L'EXCITATION THERMIQUE	185
6.7.1. <i>Position du problème</i>	185
6.7.2. <i>Stimulation thermique: formulation du problème</i>	186
6.7.3. <i>Stimulation par effet de pression</i>	188
6.7.4. <i>Stimulation par effet Marangoni</i>	190
6.7.5. <i>Comparaison des effets de pression et Marangoni</i>	191

6. La stimulation thermique externe

Ce chapitre est axé sur la simulation thermique dont le principe consiste à modifier les propriétés du fluide par l'intermédiaire de la température. Le dispositif de stimulation repose sur une source laser modulée dans le temps. Nous montrerons qu'il est possible en utilisant ce moyen de stimuler le jet pour former des gouttes calibrées et régulièrement espacées. Ensuite une étude plus fine nous conduira à contrôler la forme de la brisure au moyen d'un signal complexe de stimulation (avec 2 modes) à l'image de ce qui a été fait dans le cas de la stimulation EHD. Enfin nous comparerons les stimulations EHD et thermique afin de clarifier le mécanisme physique à l'origine de l'excitation thermique externe.

6.1. Problématique

Dans les chapitres précédents, nous avons procédé à une étude approfondie de la stimulation EHD. Nous avons acquis une compréhension fine de la dynamique de rupture du jet soumis à diverses variantes d'excitation EHD. Le contrôle de la brisure d'un jet continu par une technique EHD est potentiellement réalisable sur des têtes d'impression industrielle à jet d'encre. La mise en oeuvre technologique de la stimulation EHD présente cependant des contraintes majeures. Une stimulation efficace nécessite:

- d'appliquer sur l'électrode de stimulation un signal HT pas toujours compatible avec la réalisation de dispositifs intégrés.
- de placer l'électrode très près du jet (typiquement à une distance équivalente au rayon du jet). Pour éviter tout risque d'éclaboussures lors des phases d'arrêt-démarrage du jet, l'électrode doit être amovible (nous n'avons que partiellement résolu le problème en travaillant avec une géométrie d'électrode ouverte et non plus à symétrie de révolution).

Pour ces raisons, nous envisageons à présent une nouvelle étude afin d'examiner et de définir une technique de stimulation alternative à l'excitation EHD sur la base du même cahier des charges. Le problème général posé se résume à considérer un jet de liquide continu issu d'une buse alimentée par un réservoir unique d'encre sous pression et d'y adjoindre une fonction de stimulation permettant d'exciter le jet capillaire dans le

mode de Rayleigh et ainsi d'offrir des conditions de brisure sans gouttelettes satellites tout en étant compatible avec la réalisation de dispositifs multi-jets intégrés.

Nous examinons ici une technique de stimulation thermique. Ce principe s'inspire des têtes d'impression « bulle d'encre » utilisées pour des applications bureautiques où l'on modifie localement les propriétés d'écoulement du fluide en le chauffant très fortement (vaporisation du liquide et ainsi production d'une bulle). La source de chaleur est une simple résistance électrique localisée dans le canal de la buse dans laquelle circule un courant électrique (chauffage par effet Joule). Pour une application en jet continu, il faut créer une perturbation par un chauffage local et périodique du liquide au moyen d'un courant de commande approprié mais sans vaporisation de l'encre. Bien qu'une approche directe de la stimulation thermique sous cette forme soit séduisante, on ne peut pas retenir ces dispositifs dimensionnés selon un cahier des charges spécifique à une application qui n'est pas la nôtre. Par ailleurs, les mécanismes physiques responsables de la stimulation ne sont pas clairement identifiés et la fonction de transfert qui lie la modulation de la température et la perturbation de rayon reste à déterminer. Les travaux consacrés à la stimulation thermique interne [Faidley & Panton - 1990] ont montré qu'un jet peut être excité dans le mode de Rayleigh. Cependant l'efficacité de la stimulation est très faible et le mécanisme à l'origine de la stimulation n'est pas abordé. Le contrôle de la forme de la brisure avec un dispositif thermique interne reste incertain.

Une variante à la stimulation thermique interne est la stimulation thermique externe où l'on chauffe localement la surface libre d'un jet de liquide. Ce type de stimulation a été mis en oeuvre par Nahas & Panton [1990]: un jet d'eau de diamètre 2 mm est chauffé localement par absorption d'un faisceau lumineux focalisé sur la surface du jet. La source de lumière est un laser à émission continue de puissance 10 Watts. La modulation temporelle de la puissance lumineuse est réalisée à l'aide d'un « chopper »: disque plein tournant aménagé de fenêtres afin d'obturer périodiquement le faisceau laser (la fréquence dépend directement de la vitesse de rotation du disque). Malgré la forte puissance du laser, l'efficacité de l'excitation est faible. D'autre part le dispositif de stimulation (source laser, miroirs, lentilles et « chopper ») s'avère lourd à gérer.

En dépit des résultats peu convaincants obtenus par Nahas & Panton, [1990], nous nous proposons de reprendre et d'approfondir l'étude de la stimulation thermique externe car elle présente les avantages suivants:

- le mécanisme physique à l'origine de la stimulation est clairement identifié. La déformation de la surface libre du jet est induite par la modulation de la tension superficielle résultant de la modulation de température.
- la modulation de la température le long du jet est parfaitement définie, une section de jet n'est chauffée que lorsqu'elle transite dans la zone d'éclairement.
- le dispositif de stimulation étant externe, nous nous affranchissons des conditions d'écoulement dans la buse. Nous mettrons à profit cette analogie avec la stimulation EHD afin de comparer les deux techniques et de bénéficier de l'expérience acquise lors des chapitres précédents.

Notre objectif est de dépasser les travaux antérieurs sur les points suivants:

- le dispositif de stimulation thermique sera optimisé de façon à obtenir un point de brisure parfaitement stable et d'obtenir une efficacité comparable à la stimulation EHD. Ceci permettra d'explorer la courbe d'instabilité et de déterminer avec précision le taux de croissance des perturbations.
- la connaissance de la fonction de transfert du dispositif de stimulation nous permettra de contrôler la forme de la brisure au moyen d'un signal complexe de stimulation.
- le mécanisme à l'origine de la stimulation sera parfaitement identifié (effet Marangoni ou effet de la pression).

6.2. Mécanisme de l'excitation thermique externe

En amont du dispositif de stimulation, le jet continu isotherme qui s'écoule de la buse est parfaitement cylindrique. La stimulation thermique consiste à chauffer le liquide à la périphérie du jet cylindrique. La modulation de la température le long du jet induit une modulation de la tension superficielle σ (en général σ diminue quand la température augmente: Tableau 6-1).

	Tension superficielle σ	Variation thermique de σ $-(1/\sigma)(d\sigma/dT)$
Eau	70 mN/m	10^{-1} K^{-1}
Liquide organique polaire	50 mN/m	$10^{-1} - 10^{-2} \text{ K}^{-1}$
Liquide organique non polaire	30 mN/m	10^{-2} K^{-1}
Sels fondus	10 mN/m	10^{-2} K^{-1}

Tableau 6-1 Ordres de grandeurs de la tension superficielle et de ses variations en fonction de la température.

Sous l'influence du gradient de tension superficielle, les forces capillaires engendrent un processus convectif avec déformation de la surface libre du jet. La modulation de la tension superficielle agit de deux manières différentes:

■ **Effet de pression** En ne considérant que la composante normale de la force, la pression capillaire (loi de Laplace) est constante le long du jet pour un fluide isotherme. En considérant maintenant un gradient de tension superficielle induit par la modulation de la température, la pression n'est plus uniforme:

$$P_{chaud} - P_{froid} = \left(\frac{\sigma - \delta\sigma}{a} \right) - \left(\frac{\sigma + \delta\sigma}{a} \right) = -\frac{2\delta\sigma}{a} < 0$$

(P : pression capillaire, a : rayon du jet, $\delta\sigma$ variation de tension superficielle)

Le gradient de pression introduit une force pouvant mettre en mouvement le liquide qui tend à s'écouler depuis les régions froides où la pression est plus élevée vers les zones de basse pression associées à une température de surface plus élevée. Il apparaît un gonflement dans les régions les plus chaudes (Figure 6-1 (a)). Notons que ce mécanisme est analogue à l'effet produit par la pression électrostatique pour une excitation EHD. L'action du champ électrique ou de la température diminue localement la pression dans le jet et provoque un gonflement de la zone considérée. Dans l'hypothèse où l'effet de la pression contrôle la stimulation thermique, la modélisation linéaire de la stimulation thermique sera aisée car formellement identique à la théorie linéaire EHD (Chapitre 3).

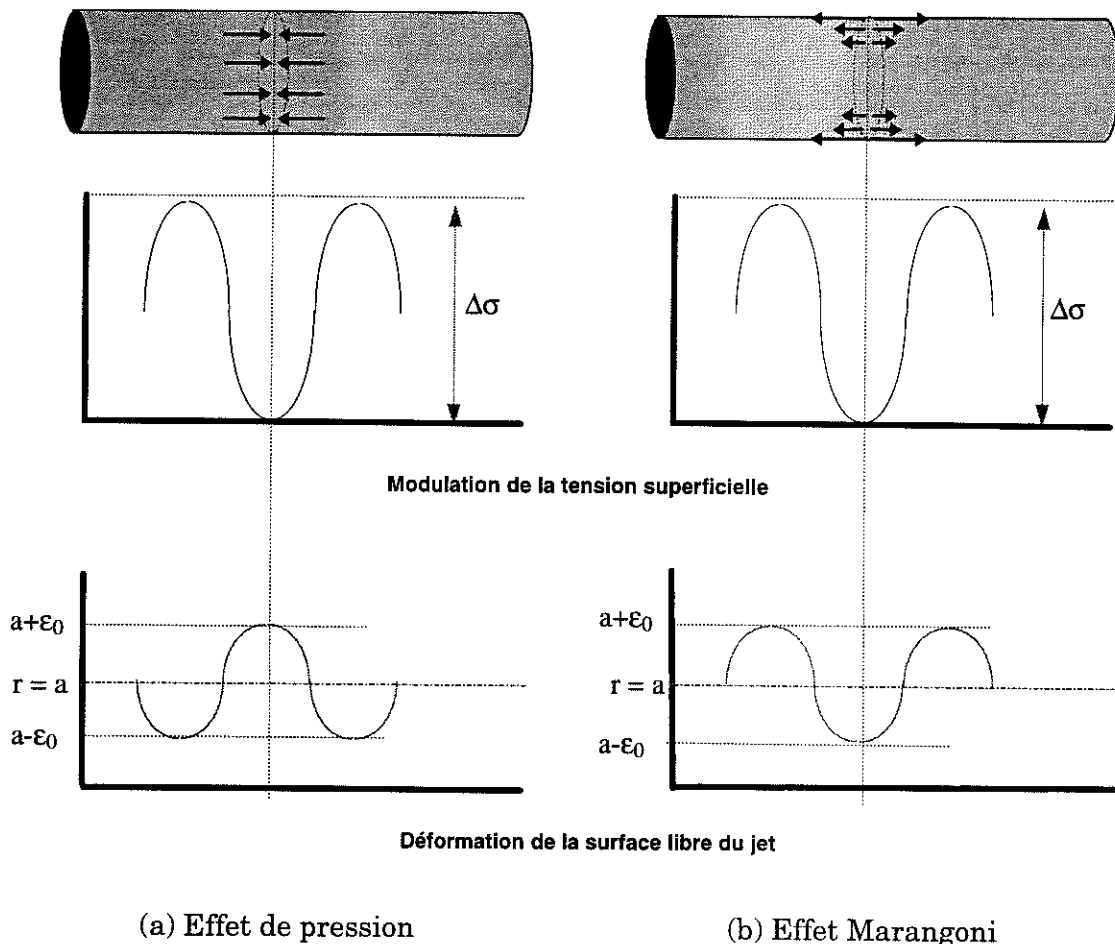


Figure 6-1 Représentation schématique d'un mouvement de fluide sous l'effet d'un gradient de tension superficielle d'origine thermique: (a) sous l'effet de la modulation de la pression capillaire et (b) d'une Convection Marangoni.

■ **Effet Marangoni** Un second mécanisme lui aussi lié au gradient de tension superficielle peut produire la stimulation si l'on considère maintenant les forces de traction sur la surface libre le long du jet. Pour une élévation locale de la température de surface, les forces tangentielles ne sont plus en équilibre et l'élément de surface est tiré depuis la zone chaude vers une région froide où la tension superficielle est plus importante. Le mouvement de surface est transmis vers l'intérieur du volume liquide par l'intermédiaire de la viscosité. Ce type d'écoulement de surface (effet Marangoni) est bien connu dans le domaine des instabilités thermiques de Bénard. Le processus de convection lié à l'effet Marangoni transporte le liquide depuis les zones chaudes où il apparaît un creux vers les zones froides qui tendent à se gonfler (Figure 6-1 (b)). La déformation ainsi créée de la surface libre peut ensuite être amplifiée par l'instabilité capillaire. Notons que la perturbation de vitesse est inverse de celle induite par l'effet de pression; le résultat effectif de la stimulation thermique dépend donc de l'importance relative des deux effets.

6.3. Le dispositif expérimental de stimulation

Pour l'étude de la stimulation thermique externe, le problème est de disposer d'une source lumineuse puissante dont on puisse moduler la puissance optique. Rappelons qu'un des objectifs de l'étude est de contrôler la forme de la brisure au moyen d'un signal complexe de stimulation; nous devons par conséquent déterminer sans ambiguïté la relation qui lie le signal de commande à la puissance optique.

Nous avons dans un premier temps considéré un système classique basé sur un laser à émission continue dont l'intensité est modulée par une cellule électro-optique (cellule de Pockels). La caractéristique d'un tel dispositif est de faire tourner le plan de polarisation d'un faisceau de lumière polarisée en imposant une différence de potentiel entre deux faces d'un cristal biréfringent traversé par le faisceau laser. En contrôlant l'angle de rotation et à l'aide de 2 polariseurs croisés, il est possible de transmettre le faisceau incident sans atténuation ou d'obtenir l'extinction totale. Un tel dispositif s'est avéré lourd et délicat à mettre en oeuvre et nous avons finalement opté pour une diode laser comme source de lumière dont la mise en oeuvre est aisée et la fonction de transfert parfaitement définie.

6.3.1. La diode laser et son électronique de commande

Les diodes laser comme les autres composants optoélectroniques luminescents émettent de la lumière par recombinaison d'électrons excités et de trous localisés respectivement dans la bande de conduction et la bande de valence. Dans une diode laser, les photons sont principalement générés par émission stimulée alors que les LED traditionnelles fonctionnent par émission spontanée. Cette différence fondamentale explique que les diodes lasers émettent un faisceau intense, cohérent pour une longueur d'onde lumineuse bien définie.

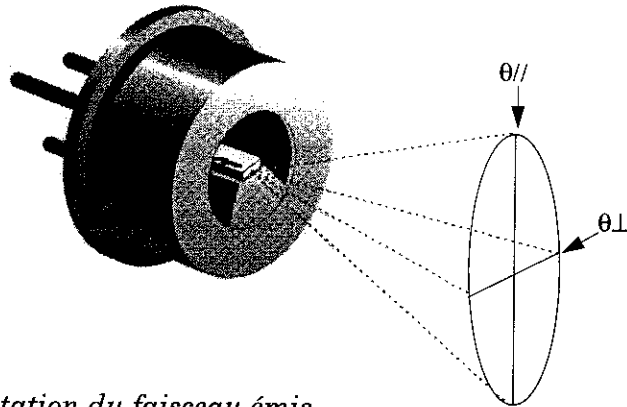


Figure 6-2 Diode laser: représentation du faisceau émis.

Dans les applications traditionnelles, les diodes laser fonctionnent soit en émission continue (CW: continuous wave), soit en mode pulsé. Pour notre application, nous souhaitons une modulation analogique de la puissance lumineuse. Par conséquent nous avons mis en oeuvre un composant diode laser dépouillé de toute électronique interne (Figure 6-2). Les diodes laser sont généralement équipées d'une électronique intégrée de protection car ces composants sont très sensibles aux perturbations d'origine électrique (mise sous courant progressive (« soft start »), blindage électrique contre les chocs électrostatiques et inductifs, suppression des courants transitoires, limiteur de courant,...).

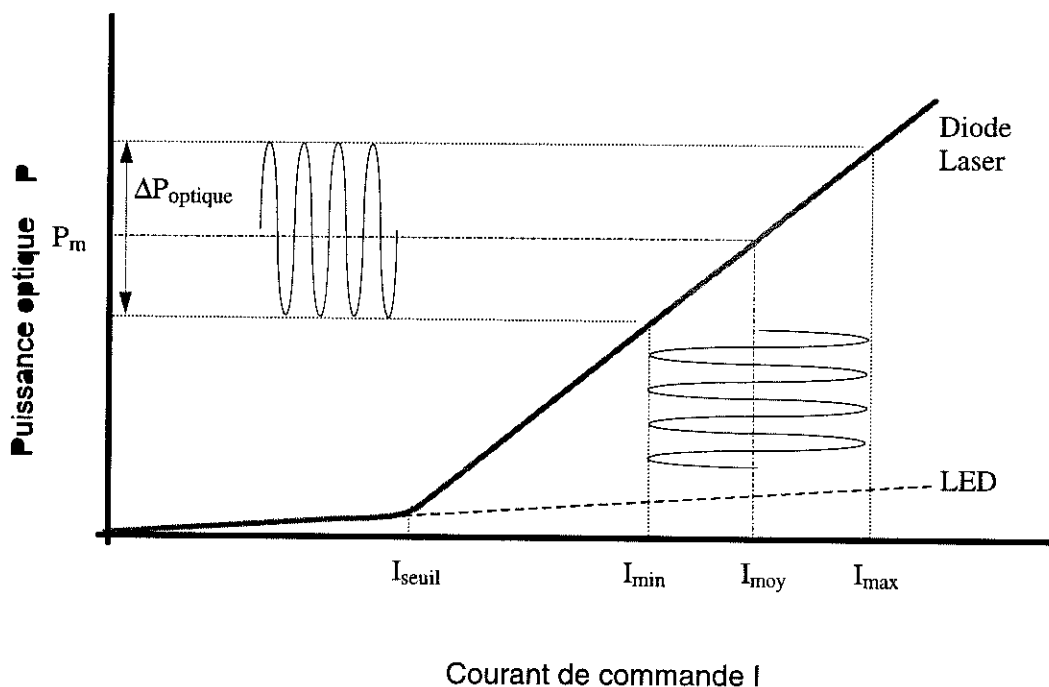


Figure 6-3 Représentation schématique de la variation de la puissance optique en fonction du courant de commande pour une LED et une diode laser.

