



**HAL**  
open science

# ETUDE EXPERIMENTALE DES PHENOMENES INDUITS DANS UN LIQUIDE PAR UNE INJECTION FORTEMENT LOCALISEE D'ENERGIE

Rachid Qotba

► **To cite this version:**

Rachid Qotba. ETUDE EXPERIMENTALE DES PHENOMENES INDUITS DANS UN LIQUIDE PAR UNE INJECTION FORTEMENT LOCALISEE D'ENERGIE. Analyse de données, Statistiques et Probabilités [physics.data-an]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2005. Français. NNT : . tel-00011299

**HAL Id: tel-00011299**

**<https://theses.hal.science/tel-00011299>**

Submitted on 4 Jan 2006

**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.

# Thèse

*Présentée et soutenue le 05 Décembre 2005*

*Pour l'obtention du titre de*

**Docteur de l'université Joseph Fourier Grenoble 1  
(Spécialité Energétique Physique)**

*Par*

**Rachid QOTBA**

---

---

**Etude expérimentale des phénomènes induits dans un  
liquide par une injection fortement localisée d'énergie**

---

---

Directeur de thèse : André DENAT  
Co-directeur de thèse : Frédéric AITKEN

Composition du jury

M. J.L. REBOUD	Président
M. W. LAUTERBORN	Rapporteur
M. J. BONJOUR	Rapporteur
M. F. VOLINO	Examineur
M. A. DENAT	Examineur
M. F. AITKEN	Examineur



## Remerciements

Les recherches menées dans le cadre de cette thèse ont été réalisées au sein du laboratoire d'Electrostatique et de Matériaux Diélectrique du CNRS à Grenoble dirigé par Monsieur André Denat succédé par Monsieur Olivier Lesaint.

Je leur fais part de ma plus grande sympathie pour la gentillesse et la disponibilité dont ils ont fait preuve à mon égard.

Je voudrais également exprimer ma reconnaissance à Monsieur André Denat, pour avoir dirigé ce travail et pour toutes les connaissances qu'il a su me transmettre, ainsi que pour l'aide et les précieux conseils qu'il m'a prodigués durant la réalisation de cette étude.

Je remercie chaleureusement Monsieur Frédéric Aitken, pour avoir dirigé ce travail et pour son aide précieuse ainsi que les efforts consentis à ma réussite. Qu'il trouve ici l'expression de ma sincère reconnaissance.

Monsieur Jean Luc Reboud, Professeur à l'Université Joseph Fourier, m'a fait l'honneur de présider le Jury de cette thèse, qu'il veuille bien trouver ici l'expression de ma gratitude.

Messieurs Werner Lauterborn, Professeur à l'Université de Gottingen, et Jocelyn Bonjour, Professeur à INSA de Lyon, ont accepté de critiquer ce travail et d'en être les rapporteurs. Qu'ils trouvent ici l'expression de ma sincère reconnaissance.

Je remercie très sincèrement Monsieur Ferdinand Volino, Directeur de recherches, pour sa participation à ce Jury de thèse et pour tout l'intérêt qu'il a porté à ce travail.

J'exprime ma profonde gratitude à Madame Nelly Bonifaci, pour m'avoir fait partager ses compétences expérimentales dans le domaine des hydrocarbures, Je la remercie également pour sa disponibilité et sa gentillesse.

Mes remerciements vont aussi à Messieurs Alain Sylvestre et Bernard Malraison, pour leur aide et leur bonne humeur constante.

J'exprime également ma plus grande sympathie à Monsieur Lucien Saragossi qui m'a toujours soutenu techniquement avec amitié et efficacité, à Messieurs François Montanvert, Jean Pierre Roux, Christophe Pollet, pour la mise en place des dispositifs expérimentaux.

Je remercie très sincèrement mes amis du LEMD : Bassem, naum, Adel, Hayet, Li et mon binôme de bureau Hoang. Une pensée toute particulière est adressé à mes amis, Fadhel et Mamadou, pour leur amitié sincère et leurs encouragements. Je leur souhaite la réussite.

Je remercie chaleureusement mes amis de Grenoble : Aziz, Bachir, Azzedine, Abdellah, Mimoun, Marouan, Driss, Ahmed, Hatim, Yassin, pour leur soutien durant toutes ces trois années.

Je remercie tous les membres du laboratoire, que je ne cite pas mais à qui je pense, chercheurs, Techniciens, Secrétaires..., pour leur participation de près ou de loin à la réalisation de ce travail. Merci de votre amitié et de votre gentillesse.

Je dédie ce travail à ma mère, mon père, décédé le 2 février 2003, pour avoir suscité ma vocation et permis d'achever mes études; ma famille et plus particulièrement mes sœurs (Leïla et Bouchra) pour leur intérêt envers mon travail ; Karima et Ibtissam pour leur soutien moral et leur amour.

Enfin, je ne peux pas oublier de remercier Dieu, le Grand Puissant, pour m'avoir aidé à réaliser mes objectifs tout professionnels que personnels.

Rachid QOTBA

# Sommaire

Introduction générale.....	1
----------------------------	---

<b>CHAPITRE I : Rappels sur la conduction électrique en champ intense dans les liquides diélectriques .....</b>	<b>4</b>
I-1 Introduction .....	4
I-2 Caractéristique courant-tension .....	7
I-3 Configuration pointe-plan .....	7
I-4 Courant contrôlé ou limité par la charge d'espace .....	8
I-4.1 Modèle de Coelho et Debeau .....	8
I-4.2 Modèle de Sigmond .....	10
I-5 Mécanismes de création de charge.....	11
I-5.1 Emission électronique à partir de la cathode.....	11
I-5.2 Ionisation par impact d'électrons .....	14
I-6 Principaux travaux expérimentaux .....	16
I-6.1 Emission et ionisation de champ .....	16
I-6.2 Les travaux dans le cyclohexane pur.....	18
I-6.3 Evolution des phénomènes en fonction de divers paramètres.....	19
I-6.4 Conséquences des impulsions de courant.....	21

<b>CHAPITRE II : Principaux rappels théoriques sur les propriétés des ondes de pression .....</b>	<b>22</b>
II-1 Introduction.....	22
II-2 Propriétés des ondes acoustiques (en géométrie sphérique) .....	24
II-3 Propagation non-linéaire des ondes : onde de choc .....	26
II-4 Propagation de l'onde de choc générée par micro-décharge électrique .....	28
II-5 Energie de l'onde de choc en géométrie sphérique .....	30
II-6 Impact d'une onde de choc avec une interface.....	32
II-7 Conclusion .....	34

<b>CHAPITRE III :Rappels théoriques sur les mécanismes de formation d'une bulle et les modèles dynamiques associés.....</b>	<b>35</b>
III-1 Changement de phase liquide/gaz.....	35
III-1.1 Equation d'état des gaz parfaits .....	38
III-1.2 Equation d'état de Van der Waals.....	39
III-1.3 Equation d'état de TAIT modifiée.....	40
III- 2 Génération d'une bulle par micro-décharge électrique.....	41
III- 3 Modèle énergétique de Kattan-Denat.....	42
III-4 Modèle d'Aitken et al. ....	46
III-5 Rappels des principaux modèles de dynamique d'une bulle.....	49
III-5.1 Modèle de Rayleigh .....	50
III-5.2 Modèle de Beeching.....	57
III-5.3 Modèle de Poritsky .....	60
III-5.4 Modèle de Rayleigh-Plesset .....	64

III-5.5 Modèle de Shima-Tomita.....	66
III-5.6 Modèle de Nigmatulin et al.....	70
III-6 Principaux nombres adimensionnels influents sur la dynamique d'une bulle de gaz .....	82
III-7 Conclusion.....	83
<b>CHAPITRE IV : Techniques Expérimentales.....</b>	<b>85</b>
IV-1 Introduction .....	85
IV-2 Méthodes et dispositifs expérimentaux.....	85
IV-2.1 Préparation des pointes.....	85
IV-2.2 Choix des liquides et méthode de purification .....	86
IV-2.3 La cellule.....	87
IV-2.4 Montage optique de visualisation.....	89
IV-3 Mesures expérimentales .....	91
IV-3.1 Signaux enregistrés sur l'oscilloscope.....	92
IV-3.2 Exploitation des mesures précédentes .....	93
IV-3.3 Méthodes de traitement des signaux.....	96
IV-4 Conclusion .....	99
<b>CHAPITRE V : Présentation des résultats expérimentaux obtenus dans le n-pentane et le n-hexadécane .....</b>	<b>100</b>
V-1 Introduction.....	100
V-2 Formation et dynamique de la bulle.....	102
V-2.1 Durée de vie du 1 <sup>er</sup> cycle de la bulle.....	103
V-2.2 Durée de vie du 2 <sup>ème</sup> cycle de la bulle .....	104
V-3 Etude des ondes de choc/pression .....	105
V-3.1 Etude de l'onde de choc émise lors d'une micro-décharge électrique .....	105
V-3.2 Etude de l'onde de pression émise lors de la première implosion de la bulle .....	107
V-3.3 Propagation des ondes de choc/pression .....	108
V-4 Comparaison des résultats obtenus par claquage laser et par micro-décharge électrique .....	110
V-5 Conclusion .....	114
<b>CHAPITRE VI : Bilan énergétique et transitions de phase associées au phénomène de micro-décharge électrique.....</b>	<b>115</b>
VI-1 Introduction .....	115
VI-2 Dynamique de la bulle et rayon maximum $R_m$ .....	117
VI-3 Rayon maximum de la bulle en fonction de l'énergie injectée .....	119
VI-4 Analyse de la répartition de l'énergie injectée $W_i$ (bilan d'énergie).....	125
VI-4.1 Energie $E_{sw}$ de l'onde de choc initiale .....	125
VI-4.2 Energie potentielle $E_b$ de la bulle .....	127
VI-5 Détermination du coefficient thermodynamique $k$ valable dans tout le domaine de pression.....	129
VI-5.1 Prolongement du chemin thermodynamique.....	123
VI-5.2 Recherche d'un équilibre thermodynamique local .....	133
VI-5.3 L'équation d'état thermique du milieu fluide dans la bulle .....	138
VI-6 Conclusion .....	149

<b>CHAPITRE VII : Analyse des mécanismes dissipatifs entre les deux premiers cycles de la bulle.....</b>	<b>151</b>
<b>VII-1 Introduction.....</b>	<b>151</b>
<b>VII-2 Etude des deux premiers cycles expansion/implosion de la bulle.....</b>	<b>151</b>
<b>VII-2.1 Influence de la pression hydrostatique et de la température sur la durée de vie du 1<sup>er</sup> et du 2<sup>ème</sup> cycle expansion/implosion de la bulle. ....</b>	<b>152</b>
<b>VII-2.2 Evolution de l'énergie potentielle entre deux rebonds successifs de la bulle</b>	<b>155</b>
<b>VII-2.3 Onde de pression émise entre les deux premiers rebonds .....</b>	<b>156</b>
<b>VII-3 Bilan d'énergie entre les deux premiers cycles.....</b>	<b>159</b>
<b>VII-3.1 Evaluation du terme d'énergie <math>E_{\sigma}</math>.....</b>	<b>160</b>
<b>VII-3.2 Energie <math>E_d</math> liée à la dissipation visqueuse .....</b>	<b>161</b>
<b>VII-3.3 Evaluation de l'énergie potentielle <math>E_{Pg}</math> de la pression du gaz .....</b>	<b>165</b>
<b>VII-3.4 Evaluation des paramètres de l'onde de pression.....</b>	<b>171</b>
<b>VII-4 Distribution de la température à l'interface.....</b>	<b>172</b>
<b>VII-5 Conclusion .....</b>	<b>183</b>
<b>Conclusion générale.....</b>	<b>184</b>
<b>Annexe I Propriétés thermodynamique des liquides utilisés .....</b>	<b>186</b>
<b>Annexe II Création de bulles.....</b>	<b>197</b>
<b>Annexe III Vitesse de l'interface.....</b>	<b>202</b>
<b>Références bibliographiques .....</b>	<b>203</b>

## **Introduction générale**

L'expérience montre que tout liquide isolant soumis à une tension croissante est traversé par un courant qui croît fortement avec la tension jusqu'au claquage. En général, le claquage se manifeste par l'établissement d'un arc entre deux conducteurs soumis à une différence de potentiel. Pour un liquide isolant, le claquage est un phénomène destructif qui dégrade de façon irrémédiable sa tenue diélectrique, c'est-à-dire que celui-ci ne pourra plus supporter le même niveau de tension. Ce phénomène est la cause de la plupart des défaillances du matériel électrique.

Nous ne nous intéresserons dans cette étude qu'au cas des liquides diélectriques, qui sont principalement utilisés en électrotechniques ; leur rôle fondamental est de se substituer à l'air afin d'éliminer les décharges partielles susceptibles de se produire.

Cependant, dans des liquides diélectriques, le claquage est toujours précédé par des événements dénommés phénomènes de préclaquage définis par : l'instabilité du courant, l'émission de lumière, l'émission d'ondes de choc et la formation d'une phase gazeuse (bulle) à la pointe de l'électrode.

Les études des phénomènes de préclaquage dans les liquides ont mis en évidence l'existence de processus physiques désignées par le terme « streamers », processus qui prend naissance au voisinage d'une électrode puis se propage de la région de champ fort vers l'électrode opposée, en se ramifiant plus ou moins. Les mécanismes de génération des streamers lents (vitesse inférieure ou égale à la célérité du son dans le liquide) semblent liés à la formation de bulles. Il est généralement admis que la plupart des streamers négatifs sont la conséquence de la coalescence de plusieurs bulles dues à des décharges électriques successives [Kat91].

Le but de cette étude est de proposer un modèle physique plausible pour expliquer la formation d'une bulle suite à une micro-décharge électrique dans un vaste domaine de pression (pression inférieure et largement supérieure à la pression critique du fluide). Le dispositif expérimental utilisé nous a permis de faire varier deux paramètres importants pour la compréhension des mécanismes physiques que nous avons étudié : ces paramètres sont la pression et la température appliquées sur le liquide ; ceux-ci influencent, entre autre, la durée de vie des bulles.

Afin de mieux comprendre les aspects physique et énergétique que nous proposons, le premier chapitre consiste à faire un rappel des résultats essentiels concernant les mécanismes de conduction et de préclaquage dans les diélectriques liquides très purs, en présence d'un champ électrique divergent, ainsi que l'influence de divers paramètres (tension appliquée, polarité de la pointe, rayon de courbure de la pointe, pression hydrostatique) qui semblent avoir une importance déterminante sur l'apparition et l'évolution des phénomènes observés.

L'objectif du second chapitre consiste à rappeler les principales propriétés relatives aux ondes de pression (ondes acoustiques) et aux ondes de choc, propriétés nécessaires à la compréhension de ces processus qui apparaissent dans le phénomène de micro-décharge électrique.

Dans le troisième chapitre, nous proposons une analyse des différents processus thermodynamiques qui conduisent à la formation d'une bulle de vapeur et nous présentons deux modèles théoriques qui permettent de calculer des grandeurs physiques telles que la taille maximale de la bulle, la répartition de l'énergie initiale sous différentes formes d'énergie, etc. Ensuite nous présentons les principaux modèles hydrodynamiques qui décrivent la dynamique d'une bulle de gaz sphérique, plongée dans un liquide incompressible de volume infini.

Le quatrième chapitre est consacré à la présentation des différentes techniques expérimentales utilisées au cours de cette étude.

L'objectif du chapitre cinq est de présenter les différents résultats bruts obtenus suite à une micro-décharge électrique localisée près de la pointe (celle-ci étant identifiée par l'impulsion de courant qu'elle produit) en fonction de différents paramètres : pression hydrostatique, température, viscosité du liquide, etc.

Dans le chapitre six, nous avons analysé les résultats expérimentaux présentés dans le chapitre cinq en vue d'établir le bilan d'énergie, quelle que soit la pression hydrostatique appliquée (en particulier pour une pression supérieure à la pression critique du fluide), du phénomène de micro-décharge électrique. On s'intéressera surtout au problème de la prédiction de la taille maximale de la bulle à partir de la seule connaissance de l'énergie injectée et des propriétés thermodynamiques du liquide.

Après avoir évalué la répartition de l'énergie injectée initialement dans le liquide, nous poursuivons notre analyse énergétique dans le chapitre sept, par l'examen des pertes d'énergie plus ou moins importantes qui se produisent entre le premier et le second cycle expansion-implosion de la bulle. La compréhension des mécanismes dissipatifs entre deux rebonds successifs de la bulle reste encore, à ce jour, un problème mal compris.

## **Rappels sur la Conduction Electrique en Champ Intense dans les Liquides Diélectriques**

### **I-1 Introduction**

L'étude des propriétés électriques des liquides diélectriques, du comportement en champ faible jusqu'au claquage, nécessite une approche pluridisciplinaire. En effet, les phénomènes mis en jeu touchent de nombreuses disciplines comme l'électrostatique, l'électrochimie (le passage du courant électrique implique un échange de charges aux interfaces métal/liquide, des charges peuvent disparaître et/ou être injectées), la chimie, la mécanique des fluides (un liquide étant un milieu déformable, les forces électriques peuvent y créer des mouvements qui vont fortement modifier le transport des charges électriques), la physique des décharges, etc..

Les liquides diélectriques habituellement utilisés dans les applications (détecteurs de particules, isolation haute tension, etc.) sont des liquides non-polaires (permittivité relative  $<5$ ), non-autodissociés et ne comportant pas de porteurs de charge libres (électrons, trous). Ce sont des isolants.

Les liquides isolants peuvent avoir des conductivités  $\sigma$  en champ faible (qq. V/cm) très différentes ; cette conductivité définit le degré de pureté du liquide. Les purifications les plus poussées des liquides conduisent à une valeur limite de  $\sigma$  de l'ordre de  $10^{-18}$ - $10^{-19}$  S/cm, elle correspond en fait à une conductivité induite par le rayonnement cosmique et la radioactivité naturelle. En conclusion, pour aborder avec efficacité l'étude des liquides isolants, il faudra soigneusement purifier (pureté chimique et ionique) l'échantillon de liquide.

Si on considère le cas de liquides purifiés (sans ions provenant de la dissolution et de la dissociation en volume d'impuretés), l'application d'un champ électrique entraînera le passage d'un courant si des porteurs de charge sont créés dans le volume ou aux interfaces par différents processus : émission ou ionisation de champ, ionisation par impact d'électrons, etc..

Cependant, ces différents processus impliquent des champs électriques très élevés ( $\sim$ MV/cm) qui vont le plus souvent produire une succession de phénomènes (injection de charges, formation de bulles de gaz, génération de streamers, etc.) pouvant conduire au claquage d'une isolation liquide. Les phénomènes mis en jeu, en champ électrique élevé, sont

donc d'une grande complexité et, de plus, souvent mal connus. Il est cependant constaté depuis très longtemps que la formation de cavités gazeuses dans un liquide soumis à un champ électrique élevé peut grandement faciliter le claquage du liquide.

Lorsqu'on augmente suffisamment l'intensité du champ électrique entre des électrodes immergées dans un liquide diélectrique, on atteint une valeur pour laquelle se produit le claquage. L'étude du claquage électrique dans différents liquides diélectriques, surtout dans les huiles de transformateurs, se poursuit depuis plusieurs dizaines d'années, car ce phénomène présente une importance pratique considérable. De nombreux auteurs ont étudié l'influence de la nature des électrodes, des impuretés et du liquide, de la durée de l'application de la tension, de la température, de la pression, etc.

Cependant, avant d'atteindre le claquage proprement dit, il apparaît des phénomènes appelés prédisruptifs comme des impulsions de courant corrélées à des émissions de lumière et à la formation de cavités gazeuses, qui sont provoquées par des décharges localisées (ou partielles). La fréquence de ces impulsions et leur intensité varient avec l'intensité du champ électrique, la nature et le degré de pureté des liquides, la température. Krasucki a décelé l'apparition de bulles de vapeur dans les huiles très visqueuses soumises à des champs très élevés. Chadband et Wright ont mis en évidence, par une méthode optique, l'apparition sur la cathode de microplasmas qui sont susceptible de se propager vers l'anode. Le champ électrique, dans ces plasmas, est au moins 5 fois plus élevé que le champ moyen dans le liquide.

L'objectif principal de ce travail est l'étude des phénomènes conduisant à la formation de cavités (bulles de gaz ?) dans les liquides isolants soigneusement purifiés sous l'action d'un champ électrique. Dans ces conditions, comme les mécanismes de création des charges impliquent des champs électriques très élevés, l'étude est effectuée en utilisant une géométrie d'électrodes pointe-plan afin d'éviter le phénomène de claquage (le champ est très intense sur la pointe mais le champ moyen est très inférieure au champ de claquage). D'autre part avec cette géométrie on peut séparer facilement les phénomènes de création des charges de ceux de leur transport.

Dans ce chapitre, nous présentons les principaux résultats expérimentaux déjà publiés sur le sujet puis un rappel sur les bases théoriques indispensable à la compréhension des phénomènes observés.

## I-2 Caractéristique courant-tension

La conduction électrique d'un liquide peut être simplement caractérisée par la mesure du courant moyen  $I_m$  en fonction de la tension appliquée  $V$  entre les électrodes. Dans le cas d'une géométrie pointe-plan, la caractéristique courant moyen-tension peut-être généralement séparée en 2 domaines :

1. à faible tension, le courant est très faible ( $\sim pA$ ) et il présente une croissance très faible avec  $V$ . La valeur de  $I_m$  dépend essentiellement de la conductivité  $\sigma$  du liquide ;
2. au-delà d'une certaine tension, le courant augmente très rapidement avec la tension, puis devient contrôlé par la charge d'espace. Si le liquide est bien purifié, le courant augmente de plusieurs ordres de grandeurs dans un intervalle de tension très faible, ce qui permet de définir une tension seuil  $V_s$ , avant la limitation par charge d'espace.