Dans le régime d'émission laser, la puissance optique délivrée varie linéairement avec le courant de commande (Figure 6-3); c'est cette propriété que nous souhaitons exploiter. A l'aide d'une interface électronique spécifique, la diode laser est pilotée grâce à un

signal de tension analogique délivré par un générateur de signaux traditionnel. Dans le régime de fonctionnement linéaire, la composante périodique de la tension de commande détermine la dynamique de la puissance optique ($\Delta P_{\text{optique}}$) délivrée par la diode tandis que la tension de polarisation continue fixe le point de fonctionnement (P_m avec $P_m \propto I_{\text{moy}}$ (bias de courant)).

Le signal de tension qui commande l'électronique de la diode laser provient de la carte de synthèse à laquelle s'ajoute une carte d'adaptation (il s'agit maintenant non plus de piloter un générateur haute tension (stimulation EHD) mais un générateur de courant (stimulation thermique)).

Le choix de la puissance de la diode laser s'appuie principalement sur des expériences préliminaires et des calculs d'ordre de grandeur sachant que nous souhaitons obtenir une efficacité de stimulation comparable à la stimulation EHD. Pour cela, faisons l'hypothèse que la stimulation thermique est induite par un effet de pression, l'efficacité de la stimulation dépend de la modulation de la pression interne du jet:

EHD

Thermique

$$P_{\text{electrique}} = \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2 \cong 200 \text{ Pa} \qquad P_{\text{thermique}} = \frac{\delta\sigma}{a} = \frac{\sigma}{a} \left(-\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dT} \right) \Delta\theta \qquad (6-1)$$

$\Delta\theta$: amplitude de la modulation de température à la surface du jet.

A présent, il s'agit d'établir une relation entre la modulation de la température de surface du jet ($\Delta\theta$) et la puissance de la source laser. En première approximation, considérons un chauffage continu ayant la symétrie de révolution. Le faisceau incident est entièrement absorbé par le jet dans une épaisseur typique α_0 (les fractions réfléchies et transmises sont négligées). Le laser chauffe la couronne extérieure du jet (Figure 6-4) dont la surface et le volume sont:

$$dS = 2\pi a \, dx$$

$$dV = \alpha_0 \, dS = 2\pi a \alpha_0 \, dx$$

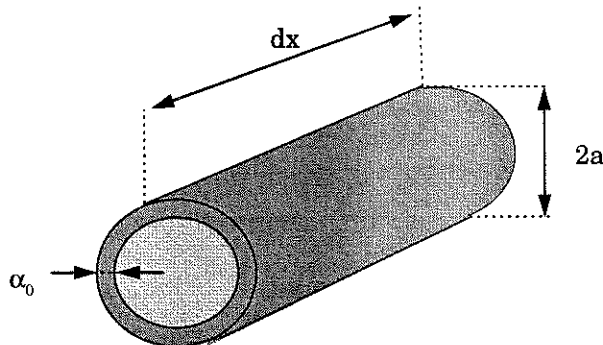


Figure 6-4 Représentation schématique du jet dont la couronne extérieure est chauffée par l'absorption d'énergie lumineuse (faisceau laser).

L'élément de masse contenu dans la couronne est chauffé pendant une durée équivalente au temps de passage devant la source laser:

$$\frac{dm}{dt} = \frac{\rho dV}{dt}$$

Le bilan énergétique simplifié qui consiste à négliger les pertes de chaleur (conduction, convection, évaporation, ...) et à ne retenir que l'échauffement de la couronne liquide (équation de la calorimétrie) s'écrit:

$$P_{laser} = \frac{dQ}{dt} = \frac{dm}{dt} C_p \Delta\theta$$

P_{laser} : puissance de la source laser.

C_p : capacité calorifique de l'encre (assimilée à celle de l'eau)

Nous en déduisons une estimation de l'élévation de la température moyenne ($\Delta\theta$) dans la couronne de fluide et de l'énergie (Q) nécessaire à la formation d'une goutte pour obtenir une efficacité analogue à celle de la stimulation EHD:

$$\Delta\theta = \frac{P_{laser}}{2\pi\alpha\alpha_0\rho C_p U_0} \quad Q = \frac{P_{laser}}{F} = \frac{(2\pi\alpha)^2 \alpha_0 \rho C_p \Delta\theta}{k} \quad (6-2)$$

$U_0 = dx/dt$: vitesse de jet

k étant le nombre d'onde ($k=2\pi\alpha F/U_0$) et F la fréquence de génération des gouttes

Afin de maximiser la modulation de température, il est préférable de mener l'expérimentation sur un jet de petit diamètre. Nous travaillerons avec un jet de diamètre 72 μm qui n'est autre que le « petit jet » sur lequel nous avons étudié la stimulation EHD. Une étude comparative des deux techniques de stimulation n'en sera que plus aisée. En éliminant $\Delta\theta$ des équations 6-1 et 6-2, nous pouvons estimer que la puissance laser requise est de l'ordre quelques dizaines de milliWatts. Le choix de la puissance de la diode laser est principalement lié aux performances des diodes disponibles sur le marché. La diode sélectionnée est de marque Sony et de puissance optique 30 mW. La longueur d'onde d'émission est 677 nm (couleur rouge); le faisceau laser est visible ce qui facilite le montage et les réglages optiques.

Il est intéressant d'estimer l'ordre de grandeur de la modulation de température pour des conditions typiques de fonctionnement du jet:

$$\Delta\theta \sim 1^\circ \text{C}$$

$$Q \sim 1 \mu\text{J}$$

($\alpha = 36 \mu\text{m}$, $\alpha_0 = 2 \mu\text{m}$, $C_p \cong C_p(\text{eau}) = 4180 \text{ m}^2/(\text{s}^2\text{K})$, $U_0 = 12 \text{ m/s}$, $\rho = 1130 \text{ Kg/m}^3$, $P_{laser} = 30 \text{ mW}$, $F = 40 \text{ kHz}$).

La bande passante de la diode laser accompagnée de son électronique de commande est d'environ 200 kHz ce qui est nettement supérieur à la fréquence maximale pour laquelle les perturbations sont amplifiées. Nous pourrions sans difficulté générer un signal complexe de stimulation (fondamental accompagné des premiers harmoniques).

Par ailleurs, au moyen d'un oscilloscope numérique doté d'une électronique de calcul de transformée de Fourier, nous avons examiné la pureté du signal de puissance optique délivré par la diode laser pilotée par un signal purement sinusoïdal. Nous avons vérifié que le taux d'impuretés en harmoniques est insignifiant.

6.3.2. Le montage optique

Le faisceau lumineux émis par la diode laser traverse un jeu de 2 lentilles dont la première a pour fonction de collecter un faisceau fortement divergent afin de le rendre quasi parallèle (Figure 6-5: $\theta_{//} \cong 30^\circ$, $\theta_{\perp} \cong 10^\circ$, la distribution d'énergie est typiquement une distribution gaussienne dans les deux directions). La seconde lentille convergente focalise le faisceau en une tache dont nous avons mesuré la taille (typiquement quelques dizaines de microns de diamètre). Pour remplir la fonction de stimulation, il est préférable que la longueur axiale de la zone chauffée soit inférieure à la demi-longueur de stimulation du jet (typiquement, $\lambda/2 \cong 150 \mu\text{m}$); d'autre part la contrainte radiale sur la taille de la tache laser est purement géométrique, pour que la totalité du faisceau soit interceptée par le jet (pas de perte d'énergie) le diamètre de la tache laser doit être inférieur au diamètre de jet ($2a = 72 \mu\text{m}$).

Un point capital pour la mise en oeuvre de la diode laser est de s'assurer que la puissance lumineuse varie bien selon la modulation analogique souhaitée. Il est donc indispensable de contrôler à tout instant la puissance lumineuse. Par construction (Figure 6-5), la diode laser émet un faisceau principal par la face avant ainsi qu'un faisceau secondaire par la face arrière. Ce dernier tombe sur une photodiode intégrée qui convertit le signal lumineux en un signal électrique visualisé à l'aide d'un oscilloscope. Nous avons utilisé cette photodiode interne comme capteur de puissance lumineuse et ainsi vérifié que la puissance optique délivrée par la diode laser suit la modulation analogique.

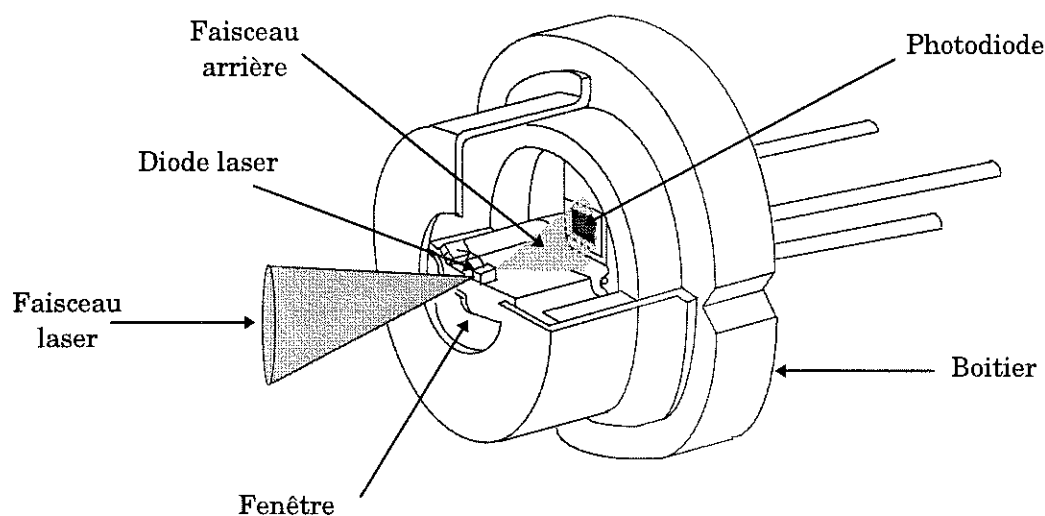


Figure 6-5 Vue en coupe d'une diode laser montée dans un boîtier hermétique

6.4. La stimulation thermique externe à 1 mode

La démarche est classique, il s'agit d'exciter le jet avec un signal sinusoïdal simple et d'examiner le comportement de la brisure (forme et longueur de rupture) en fonction de l'amplitude et de la fréquence du signal d'excitation.

6.4.1. Efficacité de la stimulation

L'observation d'une longueur d'onde de jet au terme de la croissance des perturbations montre qu'il se brise en formant une goutte principale accompagnée d'un satellite lent indépendamment de la fréquence de stimulation et de l'amplitude de la modulation de puissance optique (la puissance du laser $\in [0-30 \text{ mW}]$). Ce profil de brisure est la signature d'une excitation faible purement sinusoïdale. Cette exploration qualitative montre que l'excitation thermique se comporte de façon analogue à l'excitation EHD.

Par analogie avec l'excitation EHD et plus généralement avec l'approche spatio-temporelle du problème du jet, nous proposons l'expression suivante comme loi de variation de la longueur de brisure adimensionnelle ($L_b/2a$) en fonction de la perturbation initiale ε_0 :

$$\frac{L_b}{2a} = \frac{\sqrt{We}}{2\gamma} \text{Ln} \left(\frac{a}{\varepsilon_0} \right)$$

Pour la stimulation thermique, l'amplitude de perturbation induite dépend directement de la modulation de température; d'après les équations 6-1 et 6-2:

$$\varepsilon_0 \propto \Delta\sigma \propto \Delta\theta \propto \frac{P_{laser}}{\alpha_0}$$

d'où pour la variation de longueur de brisure:

$$\frac{L_b}{2a} = C^{te} - \frac{\sqrt{We}}{2\gamma} \text{Ln}(P_{laser})$$

P_{laser} : puissance optique ($P(t) = P_{laser} \cos(2\pi Ft)$)

Dans un graphique représenté en coordonnées linéaire-logarithmique, nous obtenons des points expérimentaux alignés suivant une droite (Figure 6-6). La longueur de brisure décroît lorsque l'on augmente la modulation de la puissance optique. Dans la gamme de puissance considérée, il n'apparaît pas de phénomène de saturation de la stimulation.

La pente de la droite (Figure 6-6) obtenue par un calcul de régression nous permet d'estimer le taux de croissance temporel des perturbations ($k = 0,70$):

$$\gamma = \frac{\sqrt{We}}{2 * \text{pente}} \quad \gamma \cong 0,30$$

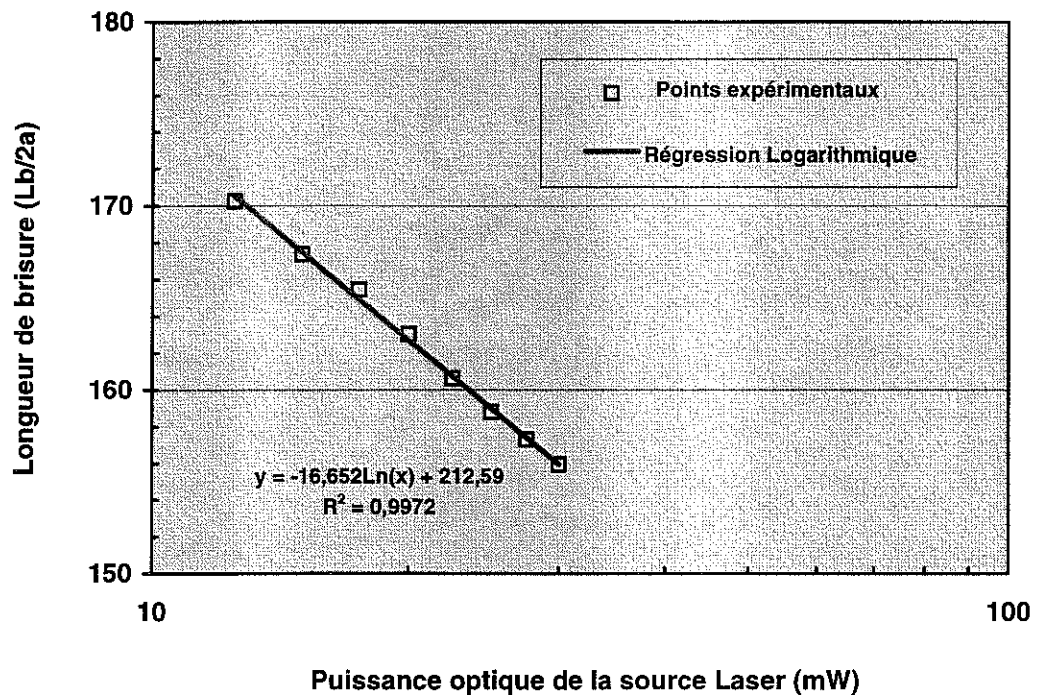


Figure 6-6 Variations de la longueur de brisure en fonction de l'amplitude de la modulation de la puissance lumineuse ($a = 36 \mu m$, $U_0 = 12,79 \text{ m/s}$, $F = 40 \text{ kHz}$, Encre B5349, $\sigma_{dyn} = 68 \text{ mN/m}$, $\mu = 6,35 \text{ mPa s}$, $\rho = 1130 \text{ kg/m}^3$).

Cette valeur de γ est en bon accord avec celle obtenue en stimulation EHD. La cohérence des résultats confirme que l'amplitude de la perturbation initiale induite par la stimulation thermique est directement proportionnelle à la puissance optique.

Produit		B 5349	B 6065
Nombre d'Ohnesorgue	Oh	$\approx 0,12$	$\approx 0,12$
Concentration en colorants		10 %	89,5 %
Longueur d'absorption	α_0	13 μm	2 μm

Tableau 6-2 Tableau comparatif des propriétés d'absorption et des concentrations en colorants pour 2 encres.

L'analyse dimensionnelle (chapitre 2) a montré que la dynamique de rupture du jet soumis à une excitation EHD est gouvernée par 4 nombres adimensionnels qui sont les nombres de Weber, Strouhal, Reynolds et le nombre de Euler électrique. Ce dernier est relativement découplé des 3 autres, il est caractéristique de la nature de l'excitation et quantifie l'efficacité de la stimulation.