Nous allons maintenant présenter les différents modèles et méthodes utilisés pour analyser les phénomènes se produisant dans une géométrie pointe-plan.

## I-3 Configuration pointe-plan

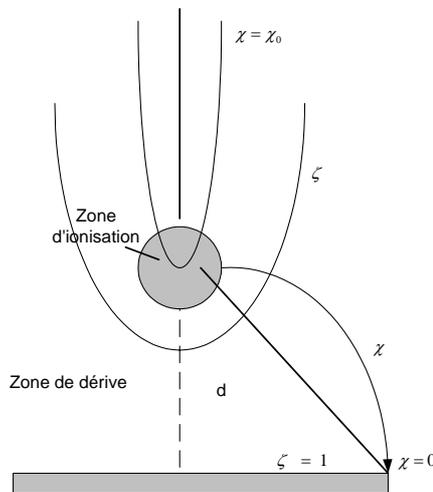


Figure I-1 : Configuration pointe-plan des électrodes.

On utilise cette géométrie pour pouvoir créer des champs électriques suffisamment intenses et ainsi générer (en surface ou en volume) des charges électriques près de la pointe, ceci pour une tension appliquée entre les électrodes suffisamment faible afin d'éviter la rupture diélectrique. La distance sur laquelle le champ électrique est supérieur à une certaine

valeur critique est d'autant plus faible (et en conséquence la région de création des charges est d'autant plus localisée) que le rayon de courbure de la pointe est plus petit.

Pour les calculs d'électrostatique (ex. distribution du champ électrique), on utilise les coordonnées hyperboliques (fig. I-1), l'électrode pointe étant assimilée à un hyperboloïde de révolution. En l'absence de charge d'espace, l'expression qui donne la valeur du champ électrique harmonique sur l'axe du système pointe-plan dont l'origine  $x=0$  se trouve à l'extrémité de la pointe, est donnée par [Coe71] :

$$E(x) = \frac{2dV}{[2dx - x^2 + dr_p - xr_p] \ln \frac{4d}{r_p}} \quad (\text{I-1})$$

où  $d$  est la distance inter-électrode,  $V$  la tension appliquée et  $r_p$  le rayon de courbure de la pointe. Sur le sommet de la pointe à  $x=0$ , la valeur du champ  $E_p$  est égale à :

$$E_p = \frac{2V}{r_p \ln \frac{4d}{r_p}} \quad (\text{I-2})$$

On remarque que pour  $r_p \ll d$ , ce qui sera le cas dans tous nos essais, le rapport  $\frac{E(x)}{E_p}$  est uniquement une fonction du rapport  $\frac{x}{r_p}$ .

#### **I-4 Courant contrôlé ou limité par la charge d'espace**

Il est bien établi, en géométrie divergente (pointe-plan, fil-cylindre, etc) et pour une injection unipolaire de charge, que la variation du courant moyen  $I_m$  en fonction de la tension appliquée dépend de la vitesse des porteurs de charge, c'est à dire que le courant est contrôlé (le champ sur la pointe  $E_p$  est alors non nul) ou limité (dans ce cas  $E_p=0$ ) par la charge d'espace.

Dans le cas d'une géométrie pointe-plan, plusieurs modèles ont été proposés pour décrire les caractéristiques courant-tension. La mobilité des porteurs de charge est ensuite déduite de l'analyse de ces caractéristiques, c'est une méthode dite «indirecte» pour mesurer la mobilité des porteurs de charge. Nous allons brièvement décrire les deux modèles les plus utilisés.

##### **I-4.1 Modèle de Coelho et Debeau [Coe71]**

Coelho et Debeau ont développé un modèle à partir d'une analyse mathématique de la configuration pointe-plan. Le champ en tout point de l'espace s'écrit  $E = E_a + E_c$ ;  $E_a$  étant le champ harmonique et  $E_c$  le champ dû à la charge d'espace. Ils ont ainsi établi une expression donnant la variation du champ électrique sur l'axe pointe-plan prenant en compte la charge

d'espace. En tout point d'abscisse  $x$  sur l'axe (origine sur la pointe) ils obtiennent, en posant

$$v = \frac{x}{a} \text{ et } \rho = \frac{r_p}{2a} \text{ (fig. I-2)}$$

$$E(v) = \frac{[\rho^2(2-\rho)^2 E_p^2 - Av\{r(2-\rho) + (1-\rho)v - v^2/3\}]^{1/2}}{(v+\rho)(2-v-\rho)} \quad (\text{I-3})$$

$$E_p \text{ est le champ sur la pointe et } A \text{ est donné par la relation : } A = \frac{2I}{\pi a e \mu} \quad (\text{I-4})$$

Avec  $\mu$  mobilité des porteurs de charge.

$A$  est déterminé en considérant, d'une façon très simpliste, une distribution uniforme de la densité de courant  $J$  sur le plan dans un domaine de rayon  $a$  autour de l'axe pointe-plan,  $I$  étant le courant total mesuré.

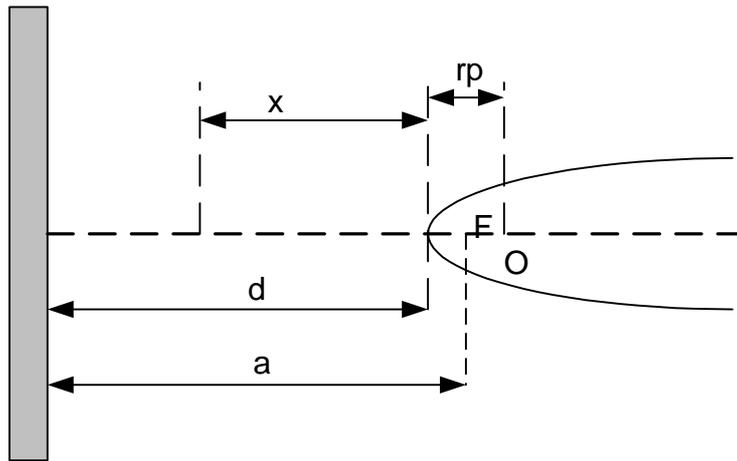


Figure I-2 : Système pointe-plan : principaux paramètres.

$$\text{D'autre part, on a : } \int_0^{1-\rho} E(v) dv = -\frac{V}{a} \quad (\text{I-5})$$

Compte tenu des relations (I-1 à I-3), ils obtiennent une relation qui donne la variation du courant limité par la charge d'espace ( $E$  sur la pointe est nul) en fonction de la tension  $V$  :

$$I_s = 4,04 \varepsilon \mu \frac{V^2}{a} \quad (\text{I-6})$$

Si le courant est contrôlé par la charge d'espace (donc  $E$  sur la pointe n'est pas nul), le courant moyen suit alors la relation :

$$\sqrt{I} = 2,01\sqrt{\frac{\varepsilon\mu}{a}}(V - V_0) \quad (\text{I-7})$$

Il en résulte qu'à partir de la pente des courbes  $\sqrt{I}(V)$ , on peut déterminer la mobilité des porteurs de charge. On rappelle que dans nos conditions  $r_p \ll d$  et donc que  $a \cong d$ .

#### I-4.2 Modèle de Sigmond [Sig86]

Pour résoudre le même problème (injection unipolaire de charge en géométrie pointe-plan) Sigmond a proposé une approche entièrement différente fondée sur la formule de la densité de charge unipolaire de dérive le long d'une ligne de champ [Wat70] :

$$\frac{1}{\rho(t)} - \frac{1}{\rho_0} = \frac{\mu}{\varepsilon_0} t \quad (\text{I-8})$$

Pour une densité ionique initiale  $\rho_0$  suffisamment grande l'équation précédente devient :

$$\rho(t) \approx \frac{\varepsilon_0}{\mu t} \quad (\text{I-9})$$

et, sur l'électrode passive (le plan), la densité de charge est :

$$\rho_p \approx \frac{\varepsilon_0}{\mu T} \quad (\text{I-10})$$

où  $T$  est le temps de transit de la charge d'espace sur une ligne de champ  $L$  reliant la pointe au plan.  $L$  étant donné par  $L = d\sqrt{1 + \tan^2 \theta}$  où  $\theta$  représente l'angle que fait  $L$  par rapport à l'axe pointe-plan, Sigmond obtient l'équation suivante exprimant la densité du courant limité par charge d'espace :

$$E = \frac{V}{L}; T \approx \frac{L}{\mu E} \approx \frac{L^2}{\mu V} \quad (\text{I-11})$$

$$j_p(\theta) = \mu E r_p \approx \mu \varepsilon_0 \frac{V^2}{L^3} \approx \frac{\mu \varepsilon_0 V^2}{d^3} (1 + \tan^2 \theta)^{3/2}$$

En faisant l'intégration de  $j_p(\theta)$  entre  $\theta=0^\circ$  et  $60^\circ$ , Sigmond obtient l'expression du courant limité par charge d'espace qu'il nomme courant de saturation :

$$I_s = 2\mu\varepsilon_0 \frac{V^2}{d} \quad (\text{I-12})$$

Cette équation diffère de l'équation (I-6) uniquement par la valeur de son coefficient (2 au lieu de 4,04). Comme dans le cas précédent, on pourra déduire les valeurs des mobilités de l'analyse des caractéristiques  $\sqrt{I}(V)$  dans la mesure où ces caractéristiques sont des droites.

Le courant de saturation nous donne la limite supérieure du courant unipolaire qui peut être obtenu pour une tension  $V$  déterminée. En d'autres mots, si on mesure, pour des porteurs de charge ioniques, un courant supérieur à  $I_s$ , on pourra considérer : soit qu'une partie des porteurs sont des électrons, soit que le courant est bipolaire.

## I-5 Mécanismes de création de charge

De nombreux chercheurs ont étudié la conduction électrique en champ intense dans des liquides appartenant à la famille des hydrocarbures saturés [Dot78, Sch71, Den87&88]. Ils ont montré notamment que les principaux processus de création de charge dans un liquide «pur» sont : l'émission électronique à la cathode, l'ionisation de champ à l'anode, ou encore l'ionisation par chocs au sein du liquide. Nous allons présenter chacun de ces processus successivement.

### I-5.1 Emission électronique à partir de la cathode

La figure I-3 présente schématiquement les niveaux énergétiques d'un électron qui se trouve à l'interface métal-diélectrique, (a) en l'absence d'un champ électrique, et (b) en présence d'un champ électrique.