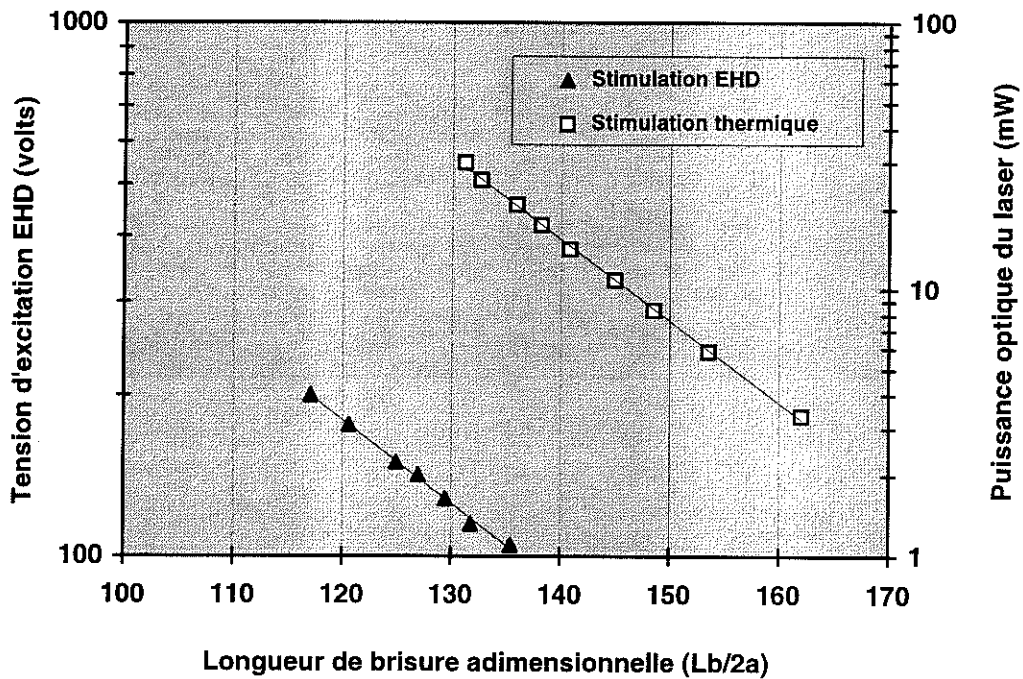


Figure 6-7 Comparaison de l'efficacité des stimulations EHD et thermique. $We = 73$, $Re = 71$, $Str = 0,18$. ($a = 36 \mu m$, $U_0 = 11,09 m/s$, $F = 36,3 kHz$, Encre B5349, $\sigma_{dyn} = 68 mN/m$, $\mu = 6,35 mPa s$, $\rho = 1130 kg/m^3$).

Nous comparons la longueur de rupture du jet soumis à une excitation EHD ou thermique dans une gamme de variation typique de tension respectivement de puissance optique (Figure 6-7). Notons que les nombres de Weber, Strouhal et Reynolds sont identiques dans les deux expériences. Par conséquent la longueur de brisure ne dépend que de l'amplitude de la perturbation initiale, c'est une façon indirecte de comparer l'efficacité des 2 types de stimulation.

$$\textit{Stimulation EHD} \left[\frac{\epsilon_0}{a} \right] = 3 \cdot 10^{-4} \qquad \textit{Stimulation thermique} \left[\frac{\epsilon_0}{a} \right] = 9 \cdot 10^{-5}$$

(ϵ_0/a) est déterminé pour la longueur de brisure minimale).

A ce stade de notre étude, la stimulation thermique est moins efficace que la stimulation EHD.

Pour accroître l'efficacité de la stimulation thermique sans intervenir sur les nombres de Weber, Reynolds et Strouhal, il faut accroître l'amplitude de la perturbation initiale qui est directement liée à la température de la surface. La puissance optique de la source laser étant fixée, nous avons cherché à diminuer la longueur de pénétration de la lumière ce qui a comme conséquence d'augmenter l'échauffement en surface et donc la modulation de tension superficielle.

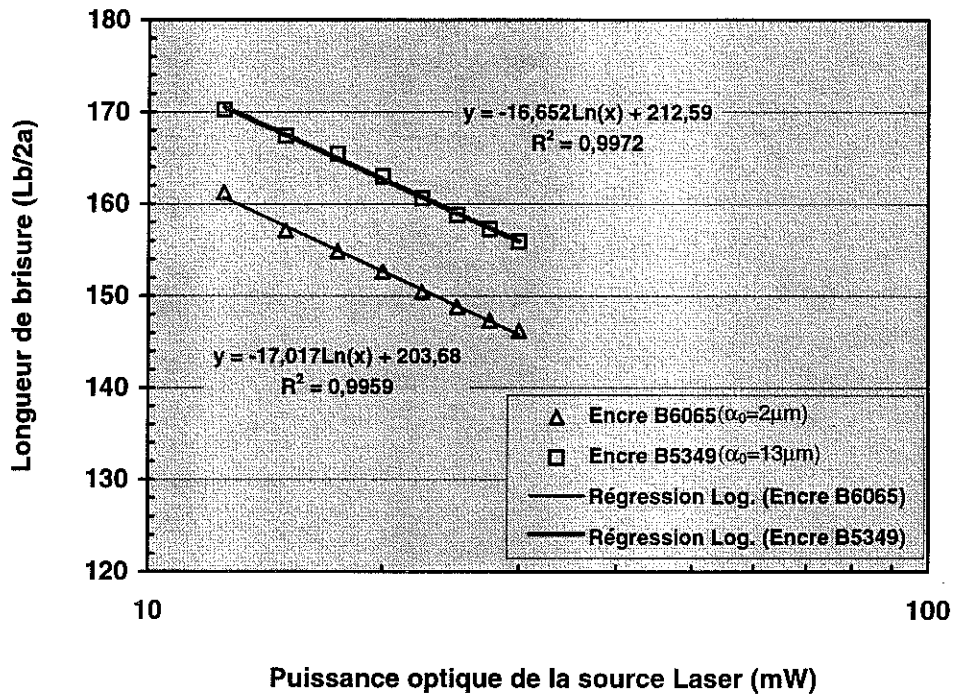


Figure 6-8 Variation de la longueur de brisure en fonction de l'amplitude de la puissance lumineuse pour 2 formulations d'encre: $a = 36 \mu m$, $Oh = 0,14$, $We = 98$, $F = 40 \text{ kHz}$, $U_0 \cong 12,8 \text{ m/s}$, B6065 ($\alpha_0 = 2 \mu m$), B5349 ($\alpha_0 = 13 \mu m$).

Les propriétés de l'encre que nous avons retenue (référéncée B6065) sont résumées dans le Tableau 6-2. Traçons la dépendance de la longueur de brisure en fonction de l'amplitude de la modulation de puissance optique absorbée pour cette nouvelle encre puis pour l'encre de référence (B5349) utilisée jusqu'à présent et comparons l'efficacité de la stimulation.

La Figure 6-8 montre une diminution notable de la longueur de brisure en utilisant une encre plus absorbante. Dans ce cas l'énergie lumineuse est absorbée par une épaisseur d'encre plus faible d'où une amplitude de la modulation de température ΔT plus importante et cela dans le rapport des coefficients de pénétration (la linéarité découle simplement de l'équation de la calorimétrie). Pour ces deux encres testées dans des conditions expérimentales comparables, il est intéressant d'estimer le gain de longueur de brisure que l'on peut attendre sachant que la longueur d'absorption est différente:

$$\frac{L_b}{2a} = \frac{\sqrt{We}}{2\gamma} \ln\left(\frac{a}{\epsilon_0}\right) \quad \text{ou encore} \quad \frac{L_b}{2a} = C^{te} - \frac{\sqrt{We}}{2\gamma} \ln\left(\frac{P_{laser}}{\alpha_0}\right)$$

$$\frac{\Delta L_b}{2a} = \frac{(L_b)_2 - (L_b)_1}{2a} = -\frac{\sqrt{We}}{2\gamma} \ln\left(\frac{\alpha_1}{\alpha_2}\right) \quad (6-3)$$

Pour les indices 1 et 2 associés aux encres B5349 respectivement B6065, on a $\alpha_1 > \alpha_2$. Nous attendons une réduction de la longueur de brisure ce que confirme l'expérience. Comparons le gain expérimental avec la valeur estimée:

$$\Delta \left[\frac{L_b}{2a} \right]_{\text{expérimental}} \cong 10 \qquad \Delta \left[\frac{L_b}{2a} \right]_{\text{estimé}} \cong 30$$

L'ordre de grandeur est convenable mais le gain en efficacité de stimulation est surestimé. Les raisons de cet écart ne sont pas clairement identifiées car nous avons testé les deux encres dans les mêmes conditions avec un mode opératoire identique. Les propriétés des deux encres pourraient présenter des différences portant sur le taux de réflexion de la lumière ou encore la variation de tension superficielle en fonction de la température.

6.4.2. Courbe de dispersion

Nous venons de voir que la pente de la courbe $L_b/2a = f(P_{\text{laser}})$ permet de retrouver le taux de croissance des perturbations de très faible amplitude. Nous avons tracé plusieurs courbes pour une vitesse de jet donnée et une modulation de la puissance optique constante mais en faisant varier la fréquence. Nous observons que la forme de la brisure est toujours la même (1 goutte principale accompagnée d'un satellite lent). Nous avons tracé expérimentalement la variation du taux de croissance adimensionnel des perturbations γ en fonction du nombre d'onde k (Figure 6-9). Les réponses en nombre d'onde des stimulations thermique et EHD sont équivalentes.

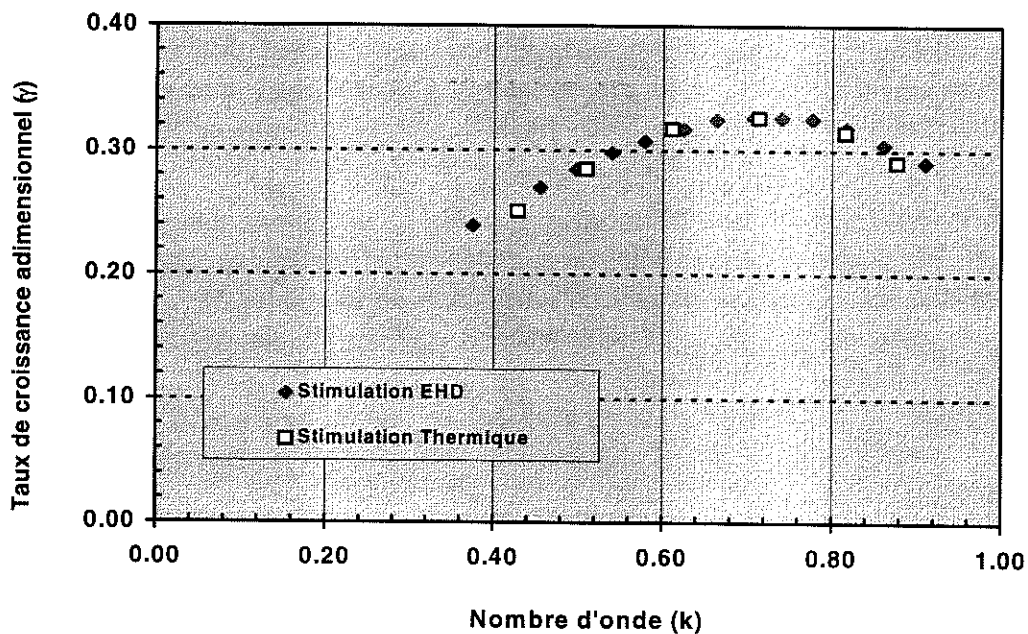


Figure 6-9 Variations du taux de croissance γ en fonction du nombre d'onde k pour une stimulation EHD et thermique ($a = 36 \mu\text{m}$, $U_0 = 11,09 \text{ m/s}$, Encre B6065, $\sigma_{\text{dyn}} = 68 \text{ mN/m}$, $\mu = 6,35 \text{ mPa s}$, $\rho = 1130 \text{ kg/m}^3$).

En résumé, la stimulation thermique à 1 mode est tout à fait comparable à l'excitation EHD: c'est une stimulation faible qui donne toujours la même forme de jet dans la zone de brisure. Le contrôle de la forme de la brisure passe nécessairement par l'utilisation d'un signal complexe de stimulation. A ce stade de notre étude, le mécanisme de la stimulation (modulation de pression ou effet Marangoni) n'est pas identifié.

6.5. La stimulation thermique externe à 2 modes

La similitude de l'effet des stimulations à 1 mode EHD et thermique sur la brisure du jet suggère que l'on peut également contrôler la brisure en imposant deux modes en stimulation thermique. L'étude de l'excitation thermique externe à 2 modes s'en trouve simplifiée. Nous nous proposons d'examiner si l'on retrouve bien les principaux résultats, pour cela nous allons:

- tracer un diagramme complet de brisure dont les variables sont pour l'ordonnée l'amplitude de la puissance optique du mode 2 rapportée à celle du fondamental maintenue constante et pour l'abscisse le déphasage de l'harmonique 2 par rapport au fondamental.

- examiner les conditions expérimentales favorables à l'existence d'une brisure sans satellite. Pour la stimulation EHD, nous avons trouvé que la vitesse de jet et le nombre d'onde sont deux paramètres pertinents; nous vérifierons ce point.

La génération d'un signal complexe de stimulation repose sur les mêmes bases techniques que lors de l'étude EHD (chapitre 2). Pour la stimulation EHD, nous utilisons deux électrodes de stimulation, l'une imposant le fondamental et l'autre le mode 2. Pour le thermique, comme la diode répond linéairement au signal de commande, le fondamental et le mode 2 sont superposés lors de la synthèse du signal qui pilote la diode laser.

6.5.1. Diagramme général de brisure

Le tracé d'un diagramme de brisure consiste à observer et répertorier le comportement de la brisure sachant que les paramètres du problème sont le rapport des puissances lumineuses et le déphasage des 2 modes (le principe de l'étude a été abondamment détaillé lors des études EHD auxquelles on se reportera). Cette étude est menée sur un jet de rayon $a = 36 \mu\text{m}$ avec l'encre la plus absorbante (B6065). Les propriétés de l'encre et la vitesse du jet ont été définies de manière à conserver au mieux les nombres sans dimension du diagramme de référence (Figure 4-4) obtenu avec une stimulation EHD (Chapitre 4). Le diagramme de brisure expérimental obtenu est montré sur la Figure 6-10. Nous retrouvons les diverses zones de brisure et les frontières associées à la formation de 1, 2, 3 ou 4 gouttes.

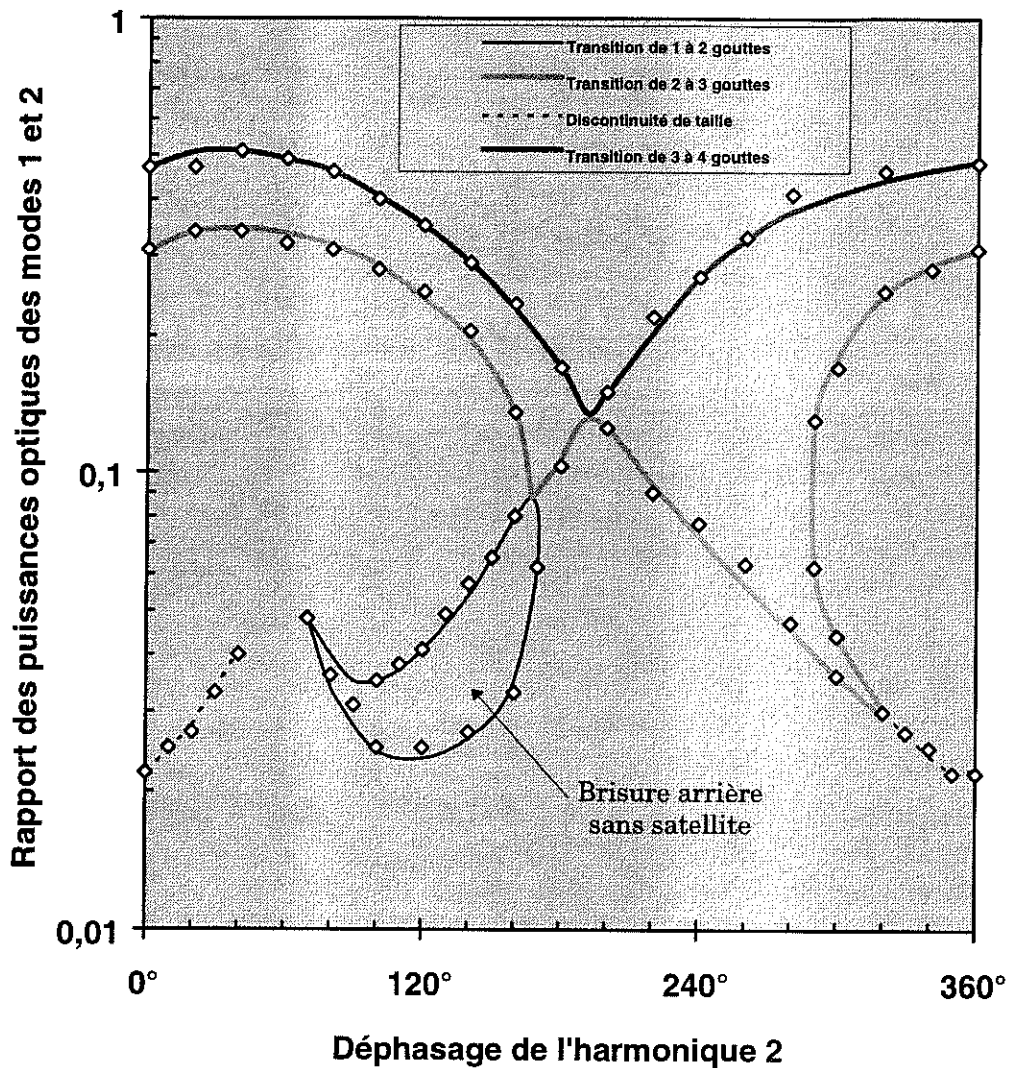


Figure 6-10 Diagramme de brisure obtenu avec une excitation thermique externe à 2 modes. ($a = 36 \mu\text{m}$, $U_0 = 11,11 \text{ m/s}$, $F = 19536 \text{ Hz}$, $k \cong 0,40$, Encre B6065, $\sigma_{\text{dyn}} = 68 \text{ mN/m}$, $\mu = 6,35 \text{ mPa s}$, $\rho = 1130 \text{ kg/m}^3$).

Si l'on fait abstraction d'un décalage en angle de phase, ce diagramme est tout-à-fait semblable à celui obtenu avec une excitation EHD (Figure 6-11). Bien que l'étude ait été menée avec deux techniques de stimulation radicalement différentes ainsi que sur des jets de taille différente (EHD: $a = 220 \mu\text{m}$, thermique $a = 36 \mu\text{m}$), la concordance des résultats est remarquable. Pour le nombre d'onde considéré ($k \cong 0,40$), nous n'observons pas de poches sans satellite en brisure avant. En brisure arrière, la zone de brisure sans satellite attendue est effectivement observée.

La similitude des résultats entre l'EHD et le thermique pour une stimulation à 2 modes est acquise. Cependant la comparaison directe des deux types de stimulation (Figure 6-11) souligne l'existence du décalage en phase. Ce déphasage de π entre les diagrammes EHD et thermique révèle le caractère dominant de l'effet Marangoni dans la stimulation thermique externe.

	EHD	Thermique
Signal de commande	$V(t) = + \begin{cases} V_1 \cos(\pi ft) \\ V_2 \cos(2\pi ft + \varphi / 2) \end{cases}$	$V(t) = + \begin{cases} V_1 \cos(2\pi ft) \\ V_2 \cos(4\pi ft + \varphi) \end{cases}$
Nature de la commande	Haute tension	Puissance optique
Paramètre de stimulation	Pression électrostatique	Température de surface
	$P(t) = + \begin{cases} P_1 \cos(2\pi ft) \\ P_2 \cos(4\pi ft + \varphi) \end{cases}$	$\Delta T(t) = + \begin{cases} \Delta T_1 \cos(2\pi ft) \\ \Delta T_2 \cos(4\pi ft + \varphi) \end{cases}$
Perturbation induite	$\varepsilon \propto P$	$\varepsilon \propto -\Delta T$
Déformation de la surface	$r(x) = \begin{cases} \bar{r} + \varepsilon_1 \cos(2\pi x) \\ + \varepsilon_2 \cos(4\pi x + \varphi) \end{cases}$	$r(x) = \begin{cases} \bar{r} + \varepsilon_1 \cos(2\pi x) \\ + \varepsilon_2 \cos(4\pi x + \varphi + \pi) \end{cases}$

Tableau 6-4 Analyse comparative des mécanismes et de la perturbation induite par les stimulations EHD et thermique externe avec effet Marangoni.

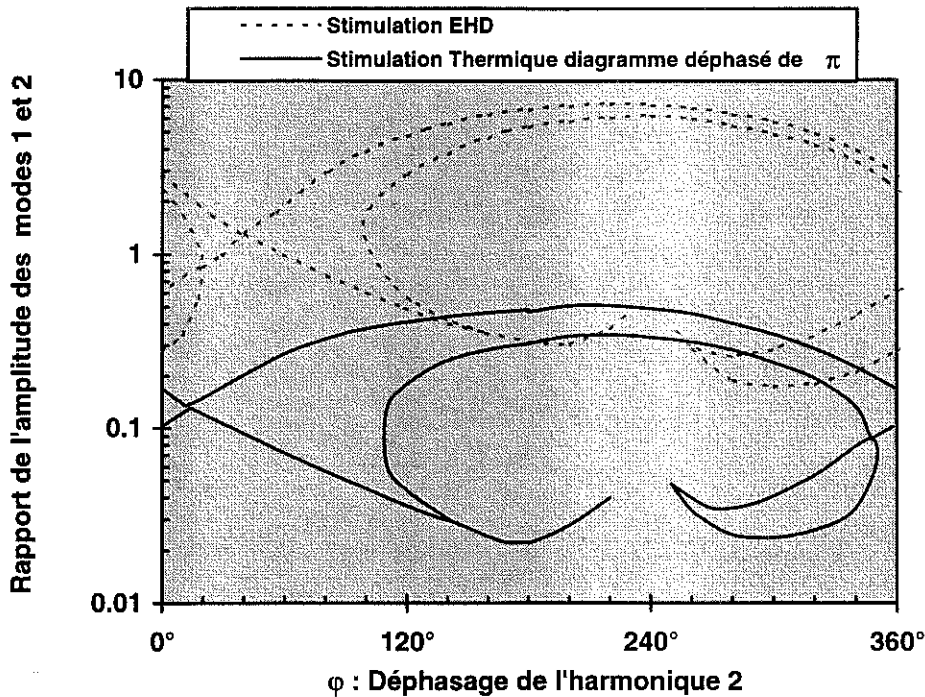


Figure 6-11 Comparaison directe des diagrammes de brisure obtenus avec une excitation à 2 modes EHD ou thermique. Le diagramme « thermique » est déphasé de π. ($k = 0,40$, (EHD: $a = 220 \mu m$, $Re \cong 76$, $We \cong 121$), (thermique: $a = 36 \mu m$, $Re \cong 71$, $We \cong 74$)).

Si l'effet de pression était dominant, en chauffant la surface du jet on aurait une situation formellement identique à celle où la pression électrostatique diminue la pression à l'intérieur du jet et donc un effet identique de ϕ . Si au contraire l'effet Marangoni l'emporte, l'échauffement tend à amincir le jet. Dans ce cas les perturbations de rayon sont de signe opposé, donc déphasées de π . Ce raisonnement est détaillé dans le Tableau 6-4.

Le décalage en phase ne s'explique que si l'on considère l'effet Marangoni comme le moteur de la déformation du jet dans la zone de stimulation. L'excitation à 2 modes nous apporte une démonstration indirecte sur l'effet dominant dans le processus de stimulation. Ce point sera discuté et approfondi dans le paragraphe 6.6.

6.5.2. Conditions de brisure sans satellite

A ce stade, l'étude de la stimulation thermique à 2 modes (Paragraphe 6.5.1) n'a pas permis d'obtenir des conditions de brisure sans satellite en brisure directe. Afin d'observer une brisure avant et arrière sans satellite, il convient de modifier les conditions expérimentales de la Figure 6-10. Par analogie avec la stimulation EHD, nous nous proposons de travailler à un nombre d'onde et une vitesse de jet plus élevés.

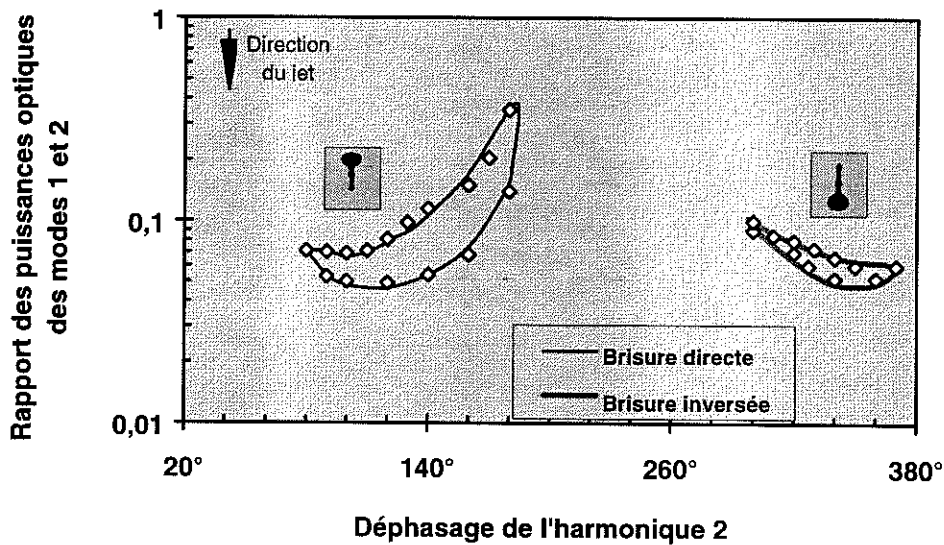


Figure 6-12 Diagramme de brisure obtenu avec une excitation thermique externe à 2 modes. ($a = 36 \mu\text{m}$, $U_0 = 13,93 \text{ m/s}$, $F = 26041 \text{ Hz}$, $k = 0,42$, Encre B6065, $\sigma_{\text{dyn}} = 68 \text{ mN/m}$, $\mu = 6,35 \text{ mPa s}$, $\rho = 1130 \text{ kg/m}^3$).

Figure 6-12, le diagramme de brisure confirme l'existence de 2 poches sans satellite. L'aire de la zone sans satellite en brisure avant est plus faible qu'en brisure arrière, nous savons que la symétrie peut être rétablie en travaillant à une vitesse de jet et un nombre d'onde encore plus élevés. Par rapport au cas de la stimulation EHD, nous retrouvons le décalage de phase d'environ 180° déjà signalé et commenté dans le paragraphe précédent.

6.6. L'excitation EHD et thermique (comparaison)

Nous avons jusqu'alors étudié expérimentalement la stimulation thermique avec 1 ou 2 modes en suivant la même logique que lors de l'étude de la stimulation EHD. Néanmoins, une question de fond reste posée: quel est précisément le mécanisme à l'origine de la stimulation: effet Marangoni ou effet de la pression ?

L'étude de la stimulation thermique à 2 modes (Paragraphe 6-5) a révélé que les diagrammes de brisure présentent un déphasage d'environ 180° comparativement à une excitation EHD. L'explication et l'interprétation de ce déphasage, nous ont conduit à envisager que le mécanisme physique prépondérant de la stimulation est l'effet Marangoni. La démonstration reste indirecte. Nous avons réalisé une expérience démonstratrice et décisive qui clarifie les phénomènes en superposant les stimulations EHD et thermique sur un même jet et en examinant le comportement de la brisure. La mise en oeuvre de cette expérience comporte deux phases indépendantes:

- d'une part, le jet est stimulé par une technique EHD avec 1 mode. La brisure est stabilisée par un signal de tension d'amplitude suffisante pour un nombre d'onde proche du $k_{opt} \cong 0,7$.

- d'autre part, le même jet est stimulé par la méthode thermique laser en l'absence d'EHD. La fréquence de génération des gouttes est identique à celle de l'excitation EHD et l'amplitude de la puissance délivrée par le laser ajustée de façon à ce que l'efficacité de la stimulation soit comparable à celle de l'EHD (il s'agit simplement d'avoir des longueurs de brisure comparables).

Les deux techniques de stimulation sont totalement indépendantes et simplement synchronisées. Signalons toutefois une difficulté technique: pour l'excitation EHD la fréquence de génération des gouttes est double de celle du signal de tension alors qu'elle est identique pour la stimulation thermique. Le générateur de commande comporte deux canaux synchrones dont l'un est à la fréquence f pour l'EHD ($2f$ en terme de gouttes) et l'autre à la fréquence $2f$ pour le thermique ($2f$ aussi en terme de gouttes). Le déphasage entre les deux signaux est nul. Enfin, au moyen de tables micrométriques, la position de l'électrode EHD le long du jet est ajustable et peut en particulier être amenée au même niveau que la tache laser dont la position est fixe.

■ *Stimulation EHD ou thermique en alternance*

Dans cette première expérience, le jet est stimulé par la technique EHD. Le mécanisme physique de la stimulation nous enseigne que la force d'origine électrique est dirigée vers l'extérieur du jet. Dans la zone de stimulation, le sens de la déformation est parfaitement prévisible. Nous avons un gonflement de la surface du jet dont l'amplitude suit la variation temporelle du potentiel appliqué sur l'électrode. Au niveau de l'électrode, un maximum d'amplitude de la tension d'excitation induit un gonflement (maximum) de la surface du jet dont la croissance conduit à la formation d'une goutte un nombre entier n de longueur d'onde en aval (Figure 6-13). En absence de stimulation EHD, nous imposons maintenant une stimulation thermique précisément au même niveau que l'électrode de stimulation EHD en conservant le même signal de stroboscope.

Figure 6-13, dans la zone de rupture du jet nous constatons l'absence de goutte au niveau du repère qui est maintenant placé sur le ligament joignant deux gouttes. Par rapport à la stimulation EHD, il existe un décalage de $\lambda/2$. Interprété au niveau de la zone de stimulation (tache laser), un maximum d'amplitude de la puissance optique induit un creusement de la surface du jet qui ne peut être expliqué que si l'on considère l'effet Marangoni comme mécanisme de stimulation dominant. En termes d'angle, l'effet des stimulations EHD et thermique est déphasé de 180° . De ce fait, lorsqu'on superpose les stimulations EHD et thermique, leurs effets se compensent en première approximation (Figure 6-13).

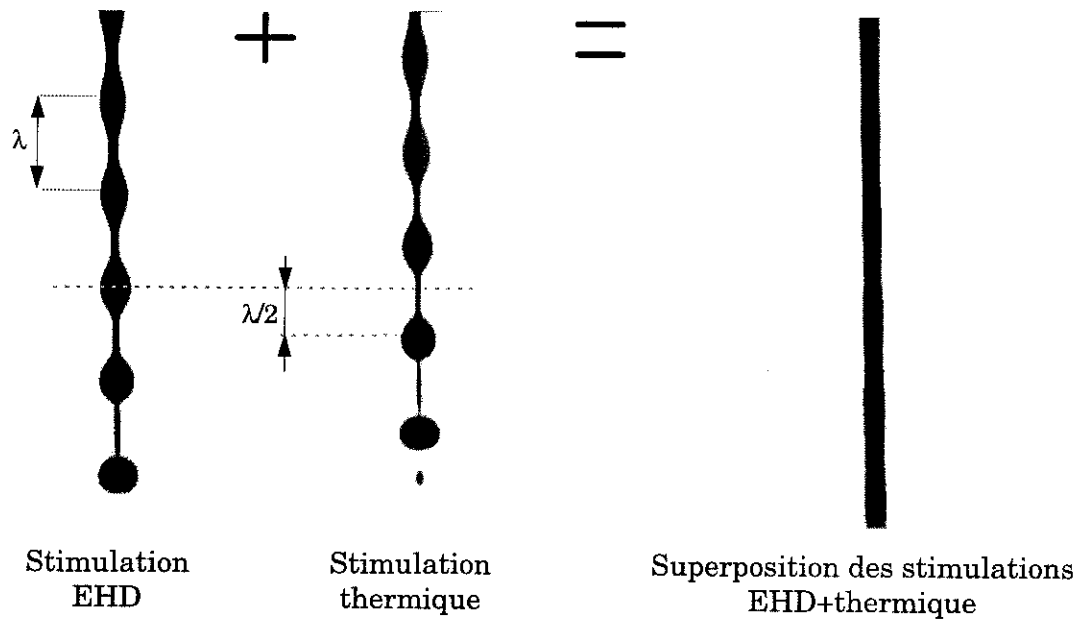


Figure 6-13 Comparaison des profils de brisure avec une stimulation EHD ou thermique et avec la superposition des 2 excitations.

■ Stimulations EHD et thermique superposées

Nous superposons les stimulations EHD et thermique en les appliquant à des abscisses axiales différentes. Nous avons tracé la variation de la longueur de rupture du jet en déplaçant l'électrode de stimulation EHD le long de l'axe du jet. Le déplacement est mesuré à l'aide d'une table micrométrique dont l'origine est située au milieu de la tache laser qui est fixe.

Lorsque les effets des stimulations se contrecarrent, la longueur de brisure s'allonge. En particulier pour $x = 0$, la longueur de brisure admet un maximum proche de la longueur de brisure naturelle. Le phénomène est bien sûr périodique et la longueur d'onde caractérise la période spatiale; nous vérifions bien que $\Delta x_1 \cong \lambda$ (Figure 6-14).

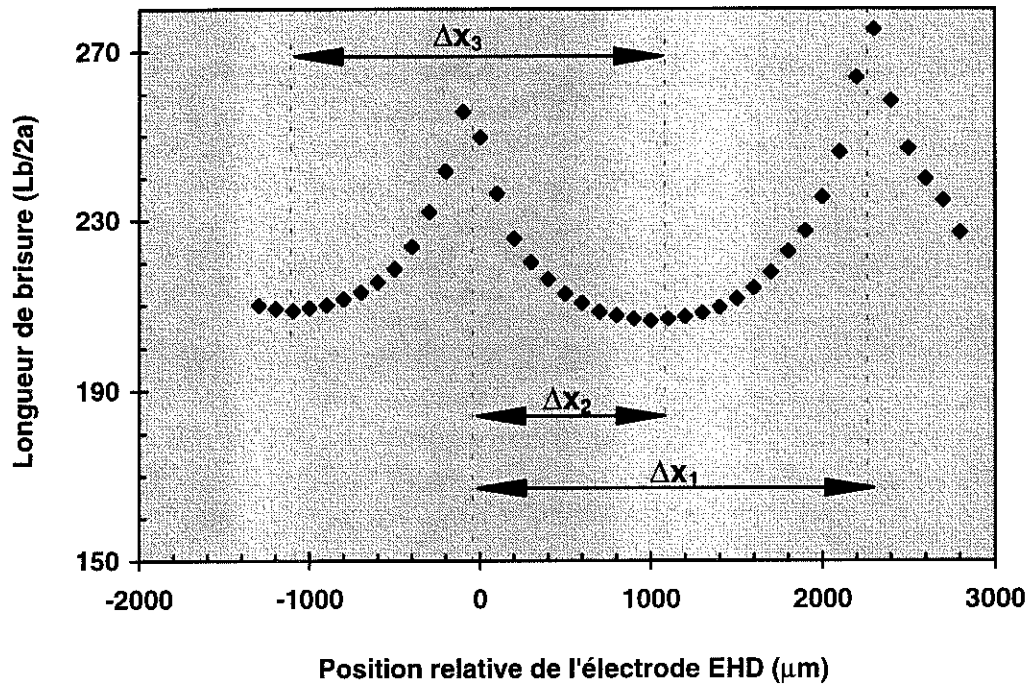


Figure 6-14 Superposition des stimulations EHD et thermique. L'électrode est mobile et le spot laser fixe en $x=0$. ($\alpha = 220 \mu\text{m}$, $F = 2604 \text{ Hz}$, $U_0 = 5,44 \text{ m/s}$, Encre 2290, Thermique ($P_0 = 30\text{mW}$), EHD ($V = 350 \text{ Volts}$ (0-crête), $D_{1e} = 500 \mu\text{m}$)) $\lambda = 2090 \mu\text{m}$, $\Delta x_1 = 2200 \mu\text{m}$, $\Delta x_2 = 950 \mu\text{m}$, $\Delta x_3 = 2100 \mu\text{m}$.