L'électron a deux possibilités pour quitter le métal et pénétrer dans le liquide, en présence d'un champ électrique. La première (voie1) est le saut au-dessus de la barrière de potentiel. Celui-ci est facilité par l'abaissement de cette barrière sous l'effet du champ (effet Schottky) ; la deuxième (voie2) est le passage de l'électron à travers la barrière, par effet tunnel.

#### *Effet Schottky*

L'électron, qui est extrait du métal et qui se trouve à une distance  $x$  de l'interface métal-liquide, est soumis à la force  $F$ .

Cette force image s'écrit sous la forme :

$$F = \frac{e^2}{16\pi\epsilon x^2} \quad (\text{I-13})$$

Son énergie potentielle dans le champ  $E$  est :

$$f(x) = -Ex - \frac{e^2}{16\pi\epsilon x} \frac{\partial^2 \Omega}{\partial u^2} \quad (\text{I-14})$$

Comme on le voit sur la figure I-3 (schéma b), l'effet de la force image se traduit par un abaissement de  $\Delta\Phi$ , de la hauteur de la barrière.  $\Delta\Phi$  est la valeur minimale (en valeur absolue) de  $f(x)$ .

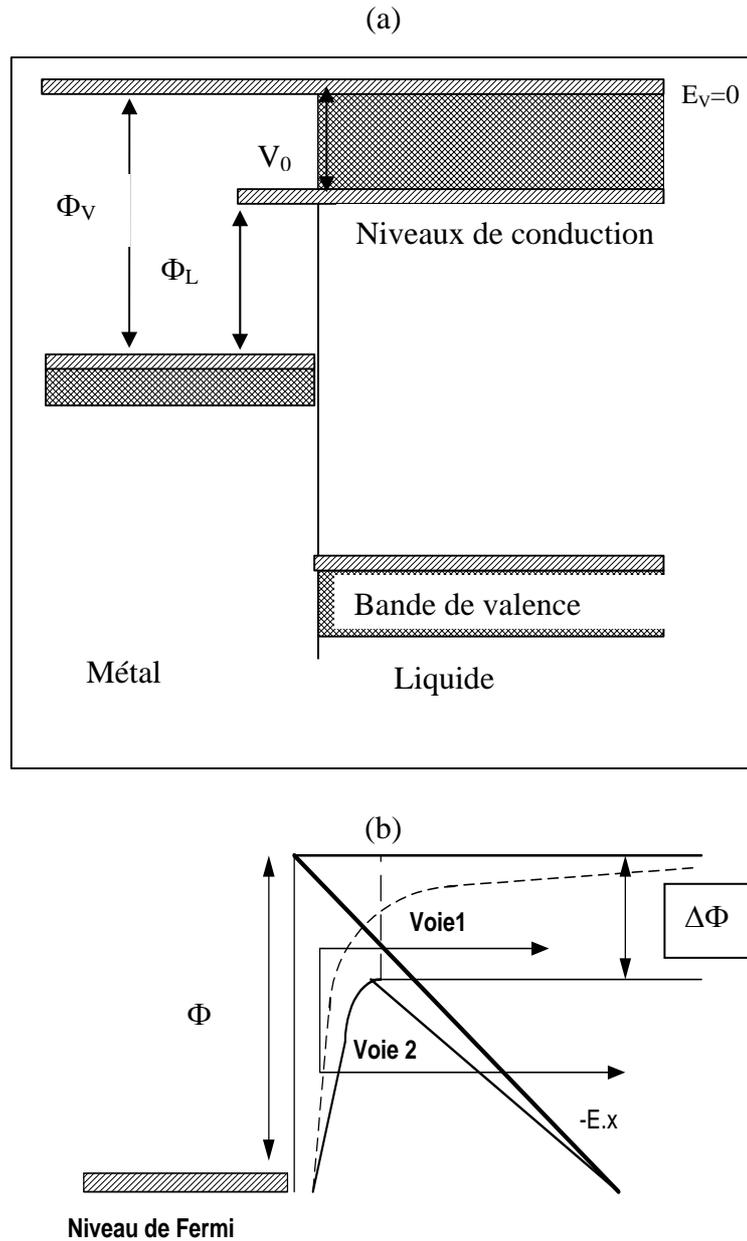


Figure I-3 : Diagramme énergétique au contact métal-liquide (a) en l'absence de champ électrique, (b) en présence de champ.  $\Phi_v$  est le travail d'extraction d'un électron du métal vers le vide.  $\Phi_L$  est le travail d'extraction d'un électron du métal vers le liquide.  $V_0$  est le niveau de la bande de conduction du liquide.

$\Delta\Phi$  est obtenue en dérivant l'expression de  $f(x)$  :

$$\Delta\Phi = \sqrt{\left(\frac{E}{4\pi\epsilon}\right)} \quad (\text{I-15})$$

La densité de courant, autrement dit le nombre d'électrons d'énergie supérieur à  $f-Df$  par unité de surface et de temps, s'écrit sous la forme :

$$J = J(0) \exp \frac{e(eE)^{1/2}}{kT(\pi\epsilon)^{1/2}} \quad (\text{I-16})$$

avec  $J(0) = \frac{4\pi me(kT)^2}{h^3} \exp\left(-\frac{\Phi_v - \Phi}{kT}\right)$ . On trouve pour  $J(0)$  la loi de Richardson-Dushman sur l'émission thermoélectronique.

### **Effet tunnel**

Le caractère ondulatoire de l'électron lui permet de traverser une barrière de potentiel mince, même si son énergie semble insuffisante du point de vue de la mécanique classique. C'est ce qu'on appelle l'effet tunnel.

Plus le champ appliqué est élevé (de 1 à 100 MV/cm), plus la barrière de potentiel est mince et donc plus les électrons peuvent la traverser facilement par effet tunnel. Il se produit alors une émission de champ.

Fowler et Nordheim ont proposé une expression du courant électronique dans le vide qui est fonction du seul champ électrique  $E$  [Van66]. Cette expression est valable pour des champs élevés (de 1 à 100 MV/cm), à 300°K.

Elle s'écrit :

$$\ln\left(\frac{I}{V^2}\right) = \ln A - \frac{6,8 \cdot 10^{-7} [\Phi_v]^{3/2} v(y)}{\beta V} \quad (\text{I-17})$$

$\Phi_v$  est le travail d'extraction d'un électron du métal vers le vide,  $A$  un terme indépendant du champ,  $\beta$  ( en  $\text{cm}^{-1}$ ) le facteur reliant le champ sur la pointe à la tension appliquée ( $E_p = \beta V$ ) et  $v(y)$  un terme de correction tenant compte de la force image tel que :

$$y = \sqrt{\left(\frac{e^3 E}{4\pi\epsilon}\right)} \quad (\text{I-18})$$

le graphe de  $\ln(I/V^2)$  en fonction de  $V^{-1}$  est une courbe dont la pente en chaque point est :

$$p = \frac{-6,8 \cdot 10^7 \Phi_v^{3/2} s(y)}{\beta} \quad (\text{I-19})$$

avec  $s(y) = v(y) - y \frac{dv(y)}{2dy}$ . Généralement  $s(y)$  est proche de l'unité,  $\Phi_v$  et  $\beta$  sont indépendant

de  $V$ . La courbe  $\ln\left(\frac{I}{V^2}\right)$  en fonction de  $V^{-1}$  est donc pratiquement une droite, de pente  $p$ . Dans les liquides, cette loi est appliquée en remplaçant  $\Phi_v$  par  $\Phi_l$ .

### I-5.2 Ionisation par impact d'électrons

La création de charge par le processus de l'ionisation par chocs donne lieu à une avalanche électronique au sein du liquide. La théorie de l'ionisation par chocs a été développée initialement dans les gaz, puis appliquée aux liquides.

Cette théorie est fondée sur le principe suivant : grâce au champ électrique, un électron libre peut gagner assez d'énergie pour ioniser le liquide. Soit  $\alpha$ , le coefficient d'ionisation primaire de Townsend qui représente le nombre d'électrons créés à partir d'un électron libre par unité de longueur,  $\alpha$  est défini par la relation :

$$dN_x = N_x \alpha dx \quad (\text{I-20})$$

où  $N_x$  est le nombre d'électrons à la distance  $x$  de la cathode.

Par la suite, le nombre d'électrons  $N_d$  arrivant à l'anode distante de  $d$  de la cathode est :

$$N_d = N_0 \exp(\alpha d) \quad (\text{I-21})$$

où  $N_0$  est le nombre d'électrons émis à la cathode.

Et le courant est égal à :

$$I = I_0 \exp(\alpha d) \quad (\text{I-22})$$

Le coefficient  $\alpha$  dépend de la densité du gaz et du champ électrique  $E$ . La densité du gaz étant proportionnelle à la pression, on peut en déduire que  $\alpha$  est fonction de  $E$  et de  $P$ .

La relation (I-22) a été vérifiée expérimentalement [Von65] pour des faibles valeurs de  $E/P$  et de  $d$  (Fig. I-4). Pour des valeurs importantes de  $E/P$  et à partir d'une certaine valeur de  $d$ , nous observons une augmentation rapide de la pente de la courbe  $\ln I$  en fonction de  $d$ . Cette augmentation est due à des phénomènes d'ionisations secondaires qui se produisent à la cathode, soit par bombardement de celle-ci par des ions positifs, soit par photoémission.

Supposons que  $N_x$  électrons à la distance  $x$  de la cathode produisent non seulement  $N_x \alpha dx$  électrons (ionisation primaire) mais également  $\omega N_x dx$  nouveaux électrons à la cathode (ionisation secondaire). Le nombre total d'électrons émis à la cathode,  $N'_0$ , est alors :

$$N'_0 = N_0 + \int_0^d \omega N_x dx \quad (\text{I-23})$$

Etant donné que :

$$N_x = N'_0 \exp(\alpha x) \quad (\text{I-24})$$

$$\text{d'où :} \quad N'_0 = N_0 + \int_0^d \omega N'_0 \exp(\alpha x) dx \quad (\text{I-25})$$

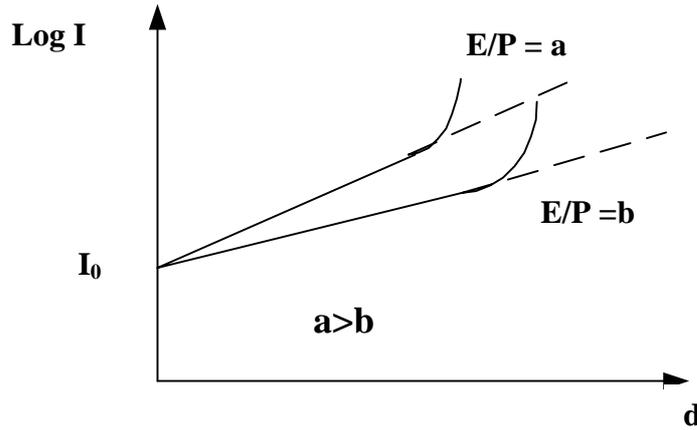


Figure I-4 : Courbes  $\ln(I)$  en fonction de  $d$ , la distance inter-électrode.