Inversement lorsque l'effet des stimulations s'ajoute, la stimulation est renforcée et la longueur de brisure est plus courte que pour l'une des deux stimulations seule. Les minima observés expérimentalement se situent aux abscisses $x \equiv \pm\lambda/2$ (Figure 6-14). Plus généralement, sachant que les effets des stimulations EHD et thermique sont en opposition de phase, les minima de longueur de brisure sont attendus pour les abscisses valant un nombre impair de demi longueurs d'onde.

Ces expériences peuvent être interprétées comme une variante de la stimulation EHD à 2 électrodes. Qu'ils soient de même nature (EHD pour la stimulation multi-électrodes) ou de nature différente (EHD+thermique), les effets se superposent linéairement.

6.7. Analyse théorique de l'excitation thermique

6.7.1. Position du problème

La modélisation de la rupture du jet soumis à une excitation thermocapillaire consiste à résoudre les équations générales de conservation de la masse, de Navier-Stokes complétées par l'équation de l'énergie (il s'agit de considérer l'écoulement d'un

liquide non isotherme). Ces équations sont fermées par les conditions aux limites et les conditions initiales. Le problème complet de la stimulation thermique a été résolu par Mashayek & Ashgriz [1995]. Ces auteurs ont développé un code de calcul prenant en compte le transfert de chaleur depuis le liquide vers le milieu ambiant, la conductivité thermique du fluide et la dépendance de la tension superficielle avec la température. Le problème examiné est l'instabilité temporelle non linéaire d'un cylindre fluide visqueux initialement de rayon uniforme. La perturbation imposée est une distribution spatiale de température en surface.

Ces résultats numériques sont cohérents avec nos travaux expérimentaux: la perturbation de rayon induite est déphasée de 180° par rapport à la perturbation initiale de température et le pincement du jet se produit au niveau des zones les plus chauffées. Les travaux de Mashayek & Ashgriz se limitent à un constat de résultats sans argumentation ni interprétation physique. Afin de clarifier la physique du problème, une analyse théorique serait souhaitable mais est ardue. Une approche simplifiée pourrait consister en une analyse linéaire du problème de la stimulation thermique afin de formuler la loi qui lie la variation de la longueur de brisure en fonction de l'amplitude et de la fréquence du signal d'excitation. Le problème reste entier car le modèle analytique qui a été développé lors de l'étude de la stimulation EHD multi-électrodes (Chapitre 3) n'est pas transposable à la stimulation thermique: le modèle doit nécessairement prendre en compte la viscosité et les hypothèses de Lee [1974] ne sont plus vérifiées.

6.7.2. Stimulation thermique: formulation du problème

En dépit de la complexité du problème, il est intéressant d'effectuer un calcul d'ordre de grandeurs afin d'estimer l'amplitude de la perturbation initiale induite par la stimulation et de comparer l'importance relative des effets de pression et Marangoni. Notre objectif n'est pas de résoudre en toute rigueur les équations qui décrivent le problème de la stimulation thermique mais de poser des équations simplifiées que l'on sait résoudre simplement tout en conservant la physique du problème.

La stimulation thermique comporte deux phases bien distinctes. Durant la première phase (phase de stimulation), le jet initialement uniforme se déforme sous l'effet de la modulation de tension superficielle. Dans la seconde phase (phase de croissance), la perturbation de température s'est « effacée » et la déformation du jet se poursuit sous l'effet de la tension superficielle. La phase de stimulation se décompose elle-même en une première phase de chauffage dont la durée ($t_{\text{chauffage}}$) dépend du temps de transit d'une section droite de jet dans le champ d'éclairement de la diode laser:

$$t_{\text{chauffage}} \approx \frac{\phi_{\text{tache}}}{U_0} \approx 3 \mu\text{s}$$

(diamètre de la tache laser: $\phi_{\text{tache}} \approx 30 \mu\text{m}$, vitesse de jet $U_0 \approx 10 \text{ m/s}$)

Cette durée est très courte et nous considérerons le chauffage comme instantané. La seconde partie de la stimulation est une phase transitoire pendant laquelle le profil de température commence à relaxer et des perturbations de rayon et de vitesse sont créées. Pour estimer cette durée, nous devons résoudre l'équation de la chaleur. Nous faisons

l'hypothèse que le processus dissipatif est purement conductif (nous négligeons la convection, cette hypothèse sera vérifiée ultérieurement). Le problème du chauffage instantané d'une couche infiniment mince a été résolu [Landau & Lifchitz - 1971] mais est peu réaliste. Le faisceau laser étant absorbé sur une certaine épaisseur, il est plus réaliste de considérer une distribution initiale de température. Le chauffage est instantané sur une couche d'épaisseur α . L'absorption étant proportionnelle à l'intensité du faisceau incident, la distribution de température à l'intérieur du jet (suivant la direction radiale y) suit la loi classique suivante:

$$T_0(y) = T_{00} \exp\left(-\frac{y}{\alpha}\right)$$

Condition initiale $T(y,0) = T_{00} \exp\left(-\frac{y}{\alpha}\right)$

Condition à la limite $\frac{\partial T(0,t)}{\partial y} = 0$

(La frontière est athermique: le flux de chaleur en $x = 0$ est nul)

Le transport de chaleur par conduction s'effectue d'une part à la surface du jet suivant la direction axiale avec une longueur typique λ (la longueur d'onde) et d'autre part suivant la direction radiale y avec une longueur typique α (la profondeur de pénétration du faisceau). Le gradient de température est le plus élevé suivant la direction y car $\lambda \gg \alpha$, de ce fait, le processus conductif de chaleur depuis la surface vers l'intérieur du jet est dominant. Sachant que $\alpha \ll \alpha$, nous nous ramenons à un problème simplifié plan unidimensionnel.

La solution générale du problème est donnée sous forme intégrale (Landau & Lifchitz)

$$T(y,t) = \frac{1}{2\sqrt{\pi\chi t}} \int_0^\infty T_0(y') \left\{ \exp\left(-\frac{(y'-y)^2}{4\chi t}\right) - \exp\left(-\frac{(y'+y)^2}{4\chi t}\right) \right\} dy'$$

L'expression de $T_0(y')$ que nous avons retenue est introduite dans l'intégrale qui peut être résolue sans difficultés avec un logiciel mathématique standard (mathematica). Cependant nous préférons rechercher une solution analytique plus aisée à interpréter.

Le traitement préliminaire consiste à mettre les produits d'exponentielles sous forme d'un carré parfait:

$$T(y,t) = \frac{T_{00}}{2\sqrt{\pi\chi t}} \left[\int_0^\infty \exp\left\{-\frac{1}{4\chi t} \left(y' - \left(y - \frac{2\chi t}{\alpha}\right)\right)^2 + \frac{\chi t}{\alpha^2} - \frac{y}{\alpha}\right\} dy' + \int_0^\infty \exp\left\{-\frac{1}{4\chi t} \left(y' + \left(y + \frac{2\chi t}{\alpha}\right)\right)^2 + \frac{\chi t}{\alpha^2} + \frac{y}{\alpha}\right\} dy' \right]$$

Après un changement de variable pour faciliter les calculs, cette équation est intégrée et nous obtenons une expression générale de la température pour les variables d'espace y et de temps t . Pour estimer la durée de la phase de stimulation, on détermine l'évolution de la température en surface ($y = 0$) qui s'écrit:

$$T(0,t) = T_{00} \exp\left(\frac{\chi t}{\alpha^2}\right) \left[1 - \operatorname{erf}\left(\frac{\sqrt{\chi t}}{\alpha}\right)\right] \quad (6-4)$$

La modulation de température à la surface du jet persiste pendant une durée caractéristique de stimulation telle que

$$t_{stimulation} \approx \frac{\alpha^2}{\chi}$$

Pour les valeurs numériques suivantes, nous estimons que $t_{stimulation} \approx 40 \mu\text{s}$. (profondeur typique de pénétration du laser: $\alpha_{laser} \approx 2 \mu\text{m}$, diffusivité thermique $\chi \approx 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$).

Pour déterminer l'importance relative des effets de pression et Marangoni dans le processus de stimulation nous allons considérer séparément chaque effet.

6.7.3. Stimulation par effet de pression

Sous l'effet de la modulation de la température de surface, le gradient de pression capillaire induit un processus convectif associé à la déformation de la surface libre. Les équations de départ sont les équations de Navier-Stokes linéarisées et de conservation de la masse complétées par les conditions aux limites. En première approximation, nous considérerons que la température à la surface du jet est indépendante du temps pendant la durée caractéristique $t_{stimulation}$ de la phase de stimulation ce qui revient à considérer une valeur moyenne de température. Le problème simplifié est traité en considérant un cylindre de fluide parfait présentant la propriété de symétrie de révolution; la gravité est négligée:

■ Navier-Stokes

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} = 0 \quad (a) \quad (6-5)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} = 0 \quad (b)$$

■ Equation de continuité

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (ru) + \frac{\partial w}{\partial x} = 0 \quad (6-6)$$

- **Conditions à la limite** (contrainte normale) en $r = a$

$$P = \frac{1}{a} \sigma(x) \quad (6-7)$$

- **Condition cinématique à la surface** en $r = a$ et avec δ la déformation de la surface libre

$$u = \frac{\partial \delta}{\partial t} \quad (6-8)$$

- **Conditions initiales**

$$t = 0: \quad u = 0, \quad w = 0, \quad \varepsilon = 0$$

Pendant la phase de stimulation, la distribution de T est supposée invariante dans le temps. Nous faisons l'hypothèse que le profil de température à la surface libre est de la forme:

$$T(x) = T_0 + \frac{\Delta T}{2} (1 + \cos Kx) \quad (6-9)$$

La variation de la tension superficielle avec la température est:

$$\sigma(T) = \sigma_0 - b(T - T_0) \quad (6-10)$$

L'expression de la composante en w de l'équation de Navier-Stokes s'écrit:

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} = -\frac{1}{\rho a} \left(\frac{\partial \sigma}{\partial T} \right) \frac{\partial T}{\partial x} = -\frac{b K \Delta T}{2 \rho a} \sin Kx$$

Après intégration et prise en compte des conditions initiales:

$$w(x, t) = -\frac{b K \Delta T}{2 \rho a} (\sin Kx) t$$

L'expression de w est introduite dans l'équation de conservation de la masse; nous en déduisons une expression de la vitesse radiale u après intégration:

$$u(r, x, t) = \frac{1}{4} \frac{b K^2 \Delta T}{\rho a} (\cos Kx) r t$$

L'expression de la perturbation de rayon est:

$$\delta(x, t) = \frac{1}{8} \frac{b K^2 \Delta T}{\rho} (\cos Kx) t^2 \quad (6-11)$$

L'amplitude de la perturbation de rayon croît de façon quadratique avec le temps, le signe de la déformation est positif quand la température est maximale c'est à dire que l'on attend un gonflement du jet au niveau des zones chaudes.

6.7.4. Stimulation par effet Marangoni

Nous faisons à présent l'hypothèse que la force dominante qui contrôle l'écoulement relève de l'effet Marangoni. Afin d'estimer la déformation de la surface libre, il faut exprimer la vitesse axiale. La force motrice (force de traction horizontale) s'exerce à l'interface et le mouvement est transmis vers l'intérieur du fluide par la viscosité. Pendant le régime transitoire, la diffusion de vorticité a lieu dans une couche d'épaisseur faible. Nous faisons l'approximation que le profil de vitesse axiale a une décroissance exponentielle suivant r :

$$w(r,x,t) \cong w_0(x,t) \exp\left(\frac{r-a}{2\sqrt{vt}}\right) \quad (6-12)$$

La condition à la limite (contrainte tangentielle) en surface ($r=a$) s'écrit:

$$\mu \frac{\partial w}{\partial r} = \frac{\partial \sigma}{\partial x} = \frac{Kb\Delta T}{2} \sin Kx \quad (6-13)$$

En combinant les équations 6-12 et 6-13, nous déduisons une expression de $w(r,x,t)$ est alors:

$$w(r,x,t) \cong \frac{Kb\Delta T}{\mu} \sqrt{vt} \sin(Kx) \exp\left(\frac{r-a}{2\sqrt{vt}}\right) \quad (6-14)$$

L'expression de $w(r,x,t)$ introduite dans l'équation de conservation de la masse conduit à:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (ru) = -\frac{K^2 b \Delta T}{\mu} \sqrt{vt} \cos(Kx) \exp\left(\frac{r-a}{2\sqrt{vt}}\right) \quad (6-15)$$

Or sur la couche mince mise en mouvement $r \cong c^{te} \cong a$; donc

$$\frac{1}{r} \frac{\partial (ru)}{\partial r} \cong \frac{\partial u}{\partial r} = -\frac{K^2 b \Delta T}{\mu} \sqrt{vt} \cos(Kx) \exp\left(\frac{r-a}{2\sqrt{vt}}\right)$$

En intégrant cette équation compte tenu de la condition $u = 0$ pour $r \ll a$, on obtient:

$$u(r,x,t) \cong -2 \frac{K^2 b \Delta T}{\mu} vt \cos(Kx) \exp\left(\frac{r-a}{2\sqrt{vt}}\right) \quad (6-16)$$

A partir de la condition cinématique ($u = \partial\delta/\partial t$) et de la condition initiale ($u = 0$ à $t = 0$), nous déduisons l'expression de la perturbation:

$$\delta(x,t) = -\frac{b K^2 \Delta T}{\rho} t^2 \cos(Kx) \quad (6-17)$$

6.7.5. Comparaison des effets de pression et Marangoni

La comparaison des expressions 6-11 et 6-17 montre que la perturbation de rayon est de signe opposé selon que l'on considère l'effet de pression ou l'effet Marangoni. Pour l'effet Marangoni, la modulation du rayon de la surface libre du jet est déphasée de π par rapport à la distribution de température; les zones les plus chaudes se creusent au profit des zones froides qui tendent à se gonfler.

Afin de comparer l'efficacité des processus de stimulation liés à l'effet Marangoni ou de pression, examinons simplement le rapport des perturbations induites:

$$\left| \frac{\epsilon_{Marangoni}}{\epsilon_{Pression}} \right| \sim 8$$

Ce rapport est indépendant du nombre d'onde et est pratiquement d'un ordre de grandeur. L'effet Marangoni domine l'effet de pression et cette analyse justifie les observations expérimentales.

Perspectives

et

Conclusions

La stimulation thermique externe permet un contrôle fin de brisure de façon tout-à-fait analogue à la stimulation EHD et le mécanisme physique à l'origine de la stimulation est bien identifié. Cependant pour des applications multi-jets, ce principe de stimulation peut paraître délicat à mettre en oeuvre (il est nécessaire de disposer et de focaliser autant de faisceaux laser que de jets) et coûteux en énergie (principalement à cause à du faible rendement de la diode laser). Une autre voie en matière de stimulation thermique pourrait consister à réaliser le chauffage à l'intérieur de la buse comme cela se passe dans les têtes d'impression « bulle d'encre » où un courant électrique intermittent chauffe fortement une résistance localisée dans le canal de buse. Pour une application jet continu, la perturbation qui excite le jet serait induite par un chauffage modéré périodique de l'encre qui s'écoule au contact de la résistance électrique. La stimulation thermique interne permet de s'affranchir des inconvénients (encombrement, encrassement ...) propres à une fonction de stimulation située à l'extérieur de la buse.

Faidley & Panton [1990] ont réalisé une étude expérimentale de la stimulation thermique interne. L'élément chauffant (« fast responding heater ») est une résistance électrique de faible capacité calorifique qui prolonge le canal de buse. En délivrant un courant périodique dans l'élément chauffant, ces auteurs ont obtenu une stimulation peu marquée d'un jet d'eau de diamètre 2 mm. L'effet de la stimulation ne réduit pas sensiblement la longueur de brisure du jet et le point de brisure reste fluctuant. La stimulation est faible et par manque d'efficacité, la forme de la brisure n'a pas pu être contrôlée. En outre, ces auteurs ont observé que l'amplitude de la perturbation initiale diminue en augmentant la fréquence de stimulation.

Nous avons effectué une courte étude exploratoire de la stimulation thermique interne qui a montré que l'on peut obtenir une stimulation beaucoup plus efficace que ce qui est annoncé par Faidley & Panton [1990].

Nous avons élaboré un dispositif en nous inspirant des têtes intégrées multi-buses « bulle d'encre ». Rappelons que ces têtes d'impression sont réalisées avec les technologies de la micro-électronique. En schématisant à l'extrême, une buse résulte de l'assemblage de deux éléments:

- un substrat silicium comportant un canal en forme de « V » réalisé par gravure.
- une plaque comportant une résistance thermique.

La géométrie de la buse est triangulaire et la résistance forme l'une des faces du canal, le diamètre est typiquement de l'ordre de 30 μm . Nous avons repris ce type de conception à une échelle agrandie afin de fabriquer le dispositif de stimulation avec des moyens classiques. La buse est constituée de deux pièces principales:

- une pièce en céramique comportant un sillon en forme de « V » réalisé par une gravure mécanique (Figure 1).

- une plaque de verre à la surface de laquelle est déposée une couche mince de ITO (Indium-Tin-Oxyde). Cet alliage d'oxydes est transparent et conducteur. La résistance chauffante est une bande étroite isolée. Le courant électrique qui traverse cette résistance est amené au moyen de pistes conductrices.

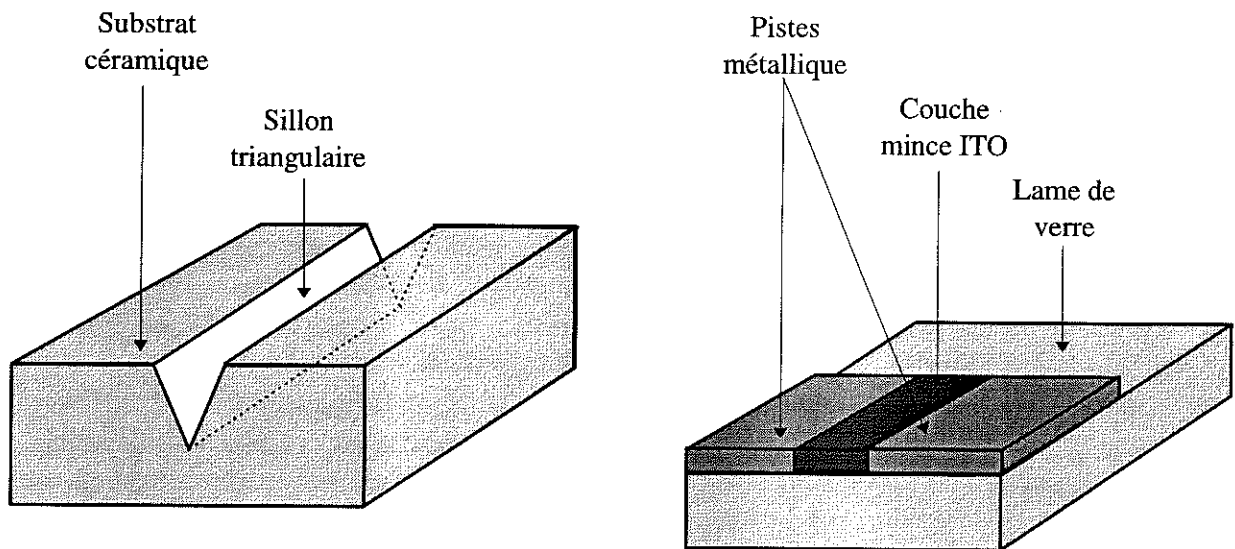


Figure 1 Représentation schématique des principaux éléments de la buse thermique.

Ces deux éléments (Figure 1) sont assemblés de telle façon que la plaque de verre tienne lieu de couvercle à la base céramique. La résistance thermique est située à l'extrémité du canal de buse juste avant la sortie de l'orifice (Figure 2). La section droite de la buse forme un triangle équilatéral et le jet d'encre qui en sort a un diamètre circulaire de 550 μm en aval de l'orifice. La largeur de la résistance chauffante est d'environ 500 μm (perpendiculairement au sens d'écoulement du jet). Sa longueur suivant le sens d'écoulement est de 1 mm ce qui est inférieur à la demi-longueur d'onde pour laquelle le taux de croissance des perturbations est maximum. Parmi plusieurs verres disponibles, nous avons choisi celui dont l'épaisseur du film conducteur est de 0,1

μm . Avec ces dimensions, la valeur de la résistance est d'environ 200 ohms. Cette valeur résulte d'un compromis car:

- la résistance de l'élément chauffant doit être nettement inférieure à celle de l'encre. Rappelons que l'encre est conductrice et ne doit pas court-circuiter la résistance de chauffage.

- le générateur électrique étant limité en courant et en tension, la valeur de la résistance ne doit pas être trop faible.

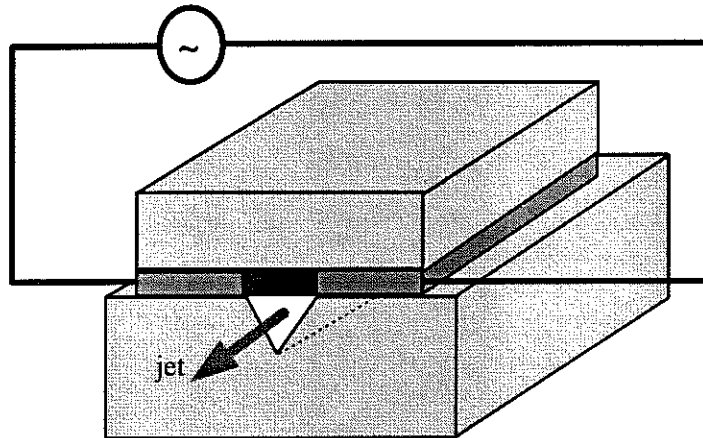


Figure 2 Représentation schématique d'un dispositif de stimulation thermique avec une résistance thermique intégrée dans le canal de la buse.

Avec la géométrie de buse que nous avons retenue, la forme triangulaire du jet induit un mode de vibration non amplifié que nous supposons sans effet sur le processus de formation des gouttes. Compte tenu de la viscosité du fluide, la vibration est très rapidement amortie et le jet retrouve la symétrie de révolution. D'autre part la perturbation induite par le chauffage n'est pas uniforme: en effet l'élément chauffant ne couvre qu'une des trois faces du canal de buse. Ce défaut d'axisymétrie n'est pas préjudiciable à la stimulation. Comme le démontrent l'excitation thermique externe ou la stimulation EHD, le comportement du jet est contrôlé par l'instabilité capillaire (mode de Rayleigh).

En délivrant un courant périodique (purement sinusoïdal) dans la résistance, nous avons obtenu un effet de stimulation avec la forme de brisure caractéristique d'une perturbation sinusoïdale de faible amplitude. La longueur de brisure est typiquement celle que l'on obtient avec une stimulation EHD à 1 électrode (Chapitre 3). Les nombres sans dimension de Reynolds, Weber et Strouhal étant comparables pour les deux types d'excitation, l'efficacité des stimulations thermique interne et EHD est du même ordre de grandeur.

En faisant varier la puissance de chauffage P , nous avons observé que la longueur de brisure diminue linéairement en fonction du logarithme de P (Figure 3). Si l'on admet que la perturbation créée est proportionnelle à la puissance appliquée à l'élément de chauffage, la pente de la droite de la Figure 3 doit nous permettre de retrouver le taux de croissance. L'expérience faite pour le nombre d'onde $k = 0,62$ donne:

Expérimental

$$\gamma_{opt} = \frac{\sqrt{We}}{2 * pente} \cong 0,28$$

Théorie

$$\gamma_{opt} = \frac{1}{2(\sqrt{2} + 3 Oh)} = 0,26$$

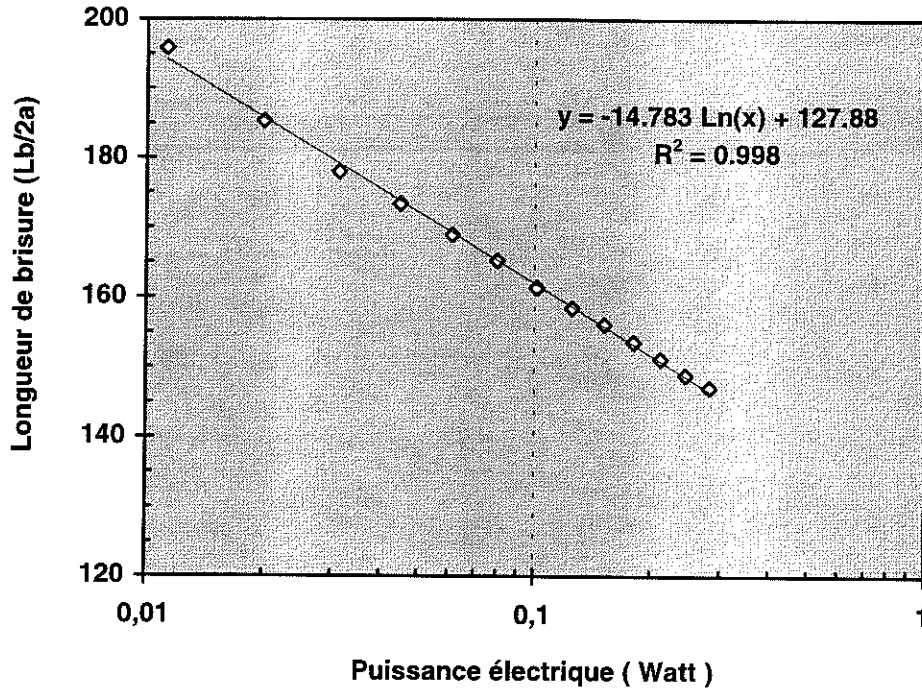


Figure 3 Variation de la longueur de brisure en fonction de la puissance électrique pour la fréquence de stimulation donnant la longueur de brisure minimale. ($2a = 550 \mu m$, $U_0 = 3,55 m/s$, $F_{goutte} = 2 * 640 Hz$, $Re = 67$, $We = 70$, $Str = 0,10$, encre B2290).

Comme cela a été fait pour les stimulations EHD et thermique externe, il est intéressant d'examiner la variation de longueur de brisure $L_b/2a$ en fonction du nombre d'onde k . La forme générale est très proche de la courbe prédite par la théorie linéaire visqueuse en admettant que l'amplitude de la stimulation est indépendante de k , (l'amplitude initiale ϵ_0 de la perturbation est déterminée pour $k = 0,62$). L'écart observé entre les courbes expérimentale et théorique suggère que l'amplitude de la perturbation initiale diminue lorsqu'on augmente la fréquence de stimulation Cette observation rejoint celle de Faidley & Panton [1990].

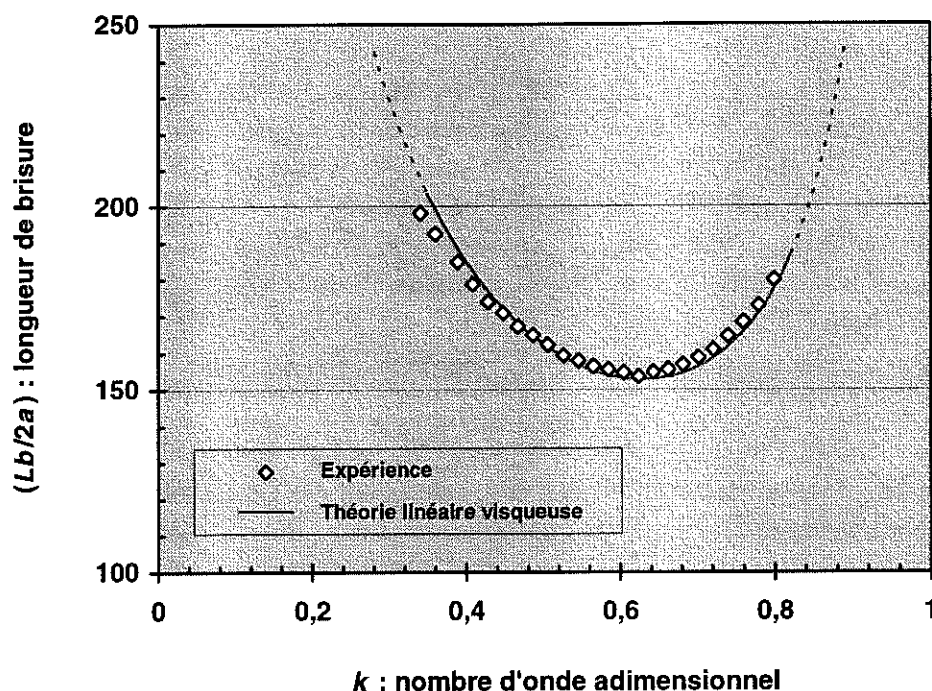


Figure 4 Variation de la longueur de brisure en fonction du nombre d'onde. ($2a = 550 \mu m$, $U_0 = 3,55 m/s$, Puissance électrique de chauffage = $0,18 Watt$, $Re = 67$, $We = 70$, encre B2290).

Cette expérience montre que l'on obtient une stimulation bien marquée à partir d'un chauffage interne, local de l'encre. Le mécanisme exact de la stimulation reste à identifier, l'échauffement modulé le long de la paroi se traduit soit par une modulation de la tension superficielle ou soit par une modulation de la vitesse de sortie du jet.

- Comme l'élément chauffant est situé en sortie de buse, la modulation de la température du liquide qui s'écoule au voisinage immédiat de la résistance peut être convectée et moduler la tension superficielle le long du jet. L'effet de la stimulation interne serait dans ce cas analogue à celui de la stimulation thermique externe. Ce mécanisme paraît néanmoins peu probable ou n'a qu'un effet mineur car étant donnée l'existence de couches limites dynamiques sur la paroi, la modulation de température est convectée par du liquide ayant une vitesse plus faible que la vitesse moyenne d'éjection du jet.

- La modulation de la puissance électrique se traduit par une modulation temporelle de la viscosité du liquide dans la zone chauffée au voisinage immédiat de la résistance. Cette modulation de la viscosité se traduit par une modulation de la contrainte pariétale et par conséquent de la vitesse moyenne d'éjection du liquide. La stimulation thermique interne serait alors analogue à une stimulation acoustique.

Les expériences préliminaires effectuées ne permettent pas de trancher entre les deux mécanismes. Une étude complète incluant un modèle aussi bien qu'une investigation expérimentale faisant varier les différents paramètres est nécessaire pour identifier l'effet dominant et voir en particulier l'influence du rayon du jet.

Pour conclure, on peut dire schématiquement que, dans le domaine de l'instabilité capillaire (mode de Rayleigh), jusqu'à présent les travaux théoriques et expérimentaux ont porté essentiellement sur le développement des perturbations et la brisure du jet. Dans cette thèse nous nous sommes focalisés sur la question de la stimulation des jets, c'est à dire de la création d'une perturbation initiale bien définie d'amplitude beaucoup plus grande que celle des perturbations « naturelles ». Le travail à la fois expérimental et théorique consacré aux stimulations ElectroHydroDynamique et thermique apporte des résultats nouveaux qui permettent d'envisager leur utilisation dans des dispositifs industriels aussi bien qu'en laboratoire.

Nous avons examiné plusieurs variantes de la stimulation EHD. L'utilisation de plusieurs électrodes permet de renforcer la stimulation et de réduire la longueur de brisure. Par rapport aux travaux antérieurs ([Crowley - 1983], [Crowley - 1986], [Spohn *et al.* - 1993]), nous avons étendu la modélisation au cas où les électrodes régulièrement espacées sont alimentées par la même tension. Le modèle a été confronté à une étude expérimentale approfondie; la cohérence des résultats confirme la validité de l'approche théorique. Ainsi nous avons confirmé l'influence du nombre d'électrodes sur l'efficacité de la stimulation et avons effectué une étude poussée de l'effet de la désynchronisation. La stimulation EHD multi-électrodes est un cas très particulier de superposition de stimulations. Cependant il dégage des résultats et des règles importants que l'on devrait retrouver dans le cas où l'on superposerait divers types de stimulation.

Nous avons étudié la stimulation EHD à deux modes (fondamental et harmonique 2) dont l'intérêt est de pouvoir contrôler la forme de la brisure. Nous avons dressé une carte complète des divers modes de brisure en fonction du poids et du déphasage relatifs des deux modes. En examinant le processus de formation du satellite avec une stimulation à un mode, nous avons pu dégager l'influence très analogue de la vitesse et du nombre d'onde et comprendre comment ces paramètres jouent sur la brisure en stimulation à deux modes. Cette étude très complète nous a permis de retrouver les résultats antérieure de Rezanka & Crowley [1990] et d'approfondir l'étude. Il en ressort que la stimulation à deux modes permet de contrôler la taille et la durée de vie du satellite. Le résultat majeur est que l'on a bien compris dans quelles conditions se produit la brisure sans satellite, ce qui permet de bien maîtriser cette technique de production de gouttelettes calibrées.

La stimulation intermittente est une technique de stimulation asynchrone qui permet de générer une ou plusieurs gouttes dans un jet continu. Les modélisations linéaire et non linéaire vont bien au delà des travaux antérieurs de Hrdina & Crowley [1989]. Pour le traitement linéaire du problème, on a pu proposer une solution générale quelle que soit la distribution du champ électrique le long du jet. La modélisation est en accord raisonnable avec les résultats expérimentaux en ce qui concerne la variation de la longueur de brisure, le nombre et le volume des gouttes lorsqu'on fait varier la durée du créneau de stimulation. Il serait intéressant d'inclure l'effet de la viscosité dans la modélisation afin d'obtenir une concordance encore meilleure entre l'expérience et la théorie. Un travail d'investigation théorique et expérimental plus poussé est nécessaire pour déterminer s'il est possible de contrôler la brisure du jet de sorte qu'il n'y ait pas création de satellites en jouant sur la forme de la tension appliquée de manière intermittente.