Et donc

$$N_0' = N_0 + \frac{\omega}{a} N_0' [\exp(\alpha d) - 1] \quad (\text{I-26})$$

D'où

$$N_0' = \frac{N_0}{1 - \frac{\omega}{\alpha} (\exp(\alpha d) - 1)} \quad (\text{I-27})$$

Par ailleurs, le nombre d'électrons arrivant à l'anode s'écrit :

$$N_d = N_0' \exp(\alpha d) \quad (\text{I-28})$$

En remplaçant, dans (I-28),  $N_0'$  par son expression dans (I-27), on obtient :

$$N_d = \frac{N_0 \exp(\alpha d)}{1 - \frac{\omega}{\alpha} (\exp(\alpha d) - 1)} \quad (\text{I-29})$$

Par définition,  $\gamma = \frac{\omega}{\alpha}$  est le coefficient d'ionisation secondaire de Townsend. Comme  $\alpha$ , il dépend de  $E$  et de  $P$ .

Finalement, le courant s'écrit :

$$I = I_0 \frac{\exp(\alpha d)}{1 - \gamma (\exp(\alpha d) - 1)} \quad (\text{I-30})$$

On voit que le courant  $I$  augmente plus vite que la loi exponentielle (il diverge), lorsque le dénominateur tend vers 0, c'est-à-dire lorsque le terme  $\gamma (\exp(\alpha d) - 1)$  tend vers 1.

## **I-6 Principaux travaux expérimentaux**

La conduction électrique en champ intense a généralement été étudiée en géométrie pointe/plan. L'intérêt d'une telle géométrie est double premièrement, elle permet de générer des champs électriques très forts, pour des tensions modérées. Deuxièmement, étant donné que la région de champ intense est localisée près de la pointe, le lieu de génération des porteurs de charge est limité au voisinage immédiat de la pointe et il est facile de séparer les phénomènes de création de charge de leur transport.

Dans les travaux expérimentaux que nous allons présenter, nous passerons d'abord en revue les travaux portant sur l'émission et l'ionisation de champ dans les hydrocarbures. Puis nous rappellerons brièvement les principaux résultats obtenus au laboratoire dans le cyclohexane pur.

### **I-6.1 Emission et ionisation de champ**

#### *Emission de champ*

Halpern et Gomer [Hal69a, Hal69b] ont été les premiers à étudier l'émission et l'ionisation de champ dans les liquides. Ces auteurs ont mis en évidence l'existence d'un courant électronique dans l'hydrogène liquide dû à une émission de champ par la pointe. Ce courant vérifie l'expression (I-17). D'autres auteurs [Den87, Dot78, Den88] ont montré que l'émission électronique peut se produire dans d'autres liquides, tels que le n-hexane, l'isooctane ou le cyclohexane. A titre d'exemple, la figure I-5 montre la caractéristique  $I(V)$  tracée dans le cyclohexane pur, avec une pointe de rayon de courbure d'environ  $0,2\mu\text{m}$ .

Si l'on trace  $\ln(I/V^2)$  en fonction de  $V^{-1}$ , pour une tension comprise entre 1,5 et 2,5 kV (Fig. I-6) ; on obtient une droite de pente  $p$  (cf. expression I-19). Nous pouvons en déduire que le courant est contrôlé par l'émission d'électrons. A partir de l'équation de Fowler-Nordheim, le rayon de courbure de la pointe étant de  $0,2\mu\text{m}$ , on trouve comme attendu un champ sur la pointe de  $20\text{MV/cm}$ . Pour des tensions élevées, c'est-à-dire des tensions supérieures à 2,5 kV, la caractéristique  $\sqrt{I}(V)$  est linéaire et le courant est alors contrôlé par la charge d'espace.

Halpern et Gomer [Hal69a] ont étudié ce phénomène dans le benzène, sans parvenir à mettre en évidence un courant d'émission électronique. Cependant, ils ont obtenu une caractéristique  $\sqrt{I}(V)$  linéaire montrant que le courant est contrôlé par charge d'espace. Schmidt et Schnabel [Sch71a, Sch71b] ont réalisé des travaux analogues à Halpern et Gomer, dans le benzène (en géométrie lame-plan). Ils ont tracé la caractéristique  $I(V)$  en fonction de  $V^{-1}$ , pour une tension allant de 1,5 à 6,5 kV. Etant donné que cette dernière caractéristique

était linéaire (de pente  $p=0,28 \cdot 10^{-4}$  A/V bien inférieure à la valeur théorique, rappelons que dans le cyclohexane,  $p=6,2 \cdot 10^4$  A/V), ils ont estimé qu'il y avait émission de champ. Ce faisant, ils ont omis de prendre en compte le fait qu'aux tensions considérées, la caractéristique  $\sqrt{I}(V)$  est également linéaire et donc que le courant est limité par charge d'espace. Leur interprétation des phénomènes est donc incorrecte.

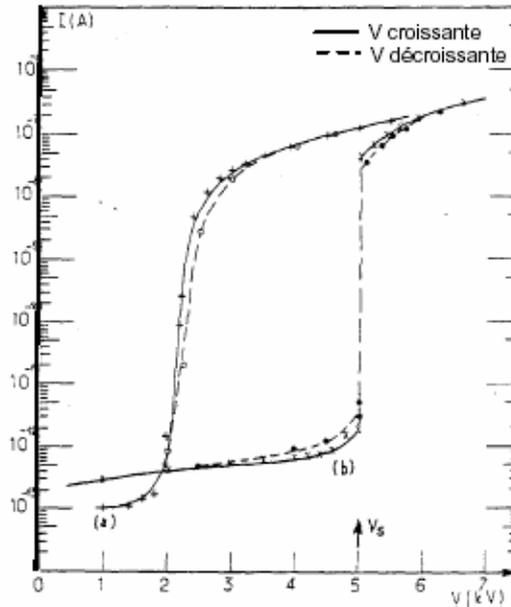


Figure I-5 : Caractéristiques courant-tension pour une pointe cathode en tungstène de (a)  $r_p=0,2\mu\text{m}$  et (b)  $r_p=2\mu\text{m}$ . Cyclohexane purifié,  $T_\infty=20^\circ\text{C}$  et  $P_\infty=0,1\text{MPa}$ .

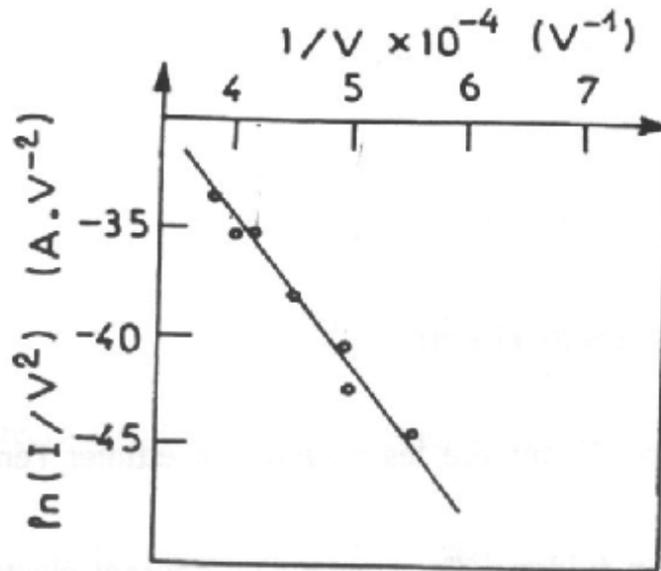


Figure I-6 : Caractéristique  $\ln(I/V^2)$  en fonction de  $V^{-1}$  dans le cyclohexane purifié ( $r_p=0,2\mu\text{m}$ ), pour des tensions comprises entre 1,5 et 2,5 kV.

### *Ionisation de champ*

Halpern et Gomer [Hal69a] ont également étudié l'ionisation de champ dans des gaz liquéfiés tels que l'hydrogène liquide et l'argon liquide. D'autres auteurs [Den87, Dot78] ont

ensuite montré qu'il y a ionisation de champ dans des liquides aliphatiques tels que le n-hexane ou le cyclohexane. L'ionisation de champ a également été mise en évidence dans des liquides aromatiques tels que le styrène [Sch71a].

### I-6.2 Les travaux dans le cyclohexane pur.

Des travaux effectués au laboratoire [Den87, Den88, Hai88, Kat90, Bon92] ont montré que la conduction électrique en géométrie pointe-plan dans le cyclohexane purifié dépend fortement du rayon de courbure  $r_p$  de la pointe utilisée. Ainsi :

Pour  $r_p < 0,5 \mu\text{m}$ , il y a émission ou ionisation de champ suivant que la pointe est cathode ou anode ;

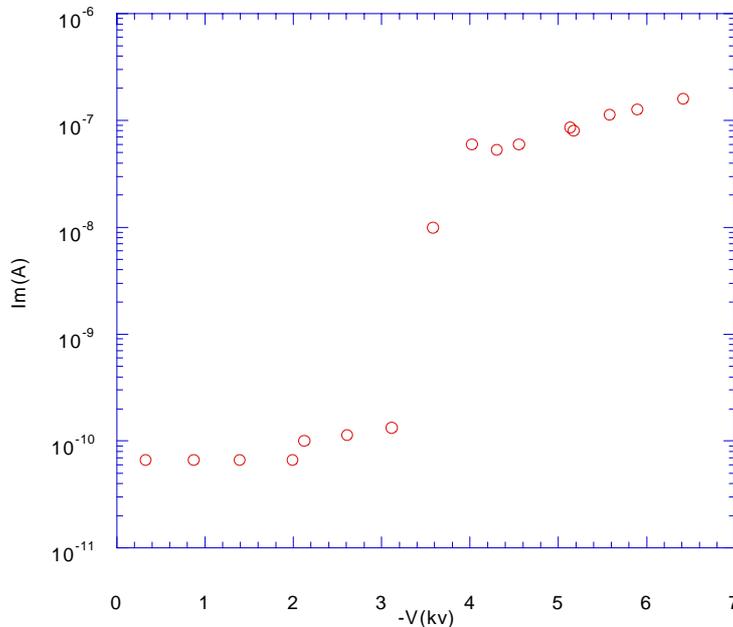


Figure I-7 : Caractéristique  $I_m$  (V) pour l'hexadécane ( $r_p=0,8\mu\text{m}$ ),  $P_\infty = 1\text{MPa}$ .