En résumé, la stimulation EHD est une technique simple à mettre en oeuvre dont le mécanisme est bien identifié et la fonction de transfert parfaitement définie. Ce type de stimulation est l'outil par excellence pour étudier de façon très précise diverses propriétés des jets (effet de la viscosité ou de l'air sur la courbe d'instabilité, contrôle des non-linéarités du jet, ...).

L'autre volet de ce travail a concerné la stimulation thermique. En reprenant les travaux de Nahas & Panton [1990], nous avons utilisé une source laser dont le faisceau est absorbé par le jet d'encre afin d'induire une modulation de la tension superficielle et de ce fait un effet de stimulation. Nous avons fortement amélioré l'efficacité de la stimulation et mis au point un dispositif qui permet un contrôle fin du signal d'excitation. L'étude de cette stimulation thermique externe a révélé que ce type de stimulation est tout-à-fait analogue à la stimulation EHD, que le signal d'excitation comporte un ou deux modes. Du point de vue des possibilités, ces deux techniques de stimulation sont tout à fait équivalentes. De plus nous avons montré que l'on peut superposer une stimulation EHD et thermique; par extrapolation on pourrait superposer les excitations induites par n diodes laser. Une approche physique (théorique et expérimentale) du problème nous a permis de montrer que le mécanisme de stimulation dominant est l'effet Marangoni. Ce résultat majeur est cohérent avec les travaux de Mashayek & Ashgriz [1995] qui, en développant une approche purement numérique, n'ont pas mis en évidence la physique du problème.

Nous avons mené une étude préliminaire de la stimulation thermique interne. Avec un dispositif intégrant une résistance électrique dans le canal de buse, nous avons obtenu une stimulation assez efficace contrairement aux résultats publiés dans le domaine [Faidley & Panton - 1990]. Ce type de stimulation est une voie à explorer plus avant afin d'évaluer les possibilités en termes d'efficacité et de contrôle de la forme de la brisure. Les problèmes de fond posés sont de savoir si l'on peut « jouer » avec deux modes pour obtenir une brisure sans satellite et ensuite de prouver que l'on peut extrapoler les résultats sur des jets de petits diamètres. Pour une étude complète, une approche théorique est souhaitable en vue de modéliser le problème.

Dans le cadre de cette étude, les travaux théoriques et expérimentaux sur les stimulations EHD et thermique ont apporté une bonne compréhension du processus d'excitation et permettent de définir des conditions précises de fonctionnement pour avoir une brisure sans satellite. Dans l'optique de l'application industrielle, nous disposons des informations requises pour dimensionner des systèmes de stimulation pour têtes d'impression multi-jets. Par ailleurs, d'un point de vue académique, il convient de souligner que les stimulations EHD et thermique externe permettent un contrôle fin de la perturbation initiale et de ce fait sont toutes indiquées pour effectuer des études fondamentales fines sur divers aspects de l'instabilité des jets.

Bibliographie

Arai M. , Shimizu M. and Hiroyasu H.

« *Similarity Between the Break-up Lengths of a High Speed Liquid Jet in Atmospheric and Pressurized Conditions* »

ICLASS-91, Gaithersburg, MD, USA , pp. 563-570, (July 1991).

Ashgriz N. and Mashayek F.

« *Temporal Analysis of Capillary Jets Breakup* »

J. Fluid Mech. , Vol. 291, pp. 163-190, (1995).

Atten P. , Fressard D. , Barbet B. and Bardeau C.

« *Electrohydrodynamic Induction of Isolated Drops in a Jet* »

9th Int. Conf. On Electrostatics, York, pp. 47-50, (April 1995).

Bailey A. G.

« *The Theory and Practice of Electrostatic Spraying* »

Atomisation Spry Technol. , Vol. 2, pp. 95-134, (1986).

Basset A. B.

« *Waves and Jets in a Viscous Liquid* »

Am. J. Math. , Vol. 16, pp. 93-110, (1894).

Bauer H. F.

« *Free Liquid Surface Response Induced by Fluctuations of Thermal Marangoni Convection* »

AIAA Journal , Vol. 22, n° 3, pp. 421-428, (March 1984).

Bohr N.

« *Determination of the Surface Tension of Water By the Method of Jet Vibration* »

Phil. Trans. R. Soc. Lond., vol A 209, pp. 281-337, (1909).

Bond W. N. and Puls H. O.

« *The Change of Surface Tension with Time* »

Phil. Mag. (supplement), n° 24, pp. 864-887, (1937).

Chaudhary K. C. and Maxworthy T.

« *The Non-linear Capillary Instability of a Liquid Jet: Experiments on Satellite Drop Formation and Control* »

J. Fluid Mech. , vol. 96, pp. 287-297, (1980).

- Crowley J. M.
 « *Growth and Excitation of Electrohydrodynamic Surface Waves* »
 The Physics of Fluids, Vol. 8, N°9, pp. 1668-1676, (September 1965).
- Crowley J. M.
 « *Stabilisation of a Spatially Growing Wave by Feedback* »
 The Physics of Fluids, Vol. 19, N°6, pp. 1170-1177, (June 1967).
- Crowley J. M.
 « *Electrohydrodynamic Droplet Generators* »
 Journal of Electrostatics, Vol 14, pp. 121-134, (1983).
- Crowley J. M.
 « *Phased Exciter Arrays for EHD Drop Generators* »
 IEEE Transactions on Industry Applications, Vol 1A-22, n° 6, pp. 973-976, (1986).
- Curry S. A. And Portig H.
 « *Scale Model of a Ink Jet* »
 IBM J. Res. Develop. , pp. 10-20, (January 1977).
- Davis H. D.
 « *Thermocapillary Instabilities* »
 Ann. Rev. Fluid Mech. , Vol. 19, pp. 403-235, (1987).
- Dijkstra H. A. and Steen P. H.
 « *Thermocapillary Stabilisation of the Capillary Break-up of an Annular Film of Liquid* »
 J. Fluid Mech. , Vol. 229, pp. 205-228, (1991).
- Donnelly R. J. and Glaberson W.
 « *Experiments on the Capillary Instability of a Liquid Jet* »
 Proc. Roy. Soc. Lond. , vol. 290 A, pp. 547-556, (1966).
- Faidley R. W. and Panton R. L.
 « *Measurement of Liquid Jet Instability Induced by Surface Tension Variations* »
 Experimental Thermal and Fluid Science , vol. 3, pp. 383-387, (1990).
- Gavis J. and Modan M.
 « *Expansion and Contraction of Jets of Newtonian Liquids in Air: Effect of Tube Length* »
 The physics of fluids, vol 10, n° 3, pp. 487-497, (March 1967).
- Gilbert W.
 « *De Magnete* »
 Book 2, Chap. 2 (Trans. y P. F. Mottelay), (1600).
- Goedde E. F. and Yuen M. C.
 « *Experiments on Liquid Jet Instability* »
 J. Fluid Mech. , vol. 40, pp. 495-511, (1970).
- Harmon D.B.
 « *Drop Sizes from Low Speed Jets* »
 J. Franklin inst., vol 259, pp. 519, (1955).

- Hiroyasu H. , Arai M. and Shimizu M.
 « *Break-up Length of a Liquid Jet and Internal Flow in a Nozzle* »
 ICLASS-91, Gaithersburg, MD, USA , pp. 275-282, (July 1991).
- Hrdina D and Crowley J. M.
 « *Drop-on-Demand Operation of Continuous Jets Using EHD Techniques* »
 IEEE Transactions on Industry Applications, Vol 25, n° 4, pp. 705-710, (Jul. /Aug. 1989).
- Huebner A. L. And Chu H. N.
 « *Instability and Breakup of Charged Liquid Jets* »
 J. Fluid Mech. , vol. 49 (2), pp. 361-372, (1971).
- Kim K. And Turnbull R. J.
 « *Generation of Charged Drops of Insulating Liquids by Electrostatic Spraying* »
 J. Appl. Phys. , Vol. 47, pp. 1964-1969, (May 1976).
- Lee H. C.
 « *Drop Formation in a Liquid Jet* »
 IBM J. Res. Develop. , pp. 364-369, (July 1974).
- Levich V. G. and Krylov V. S.
 « *Surface Tension Driven Phenomena* »
 Ann. Rev. Fluid Mech. , Vol. 1, pp. 293-316, (1969).
- Levin P. L. , Hansen A. J. and Beatovic D.
 « *A Unified Boundary-element Finite-element Package* »
 IEEE Transactions on Electrical Insulation, Vol. 28, N° 2, pp. 161-167, (April 1993).
- Mansour N. N. and Lundgren T. S.
 « *Satellite Formation in Capillary Jet Breakup* »
 Phys. Fluids A, Vol. 2, n° 7, pp. 1141-1144, (July 1990).
- Mashayek F. and Ashgriz N.
 « *Nonlinear instability of Liquid Jets with Thermocapillarity* »
 J. Fluid Mech. , Vol. 283, pp. 97-123, (1995).
- Melcher J.
 « *Field Coupled Surface Waves* »
 Cambridge MIT Press, (1963).
- Middleman S. and Davis J.
 « *Expansion and Contraction of Capillary Jets of Newtonian Liquids* »
 The physics of fluids, vol 4, n° 3, pp. 355-359, (March 1961).
- Middleman S. and Gavis J.
 « *Expansion and Contraction of Capillary Jets of Viscoelastic Liquids* »
 The physics of fluids, vol 4, n° 8, pp. 963-969, (August 1961).
- Nahas N. M. and Panton R. L.
 « *Measurement of Liquid Jet Instability Induced by Surface Tension Variations* »
 Transactions of the ASME, Vol. 112, pp. 296-301, (September 1990).

- Oliveri S. And Atten P.
 « *Kinetic of Charging of Drops Formed from a Stimulated Jet of Conducting Liquid* »
 Proceed. IEEE Ind. Appl. Soc. , Annual Meeting , pp. 1374-1380, (1992).
- Ostrach S.
 « *Low Gravity Fluid Flows* »
 Ann. Rev. Fluid Mech. , Vol. 14, pp. 313-245, (1982).
- Pimbley W. T. and Lee H. C.
 « *Satellite Droplet Formation in a Liquid Jet* »
 IBM J. Res. Develop. , pp. 21-30, (January 1977).
- Rayleigh W. S.
 « *Dynamic Surface Tension of Liquids from the Instability of Excited Capillary Jets and from the Oscillation Frequency of Drops issued from such Jets* »
 Proc. Roy. Soc. Lond., vol A XXIX, pp. 97, (1879).
- Rayleigh W. S.
 « *On Instability of a Cylinder of Viscous Liquid under Capillary Force* »
 Phil. Mag. vol. XXXIV, pp. 145-154, (1892).
- Rayleigh W. S.
 « *On the Equilibrium of Liquid Conducting Masses Charged with Electricity* »
 Philos. Mag. , Vol. 14, pp. 184, (1882).
- Rayleigh W. S.
 « *On the Instability of Jets* »
 Proceedings of the Lond. Math. Soc. , vol. X, pp. 4-13, (1879).
- Rezanka I. and Crowley J. M.
 « *Satellite Control by Direct Harmonic Excitation* »
 Journal of Imaging Technology , Number 1, pp. 43-47, (February 1990).
- Ronay M.
 « *Determination of the Dynamic Surface Tension of Liquids from the Instability of Excited Capillary Jets and from the Oscillation Frequency of Drops issued from such Jets* »
 Proc. R. Soc. Lond., vol A 361, pp. 181-206, (1978).
- Rutland D. F. and Jameson G. J.
 « *A Non-linear Effet in the Capillary Instability of Liquid Jets* »
 J. Fluid Mech. , vol. 46, pp. 267-271, (1971).
- Saville D. A.
 « *Electrohydrodynamic Stability: Fluid Cylinders in Longitudinal Electric Fields* »
 The Physics of Fluids, Vol 13, N°12, pp. 2987-2994, (December 1970).
- Sen A. K. and Davis S. H.
 « *Steady Thermocapillary Flows in Two-Dimensional Slots* »
 J. Fluid Mech. , Vol. 121, pp. 163-186, (1982).

Smith M. K. and Davis S. H.

« *Instabilities of Dynamic Thermocapillary Liquid Layers - Part 1* »
J. Fluid Mech. , Vol. 132, pp. 119-144, (1983).

Smith M. K. and Davis S. H.

« *Instabilities of Dynamic Thermocapillary Liquid Layers - Part 2* »
J. Fluid Mech. , Vol. 132, pp. 145-162, (1983).

Spohn A., Atten P., Soucemarianadin A. and Dunand A.

« *Theoretical and Expérimental Study of Multi-electrode Electrohydrodynamic Stimulation of Liquid Jet* »

IS&Tth Congress on Advances and Printing Technology, pp. 294-297, (1993).

Taub H. H.

« *Investigation of Non-linear Waves on Liquid Jets* »

The Physics of Fluids , vol. 19, n°8, pp. 1124-1129, (August 1976).

Taylor G. I.

« *Disintegration of Water Drops in an Electric Field* »

Proc. Roy. Soc. Lond. , Vol. 280-A, pp. 383-397, (1964).

Taylor G. I.

« *Electrically Driven Jets* »

Proc. Roy. Soc. Lond. , Vol. 313-A, pp. 453-475, (1969).

Taylor J.J. and Hoyt J.W.

« *Water Jet Photography - Techniques and Methods* »

Exp. in Fluids, vol. 1, pp. 113-120, (1983).

Vassalo P. and Ashgriz N.

« *Satellite Formation and Merging in Liquid Jet Breakup* »

Proc. Roy. Soc. Lond. , vol. 433, pp. 269-286, (1991).

Weber C.

« *Zum Zerfall eines Flüssigkeitsstrahles* »

Ztschr. f. angew. Math. und Mech. , vol. 11,2, pp136-154, (1931).

Weis D. M. ,Dunn P. F. and Sen M.

« *The Periodicity of Droplets Emanating from Interconnected orifices* »

Exp. in Fluids, Vol. 13, pp. 13-257, (1992).

Xing J. H. , Boguslawski A. , Soucemarianadin A. , Atten P. , Attané P.

« *Experimental Investigation of Capillary Instability: Results on Jet Stimulated by Pressure modulation* »

Exp. in Fluids , vol. 20, pp. 302-313, (1996).

Xu J-J and Davis S. H.

« *Instability of Capillary Jets with Thermocapillarity* »

J. Fluid Mech. , Vol. 161, pp. 1-25, (1985).

Xu J. J. and Davis S. H.

« *Liquid Bridges with Thermocapillary* »

Phys. Fluids , Vol. 26, pp. 280-286, (1983).

Yih C. S.

« *Fluid Motion Induced by Surface Tension Variation* »

Phys. of Fluid , Vol. 11, n° 3, pp. 477-480, (March 1968).

Yuen M.

« *Non-linear Capillary Instability of a Liquid Jet* »

J. Fluid Mech. , vol. 33, pp. 151-163, (1968).

Annexes

Annexe 1.

Logiciel de synthèse des signaux électrique de stimulation

Synthèse de la fréquence : la durée du temps de base du signal est équivalente à la fréquence du fondamental. Cette période est échantillonnée sur 256 points dont la durée est fixée par une horloge à 50 ns et un compteur d'impulsion paramétrable ($n_{entier} \in [0, 254]$), le pas minimum en fréquence est donné par une variation d'une unité du compteur ($\Delta n = \pm 1$). La fréquence est calculée à partir de la formule analytique suivante:

$$F = \frac{1}{256 T_0 (258 - n)} \quad \frac{\Delta F}{F} = F \frac{256 T_0 \Delta n}{1 - 256 T_0 \Delta n}$$

Nous pouvons ainsi évaluer les performances du système:

- Fréquence minimale: 302 Hz.
- Fréquence maximale: 19531 Hz.
- Bande passante du convertisseur N/A: ≈ 20 kHz.

La précision du balayage en fréquence est d'autant meilleure que la fréquence de travail est basse ($\Delta F/F \propto F$). Dans les conditions expérimentales suivantes (jet animé d'une vitesse $U_0=6\text{m/s}$ pour un diamètre $2a = 440 \mu\text{m}$ et un nombre d'onde optimal $k_{opt}=0.62$), la fréquence de stimulation en terme de pression électrostatique se situe vers 3000 Hz soit une fréquence du signal électrique de 1500 Hz ($P_e \propto E^2 \Rightarrow F(\text{pression}) \propto 2 F(\text{tension})$); le pas minimum est alors de 30 Hz ce qui donne $(\Delta F/F) \approx 2\%$.

Synthèse de la tension : la composante continue et la composante périodique du signal sont synthétisées en parallèle sur deux voies indépendantes, la combinaison des

signaux n'a lieu qu'en fin de chaîne avec une sommation analogique des signaux HT. L'avantage est d'exploiter au maximum les performances de chaque amplificateur haute tension, la dynamique du signal final est la somme de celle des deux amplificateurs.

Synthèse de la composante continue de la tension

L'amplificateur H.T. délivre un signal continu pouvant varier de 0 à +1000 V. L'amplitude de sortie est contrôlée par un compteur logiciel qui échantillonne sur 256 niveaux de valeurs la dynamique de l'amplificateur.

$$V_0 = \frac{1000}{255} * [255 - n] \quad \text{volts avec } n_{entier} \in [0,255]$$

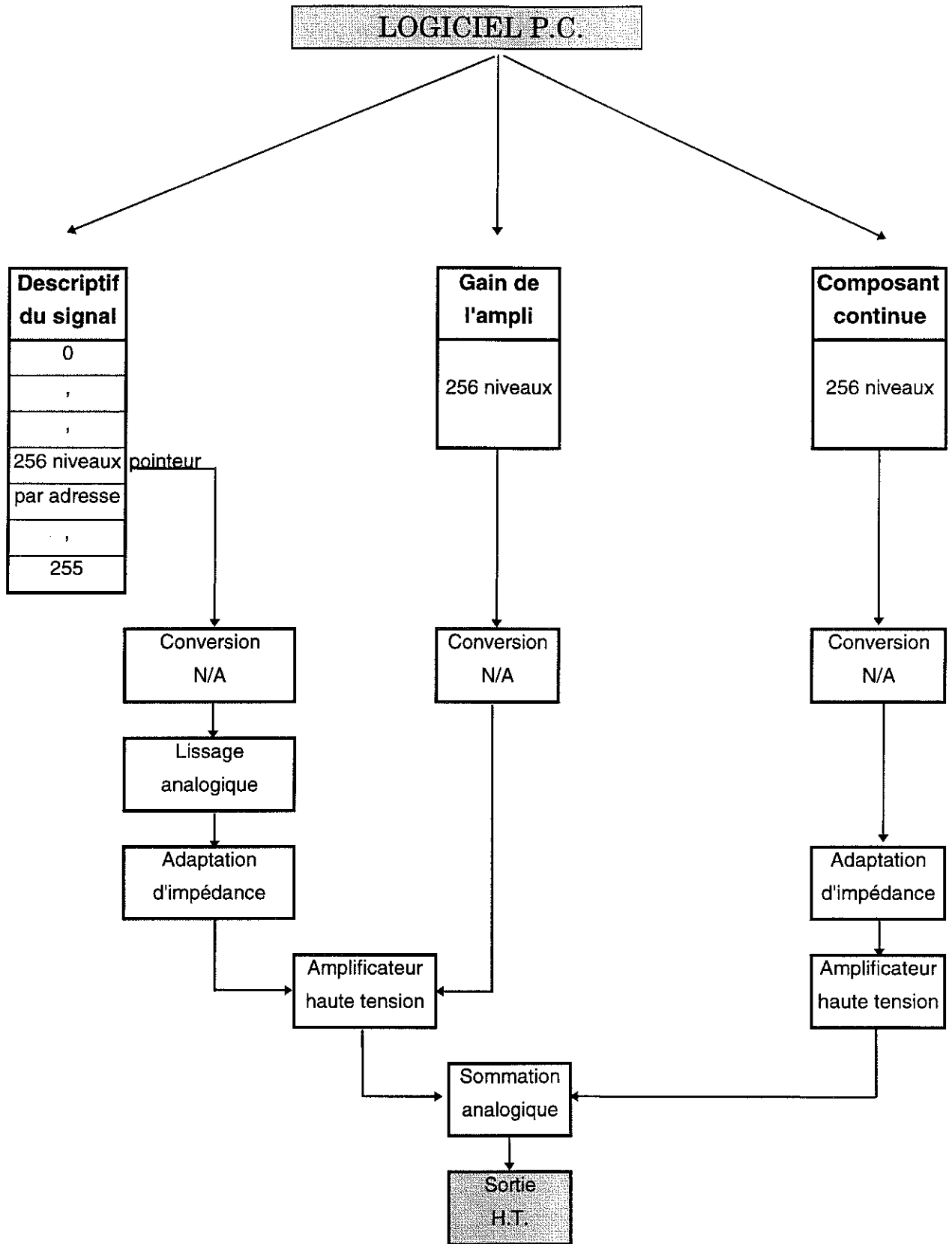
L'étalonnage de la chaîne d'amplification montre une excellente linéarité entre le compteur et la mesure H.T. réalisée avec un voltmètre électrostatique.

Synthèse de la composante périodique

Le descriptif de la composante périodique est construit à partir des phases et amplitudes des modes de Fourier. Le signal résultant est normalisé puis tronçonné en 256 points (échantillonnage temporel). L'amplitude de chaque point est codée sur 256 niveaux de valeur. Ce signal basse tension après conversion N/A est dirigé vers un amplificateur H.T. dont le gain variable (A) est codé sur 1 octet pour une excursion maximale variant de 0 à 1750 V. Un dernier traitement soustrait l'amplitude moyenne pour obtenir un signal centré sur 0 volt.

$$V_1(t) = A * \left[\frac{1750}{255} \right] * \left(\left\| \sum_1^n \text{Cos}(n\omega t + \varphi_n) \right\| \right) \quad \text{volts avec } A_{entier} \in [0,255]$$

On notera que la qualité du signal (ou la distorsion) est indépendante de la fréquence et de l'amplitude. En effet pour les deux coordonnées, l'échantillonnage est à résolution constante soit 256 points.



Architecture du dispositif de synthèse des signaux

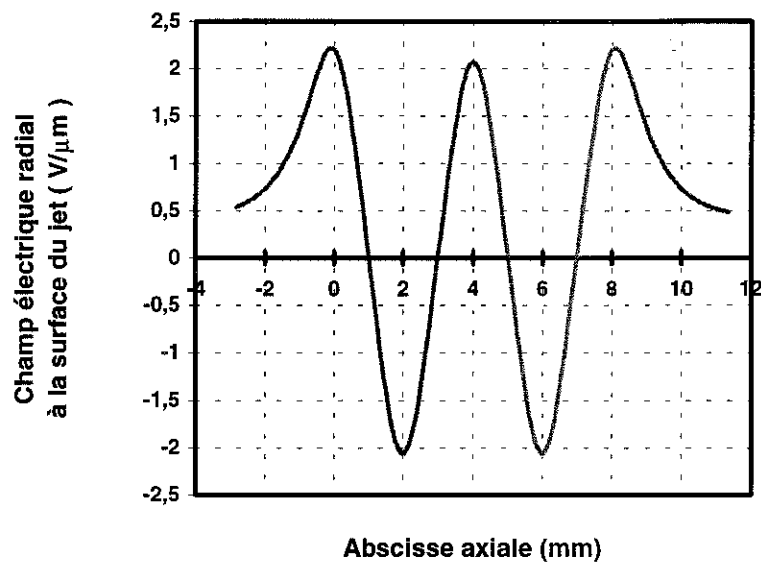
Annexe 2.

Le tableau ci-dessous regroupe quelques paramètres et leur ordre de grandeur typiques de la maquette à l'échelle agrandie.

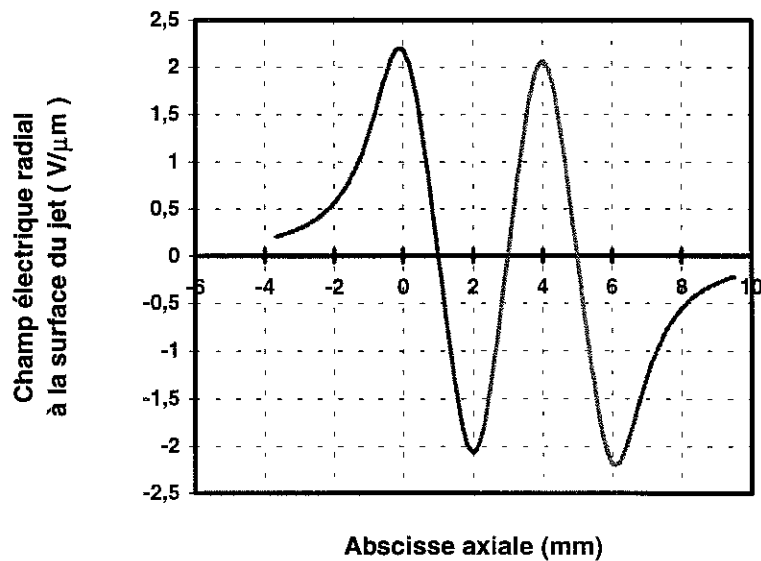
Rayon du jet a	220 μm
Vitesse de jet U_0	6 m/s
Tension superficielle σ	58 10^{-3} N/m
Masse volumique ρ	1165 kg/m^3
Viscosité dynamique η	17 10^{-3} Pa.s
Nombre de Reynolds (Re)	90
Nombre de Weber (We)	162
Longueur typique de brisure $L_b/2a$	$\cong 150$
Taux de croissance optimal γ	0.28
$\beta = U_0 \sqrt{\frac{\rho a}{\sigma}}$	$\cong 13 \gg 1$
$\left \frac{X}{Y} \right $	$\cong 10^{-1}$
Perturbation initiale du jet $\frac{\delta_0}{a} = \exp\left(-\frac{2\gamma}{\beta} \frac{L_b}{2a}\right)$	$\cong 410^{-3}$

Annexe 3.

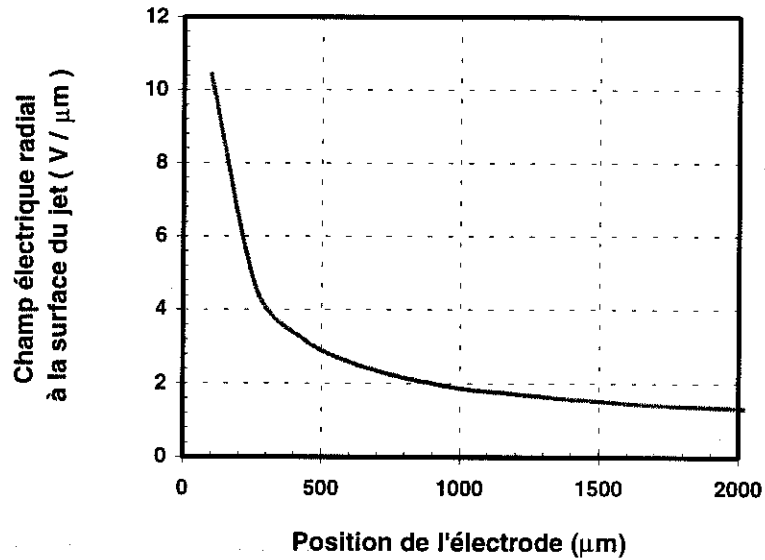
Distribution du champ électrique le long du jet pour une stimulation EHD multi-électrodes.



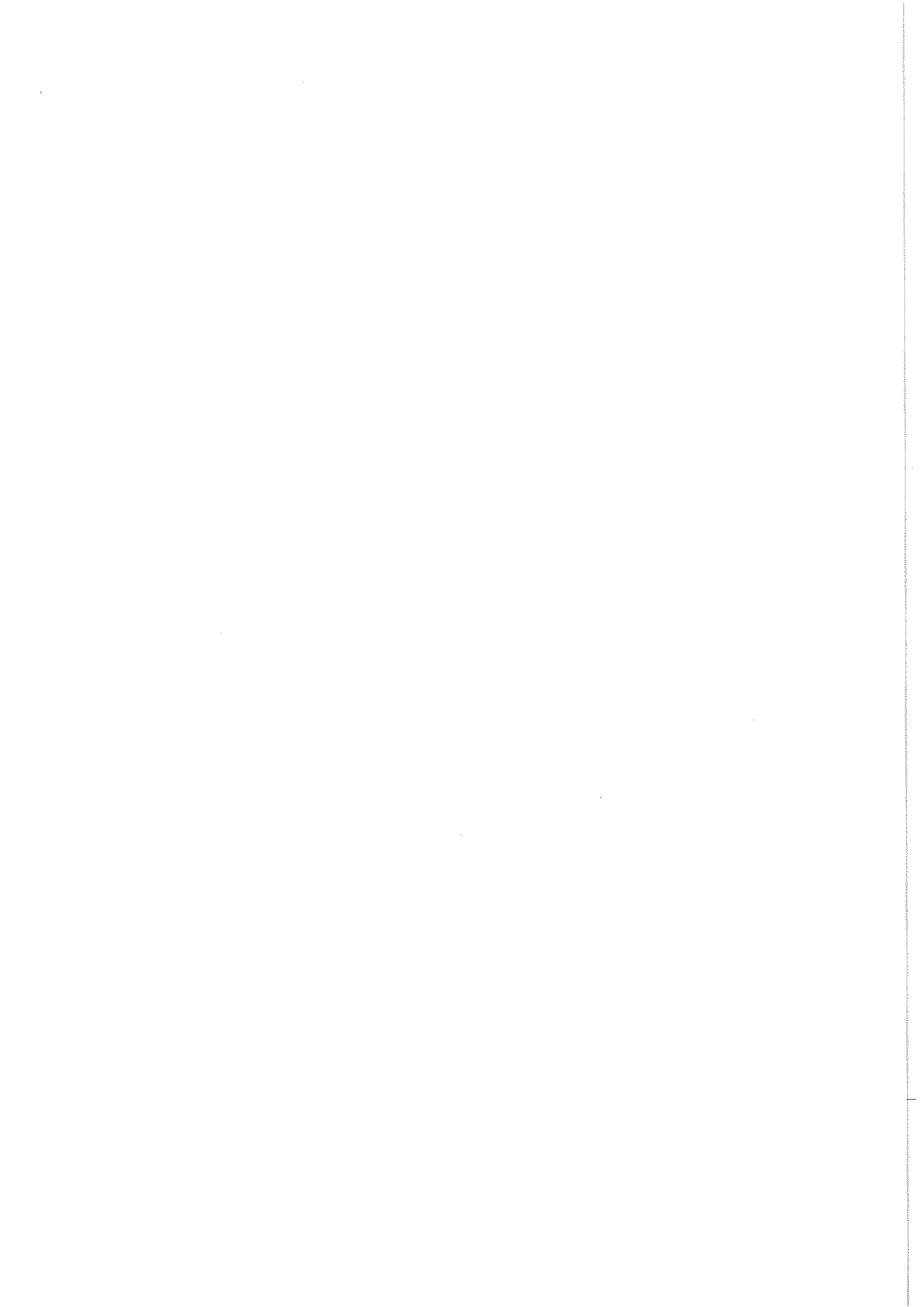
Distribution de la composante radiale du champ le long du jet avec 5 électrodes de stimulation en géométrie cylindre (jet) - anneaux (électrodes); Par convention le centre de l'électrode n°1 est situé à l'abscisse 0. ($\alpha = 220 \mu m$, $d_{j,e} = 700 \mu m$, $2b = 700 \mu m$, $m = 5$, $V = 860$ Volts 0-crête).



Distribution de la composante radiale du champ le long du jet avec 4 électrodes de stimulation en géométrie cylindre (jet) - anneaux (électrodes); Par convention le centre de l'électrode n°1 est situé à l'abscisse 0. ($a = 220 \mu\text{m}$, $d_{j,e} = 700 \mu\text{m}$, $2b = 700\mu\text{m}$, $m = 4$, $V = 860 \text{ Volts 0-crête}$).



Amplitude du champ à la surface du jet en $x=0$ en fonction de la distance qui sépare la surface du jet de la surface d'une électrode unique en forme d'anneau 0 (géométrie cylindre (jet) - anneau (électrode)). ($a = 220 \mu\text{m}$, $2b = 700 \mu\text{m}$, $V = 860 \text{ Volts 0-crête}$).



Résumé

Le travail présente une étude expérimentale et théorique des stimulations ElectroHydroDynamique (EHD) et thermique. Ces stimulations produisent des perturbations qui sont amplifiées (instabilité capillaire) et mènent à la brisure du jet à une distance bien définie de l'orifice et à la formation de gouttes calibrées.

La stimulation EHD tire parti de la pression électrostatique sur le jet de liquide conducteur induite par un potentiel variable appliqué sur une électrode proche du jet. Avec plusieurs électrodes, l'efficacité de la stimulation est renforcée lorsqu'il y a synchronisation des effets exercés par chaque électrode mais est diminuée en régime de désynchronisation. Avec un signal sinusoïdal simple, la brisure génère une goutte et un satellite. La forme du jet est modifiée en imposant un signal d'excitation plus complexe composé de deux modes (le fondamental et un harmonique 2). Les divers profils de brisure ont été identifiés et répertoriés en fonction du rapport de l'amplitude et du déphasage relatifs des deux modes. En particulier, les conditions de brisure sans satellite sont bien délimitées. Un autre type de stimulation EHD, intermittent, qui consiste à former une goutte isolée dans un jet continu en appliquant un créneau de tension asynchrone est aussi examiné en détail.

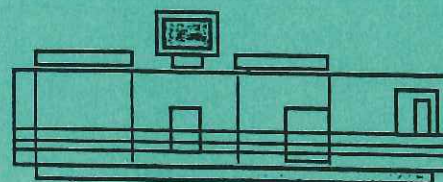
L'excitation thermique consiste à moduler la température et donc les propriétés du liquide. Une étude expérimentale approfondie est présentée pour la stimulation thermique externe où un faisceau laser d'intensité variable parfaitement contrôlée est focalisé à la surface du jet. L'énergie lumineuse absorbée induit une modulation de la tension superficielle. Il ressort que cette stimulation est équivalente à la stimulation EHD et permet de contrôler de façon analogue la forme du jet. De plus, il est montré que l'origine de la stimulation est l'effet Marangoni (forces de surface tangentielles à l'interface). Enfin, une étude préliminaire de la stimulation thermique interne (chauffage du liquide à l'intérieur du canal de buse par une résistance électrique) indique que l'on peut aussi stimuler le jet, ce qui ouvre des perspectives scientifiques et techniques.

Mots clefs :

- Instabilité capillaire
- Formation de goutte
- Stimulation Electrohydrodynamique
- Impression à jet d'encre
- Jet de liquide
- Stimulation thermique



Grenoble, mai 1997



Imprimé sur "Xerox 5090",
au Service Reprographie du CNRS de Grenoble.