Pour  $r_p > 0,5\mu\text{m}$ , les résultats varient selon la polarité :

- *Pointe négative.* Dans les hydrocarbures saturés tels que : n-hexadécane, n-pentane ou cyclohexane, les caractéristiques courant-tension présentent une transition brutale pour une tension seuil donnée (Figures I-5(b) et I-7).  $V_s$  correspond à un champ seuil  $E_s$ , par exemple dans le cyclohexane pour  $r_p=2\mu\text{m}$ , on trouve  $E_s=7\text{MV/cm}$ . Pour  $V > V_s$ , le courant est formé d'impulsions régulières. Ces impulsions présentent une grande analogie avec les impulsions de type Trichel observées dans l'air, mais elles sont produites par des avalanches électroniques en phase liquide [Hai91]. La fréquence des

impulsions dépend de la tension appliquée et elle varie de quelques KHz à quelques centaines de KHz. La tension d'apparition des impulsions de courant est égale à la tension seuil  $V_s$  ;

- *Pointe positive.* Les phénomènes observés sont très différents de ceux obtenus en polarité négative. Le courant augmente faiblement et régulièrement avec la tension sans apparition de transition brutale ni de limitation par la charge d'espace (Fig. I-8). Cependant aux tensions élevées correspondant à un champ sur la pointe  $E_p > 5\text{MV/cm}$ , des impulsions de courant et de lumière émises sont détectées de façon aléatoire.

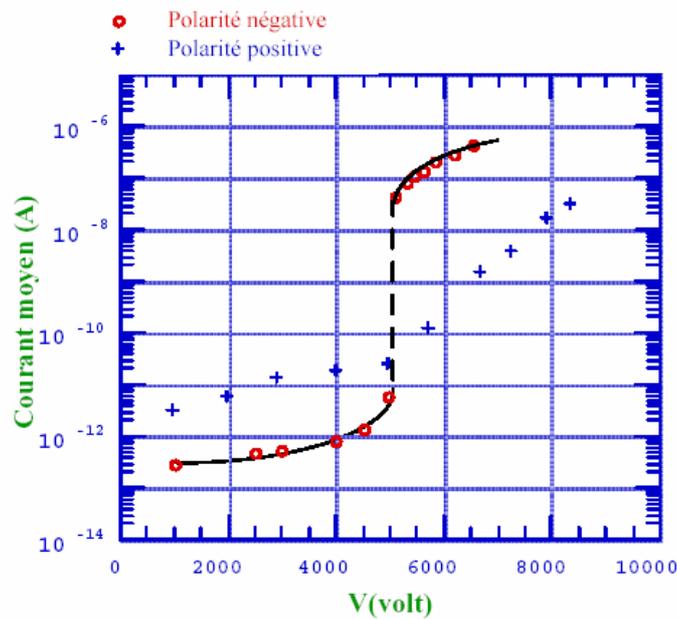


Figure I-8 : Caractéristiques Courant-tension, dans le cyclohexane liquide pour  $r_p > 0,5 \mu\text{m}$  [Jom97].

### I-6.3 Evolution des phénomènes en fonction de divers paramètres

- Pour des pointes de différents rayons de courbure, on note que, plus le rayon est important, plus la tension seuil  $V_s$  est élevée (voir Fig. I-9). Par contre, le champ de génération  $E_s = 2V_s/r_p \ln(4d/r_p)$  sur la pointe est pratiquement indépendant de  $r_p$  sauf pour les rayons les plus faibles (Fig. I-10).
- Pour  $V > V_s$ , le courant est formé d'impulsions régulières et la charge  $Q_i$  par impulsion ne dépend que de  $r_p$  pour un liquide et une pression donnés. Quelque soit la valeur de la charge  $Q_i$ , une bulle est détectée suite à l'impulsion de courant. Ce résultat implique qu'il n'existe pas de seuil de charge pour la formation de la bulle. D'autre part, la distance inter-électrodes  $d$  n'a pratiquement aucune influence sur  $V_s$ , dans la limite des distances concernées par nos expériences ( $0,5 \leq d \leq 5\text{mm}$ ). Ceci signifie que le plan ne joue que le

rôle d'un collecteur de charges, et n'intervient absolument pas dans le mécanisme de génération des charges.

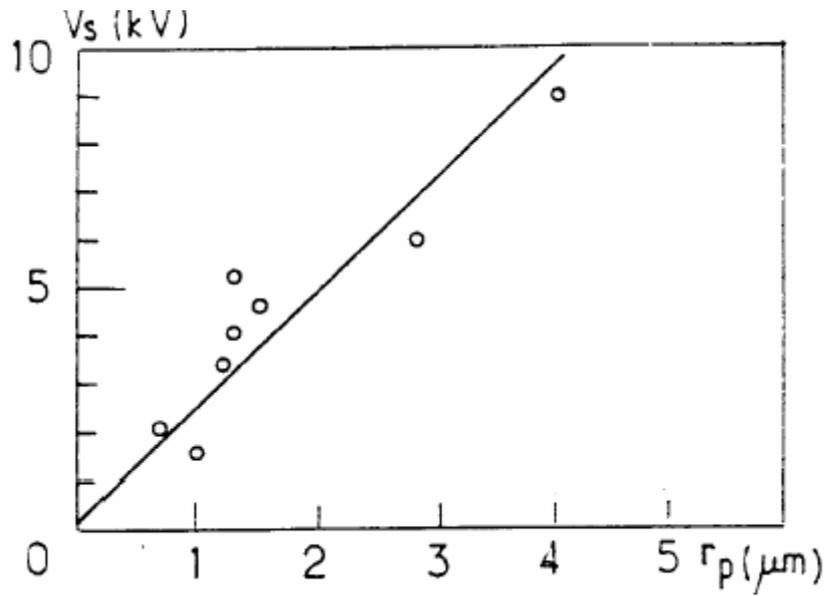


Figure I-9 : La variation de la tension seuil  $V_s$  en fonction du rayon de la pointe  $r_p$ .

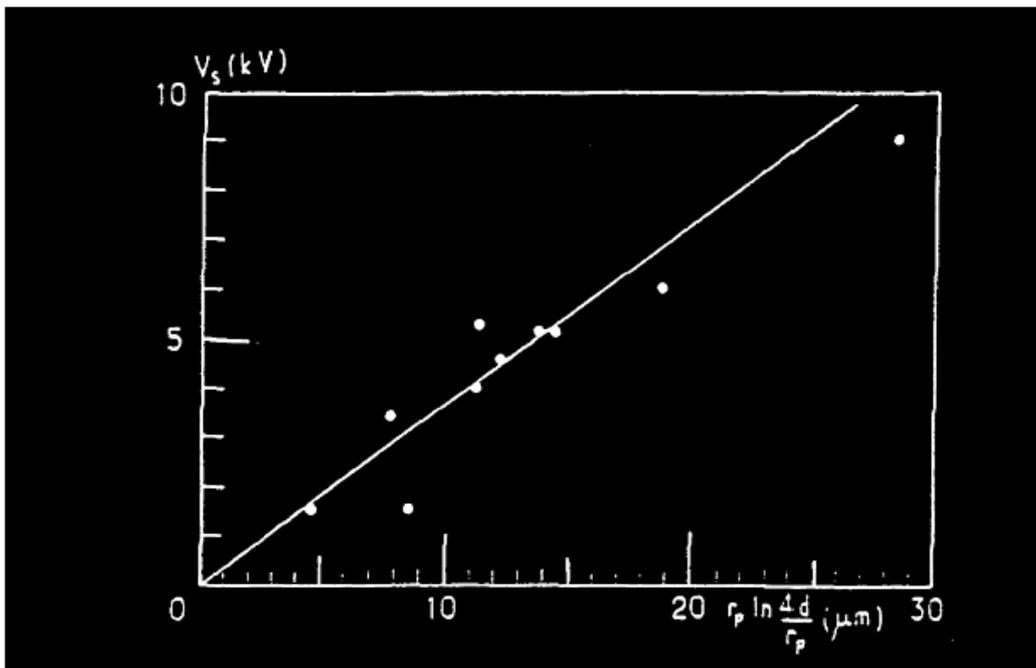


Figure I-10 : La tension seuil  $V_s$  en fonction de  $r_p \ln \frac{4d}{r_p}$ .

#### **I-6.4 Conséquences des impulsions de courant**

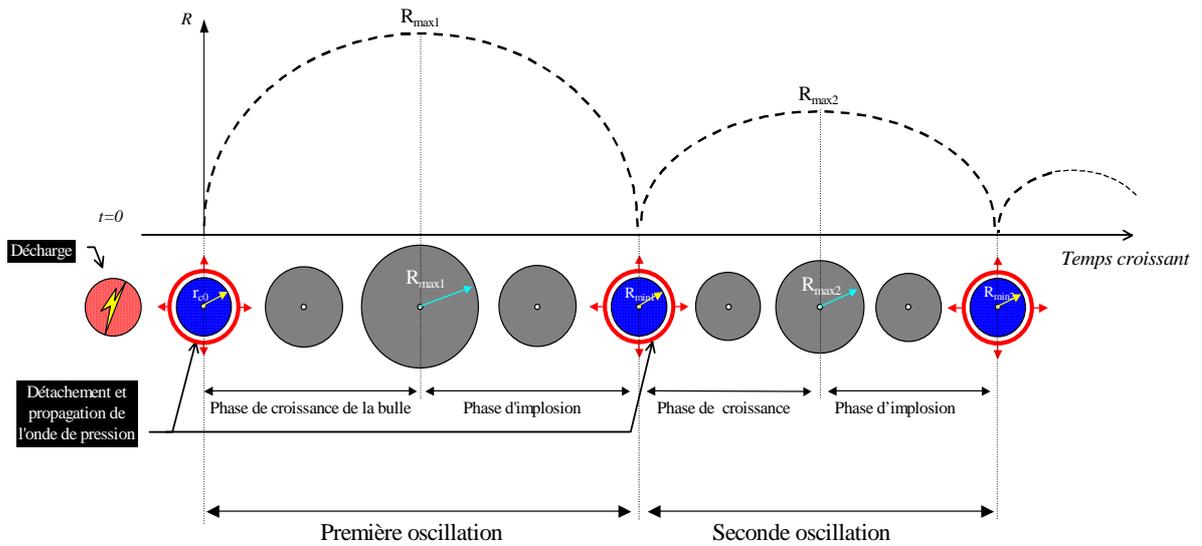
##### *Emission de lumière*

Dans tous les liquides étudiés, les impulsions de courant sont corrélées à des impulsions de lumière émise. Il a été démontré que l'étendue de la zone lumineuse autour de la pointe dépend fortement de la mobilité électronique du liquide étudié. A titre d'exemple, dans le tétraméthylsilane où la mobilité électronique à champ faible est très élevée ( $k_e=90 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ , électrons quasi-libres) la zone lumineuse autour de la pointe s'étend sur une distance de 300 à 400  $\mu\text{m}$  [Bon92] alors que dans le cyclohexane ( $k_e=0,3 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ ), elle est d'environ 10-20  $\mu\text{m}$ .

Dans les hydrocarbures, l'analyse spectrale de la lumière émise a révélé l'existence d'un mécanisme de dissociation et de recombinaison des molécules du liquide. Ce mécanisme est caractérisé par la présence d'un continuum dans le spectre [Bon91].

##### *Transfert d'énergie : ondes de pression et bulle*

Les impulsions de courant et de lumière émises sont caractéristiques de la formation d'une décharge électrique localisée ("plasma froid") en phase liquide. Cette décharge correspond à un dépôt d'énergie rapide ( $\sim\text{ns}$ ) et très localisé ( $\sim\mu\text{m}^3$ ) qui induit l'émission d'une onde de choc puis la formation d'une bulle de gaz. Cette bulle montre une série de cycles expansion/implosion avant de disparaître. Aucun modèle théorique ne permet aujourd'hui de décrire la dynamique de la bulle dans son ensemble. L'étude de la dynamique d'expansion de la bulle est un problème complexe du fait de la présence de l'onde de choc qui comprime et met en mouvement le liquide derrière elle, ce qui induit une modification du champ de pression à l'interface. En ce qui concerne la phase d'implosion qui lui fait suite, sa dynamique dépend pour beaucoup des caractéristiques du liquide (viscosité, ...) et de l'énergie injectée. De plus, la bulle perd une grande partie de son énergie sous la forme d'une émission d'une onde de pression à la fin de chaque phase d'implosion, lorsque son volume est minimal. Là encore les mécanismes dissipatifs qui interviennent durant la phase d'implosion demeurent incompris car aucun modèle théorique ne permet de reproduire l'observation expérimentale.



L'étude de la succession des phénomènes décrits ci-dessus représente l'objectif principal de la thèse. Nous allons développer dans les chapitres suivants les outils théoriques nécessaires à cette étude.

## Principaux rappels théoriques sur les propriétés des ondes de pression

### II-1 Introduction

Les études antérieures [Den81-88] ont montré que l'avalanche électronique génère un plasma froid (zone ionisée) hors équilibre, de volume  $\mathcal{V}_0$  typiquement de l'ordre de grandeur de  $r_p^3$ , où  $r_p$  représente le rayon de courbure de la pointe (voir chapitre I). Dans le cas d'une micro-décharge électrique, la durée de vie  $\tau_i$  du plasma froid correspond à la durée de l'impulsion de courant, c'est-à-dire de l'ordre de quelques nanosecondes ( $<5\text{ns}$ ) ; cette durée est identique à celle de l'impulsion de lumière émise. L'impulsion de courant produit une forte densité de puissance (de l'ordre de  $10^{18} \text{ W/m}^3$ ) dans le volume  $\mathcal{V}_0$  ce qui génère une forte augmentation de la température. Mais pendant le temps  $\tau_i$ , la masse volumique se conserve dans le volume  $\mathcal{V}_0$ , par conséquent en s'appuyant sur l'équation d'état du gaz parfait  $P/\rho = rT$ , on en déduit que la pression dans le volume  $\mathcal{V}_0$  augmente proportionnellement à la température pendant la durée de vie du plasma.

L'avalanche électronique n'étant pas homogène dans le volume  $\mathcal{V}_0$ , il s'ensuit que la distribution de température et par conséquent la distribution de pression ne sont pas non plus homogènes dans le volume  $\mathcal{V}_0$ . A l'instant  $\tau_i$ , on peut dès lors supposer que la distribution de pression dans le volume  $\mathcal{V}_0$  a une évolution telle que celle représentée sur la Fig. II-1.

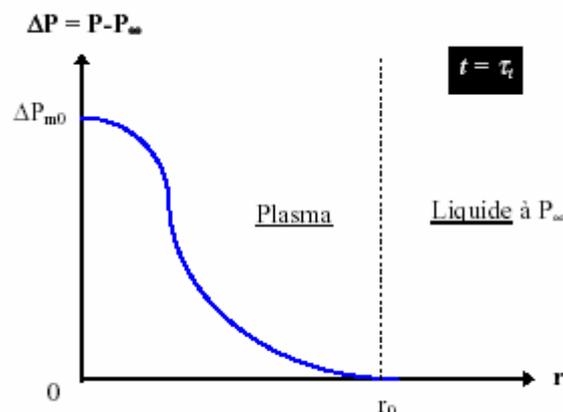
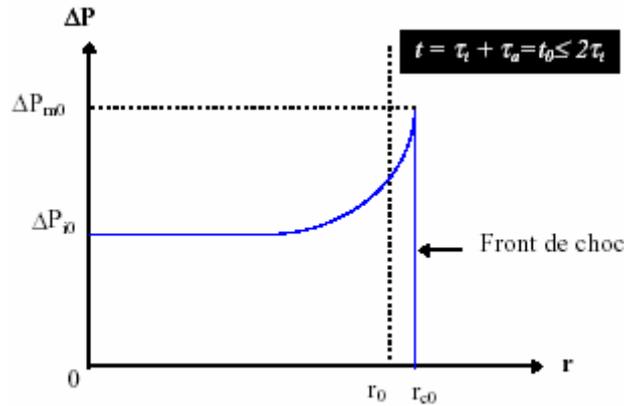


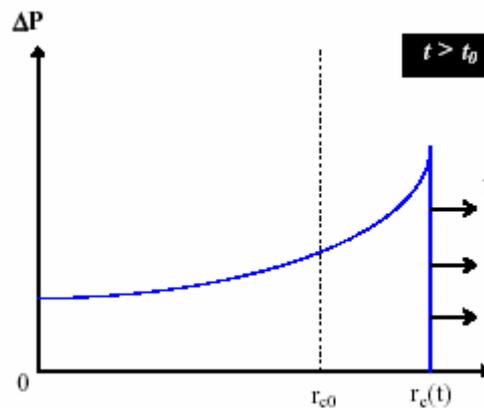
Figure II-1 : distribution de la pression à l'intérieur du volume  $\mathcal{V}_0$  à l'instant  $t = \tau_i$ .

Du fait de la non-homogénéité de la distribution de pression, ceci a pour conséquence directe une redistribution de la pression à l'intérieur du volume  $\vartheta_0$  (Fig. II-2) caractérisée par la formation d'une onde de choc. Ce processus dure un temps  $\tau_a$ , c'est-à-dire le temps mis par une petite perturbation de pression pour parcourir la distance  $r_{c0} \approx r_0^{(1)}$ ; pour le mécanisme de micro-décharge électrique, le temps  $\tau_a$  est du même ordre de grandeur que  $\tau_i$ .



**Figure II-2 : redistribution de la pression à l'intérieur du volume  $\vartheta_0$  conduisant à la formation de l'onde de choc.**

L'onde de choc ainsi formée se détache ensuite du volume chauffé et comprimé  $\vartheta_0$  à la vitesse  $D$  par rapport au référentiel fixe du laboratoire. Du fait de la géométrie sphérique, cette onde de compression est suivie par un faisceau de détente, qui a pour conséquence essentielle de faire diminuer la pression dans le volume  $\vartheta_0$  (Fig. II-3).



**Figure II-3 : Propagation de l'onde de choc.**

<sup>1</sup> Pendant le temps  $\tau_a$ , le volume  $\vartheta_0$  subit une légère dilatation volumique, mais compte tenu des temps mis en jeu ( $\tau_a \approx 1$  ns), la différence  $r_{c0} - r_0 \approx 0,1 \mu\text{m}$ , par conséquent cette dilatation volumique peut être totalement négligée.

Le phénomène de micro-décharge électrique décrit précédemment est analogue aux processus observés dans le cas des explosions sous-marines. Les phénomènes d'explosions sous-marines ont été étudiés de manière intensive, entre autres, par KIRKWOOD, BETHE et BRINKLEY [Bri47] puis toutes ces analyses ont été formidablement bien synthétisées par COLE [Col65]. La plupart des modèles développés pour l'analyse des explosions sous-marines font appels simultanément aux propriétés des ondes acoustiques et des ondes de choc. Du fait de l'analogie existante entre les explosions sous-marines et le phénomène de micro-décharge électrique, nous allons largement nous appuyer sur les modèles développés pour l'analyse des explosions sous-marines.

L'objectif de ce chapitre consiste dès lors à rappeler les principales propriétés, relatives aux ondes de pression (ondes acoustiques) et aux ondes de choc, nécessaires à la compréhension du phénomène de micro-décharge électrique.

## **II-2 Propriétés des ondes acoustiques (en géométrie sphérique)**

Les ondes acoustiques correspondent au mouvement vibratoire de faible amplitude dans un fluide compressible. Dans une onde acoustique, en tout point du fluide, il se produit alternativement des compressions et des expansions. Les vitesses sont supposées faibles ( $M^2 \ll 1$ , où  $M$  représente le nombre de Mach) mais de fréquence élevée. Pour cette raison les variations relatives de la masse volumique, de la pression dans le fluide sont également petites.

Soit  $\rho_\infty$  et  $P_\infty$  respectivement la masse volumique et la pression du fluide avant le passage de l'onde. Après le passage de l'onde ces grandeurs thermodynamiques deviennent respectivement  $\rho$  et  $P$  telles que :  $\rho = \rho_\infty + \rho'$  et  $P = P_\infty + P'$ . Pour une onde acoustique, on considère que  $\rho' \ll \rho_\infty$  et  $P' \ll P_\infty$ . L'onde acoustique étant un processus adiabatique, on a en première approximation la relation  $P' = c_\infty^2 \rho'$ , où  $c_\infty$  représente la vitesse du son à  $P_\infty$  et  $T_\infty$ . Les équations linéaires de conservation de la masse et de la quantité de mouvement s'écrivent alors :

$$\begin{cases} \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} = - \frac{1}{\rho_\infty} \text{grad} P' \\ \frac{1}{c_\infty^2} \frac{\partial P'}{\partial t} = - \rho_\infty \text{div} \vec{V} \end{cases} \quad (\text{II-1})$$

Dans le cas d'une onde sphérique, seule la vitesse radiale  $u_r$  n'est pas nulle, par conséquent le système d'équation (II-1) s'écrit, en coordonnées sphériques :

$$\begin{cases} \frac{\partial u_r}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_\infty} \frac{\partial P'}{\partial r} \\ \frac{1}{c_\infty^2} \frac{\partial P'}{\partial t} = -\rho_\infty \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 u_r) \end{cases} \quad (\text{II-2})$$

En combinant ces deux équations (la deuxième équation étant préalablement dérivée par rapport au temps  $t$ ) on obtient une équation aux dérivées partielles hyperbolique concernant la perturbation de pression  $P'$ , telle que :

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial P'}{\partial r} \right) = \frac{1}{c_\infty^2} \frac{\partial^2 P'}{\partial t^2} \quad (\text{II-3})$$

On sait que toute fonction du type  $P' = P - P_\infty = \frac{1}{r} f \left( t - \frac{r}{c_\infty} \right)$  vérifie cette équation aux dérivées partielles. Ceci permet d'en déduire que la forme de l'onde ne change pas mais son amplitude  $P' = P - P_\infty$  varie proportionnellement à  $1/r$ .

La résolution de la première équation de (II-2) conduit à une expression de la vitesse radiale en fonction de la perturbation de pression  $P'$ , telle que :

$$u_r(t) - u_r(t_0) = \frac{P'}{\rho_\infty c_\infty} + \frac{1}{\rho_\infty r} \int_{t_0}^t P' dt' \quad (\text{II-4})$$

Le premier terme du membre de droite est identique à ce que l'on obtiendrait si en était en géométrie plane. On observe ainsi que la géométrie sphérique fait apparaître un deuxième terme dans le membre de droite de cette équation. Ce deuxième terme, dénommé « afterflow » par Cole [Col65], introduit une distorsion du profil de vitesse mais ce terme s'atténue en  $1/r^2$ , par conséquent à grande distance de la source il devient rapidement négligeable devant le premier terme. Ce deuxième terme représente l'écoulement induit par l'onde sphérique divergente.

### II-3 Propagation non-linéaire des ondes : onde de choc

Toute onde acoustique est déformée pendant sa propagation par divers mécanismes tels que l'absorption du fait de la viscosité et de la conductivité thermique ou bien lorsque l'amplitude  $P'$  n'est pas petite devant  $P_\infty$ , des effets non-linéaires apparaissent. Les principaux effets non linéaires proviennent du fait que la vitesse de propagation de l'onde  $c(\rho)^2 = (\partial P / \partial \rho)_s$  ne peut plus être considérée comme constante, contrairement à ce que l'on a supposé pour les ondes acoustiques. Les équations du mouvement en géométrie sphérique se résolvent alors le long de lignes caractéristiques  $\Gamma_\pm$ , telles que :

$$\text{Le long de } \Gamma_\pm : \frac{dr}{dt} = u \pm c \quad \text{et} \quad du \pm \frac{1}{\rho c} dp = \mp \frac{2uc}{r} dt .$$

Ainsi la vitesse de déplacement de l'onde n'est plus  $c_\infty$  mais  $\xi = u + c$  sur la caractéristique  $\Gamma_+$ . La vitesse de propagation dépend maintenant de la masse volumique du fluide (puisque  $c = c(\rho)$ ). Or dans une onde acoustique la masse volumique est différente en différents points du profil, par conséquent la forme du profil de l'onde varie au cours du temps. Pour s'en convaincre, il suffit de regarder comment évolue la vitesse  $\xi$  lorsqu'on traverse l'onde progressive en suivant la caractéristique  $\Gamma_+$  : soit  $d\xi = d(u+c) = du + dc$ , or à suffisamment grande distance de la source l'équation caractéristique sur  $\Gamma_+$  se résume à  $du = dp / \rho c$  d'où  $d\xi = dc + dp / \rho c$  ; compte tenu de la définition de la vitesse  $c$ , il est facile d'en déduire que  $dc = (G-1)dp / \rho c$ , où  $G = \frac{1}{c} \left( \frac{\partial(\rho c)}{\partial \rho} \right)_s$  ; on en déduit finalement  $d\xi = G dp / \rho c$ . La dérivée

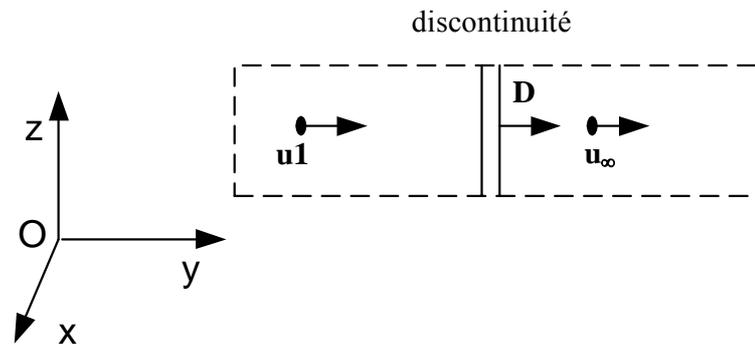
fondamentale  $G$  est positive ou nulle sauf au voisinage du point critique par conséquent en admettant  $G > 0$  et  $\rho c > 0$ , on en déduit que les points de compression ( $dp > 0$ ) dans l'onde devancent les autres points et les points de détentes ( $dp < 0$ ) retardent jusqu'à l'apparition de discontinuités qui traduisent le fait que deux caractéristiques d'une même famille se croisent.

La dépendance vis à vis de la masse volumique de la vitesse de l'onde peut entraîner l'apparition spontanée d'une discontinuité dans une onde acoustique bien qu'il n'existe aucune singularité dans les conditions extérieures régissant le mouvement du fluide. Mais si cette discontinuité peut se former spontanément à un instant discret, elle ne peut pas en revanche disparaître de façon discrète.

Par définition, une discontinuité est une surface au travers de laquelle il existe des gradients très importants des diverses grandeurs : vitesse, pression, masse volumique, etc. On admet alors qu'en traversant ces surfaces les diverses grandeurs varient par saut. Ainsi de part et d'autre de ces surfaces de discontinuité, des conditions aux limites doivent être satisfaites ; ce sont les relations de HUGONIOT-RANKINE (ou équations de saut) qui relient les propriétés du fluide en amont et en aval de la discontinuité. Ces relations s'écrivent de la manière suivante pour une discontinuité se propageant à la vitesse  $D$  par rapport au référentiel fixe du laboratoire, soit [Land89] :

$$\begin{cases} D = \frac{\rho_1 u_1 - \rho_\infty u_\infty}{\rho_1 - \rho_\infty} = u_\infty \pm V_\infty \dot{m} = u_1 \pm V_1 \dot{m} \\ P_1 - P_\infty = \mp \dot{m} (u_1 - u_\infty) \\ \frac{1}{2} (D - u_1)^2 + h_1 = \frac{1}{2} (D - u_\infty)^2 + h_\infty \end{cases} \quad (\text{II-5})$$

La quantité  $\dot{m} = \pm \rho(u-D)$  représente le flux de masse à travers la discontinuité, et les quantités  $h$  et  $V$  respectivement l'enthalpie et le volume spécifiques du fluide. Les indices  $\infty$  et  $1$  se rapportent respectivement aux conditions du fluide en aval et en amont de la discontinuité sur la Figure II-4.



**Figure II-4 : surface de discontinuité dans le référentiel fixe (Oxyz) du laboratoire.**

Maintenant, si on admet que l'état non perturbé du fluide (état  $\infty$ ) est tel que  $u_\infty = 0$ , alors on peut en déduire, à l'aide des relations ci-dessus, l'état final (état 1) qui résulte de la traversée d'une onde de choc (Fig. II-4) dans ce cas particulier, soit :

$$\begin{cases} (a) & D = \frac{\rho_1}{\rho_1 - \rho_\infty} u_1 \\ (b) & P_1 - P_\infty = \rho_\infty D u_1 \\ (c) & h_1 + \frac{1}{2} (D - u_1)^2 = h_\infty + \frac{1}{2} D^2 \end{cases} \quad (\text{II-6})$$

Ce cas particulier représente bien la propagation d'une onde de choc dans le phénomène de micro-décharge électrique.

Il existe deux solutions possibles comme surfaces de discontinuité :

- $\dot{m} = 0$  : la surface de discontinuité n'est traversée par aucun flux de matière, d'où :

$$u_1 - u_\infty = 0 \quad \text{et} \quad P_1 - P_\infty = 0.$$

Cette surface de discontinuité porte le nom de **discontinuité tangentielle**.

- $\dot{m} \neq 0$  : cette surface de discontinuité porte le nom **d'onde de choc**. **C'est ce type de discontinuité qui nous intéresse pour décrire les ondes observées durant le processus de micro-décharge électrique.**

## **II-4 Propagation de l'onde de choc générée par micro-décharge électrique**

Suivant le scénario invoqué dans l'introduction de ce chapitre, l'onde de choc initialement formée se détache du volume  $\mathcal{G}_0$ , puis se propage dans le liquide. Etant donné que cette onde peut être observée expérimentalement à différents instants de sa propagation, mais rarement dans les tous premiers instants, il est intéressant de pouvoir décrire sa propagation, ceci dans le but de pouvoir remonter à ses propriétés dans les tous premiers instants. Bien qu'il soit très difficile de décrire la propagation non-linéaire des ondes en géométrie sphérique et de calculer le profil de pression de l'onde de choc à proximité de la zone d'émission, il est relativement facile de formuler qualitativement la propagation d'un front de choc compte tenu des propriétés énoncées dans les paragraphes précédents.

Du fait des temps relativement long ( $\approx$  ms) mis en jeu dans le cas du claquage laser, Vogel et al. [Vog01] ont pu observer que l'onde de choc épouse initialement la géométrie du plasma froid formé, géométrie qui est rarement sphérique dans ce type d'expérience, mais très rapidement la forme sphérique est atteinte. En considérant que la géométrie sphérique est prédominante à tout instant, il est possible de déduire quelques conséquences théoriques sur les propriétés de l'onde au cours de sa propagation, ainsi :

- Si la vitesse de l'onde  $D$  est constante, la combinaison de l'équation (II-6b) avec la relation (II-4) montre que l'amplitude  $P'$  diminue initialement en  $1/r^2$  pour atteindre finalement une décroissance en  $1/r$  prévue pour les petites perturbations de pression à grande distance de la source.
- l'onde subit un brusque freinage qui ramène sa vitesse  $D$  à une valeur proche de la vitesse du son  $c_\infty$ . Deux raisons peuvent être invoquées pour cela : tout d'abord les processus dissipatifs (viscosité et conductivité thermique) ou bien les effets non linéaires déjà mis en avant pour la formation spontanée d'une discontinuité dans une onde acoustique [Lan89]. Durant ce processus, l'onde subit également un élargissement de son profil. DuMond et al. [Du46] ainsi que Brinkley et al. [Bri47] ont montré que les mécanismes dissipatifs (viscosité et conductivité thermique) ainsi que l'augmentation du volume contenant l'énergie entraînent un amortissement plus rapide que  $1/r$  de l'amplitude ainsi qu'une augmentation du temps caractéristique  $\tau$  de l'onde de choc, tels que :

$$P'(r) \propto \frac{1}{r\sqrt{\ln(r)}} \quad \text{et} \quad \tau(r) \propto \sqrt{\ln(r)}.$$

Ces différentes caractéristiques sont très difficiles à mettre en évidence dans le cas de la micro-décharge électrique tandis que dans le cas du claquage laser, ces propriétés ont effectivement été observées. Ainsi dans les expériences de claquage laser de quelques millijoules, une décroissance en  $1/r$  de l'amplitude est observée pour  $r > 200\mu\text{m}$  tandis que pour  $r < 200\mu\text{m}$ , la décroissance est caractérisée par une diminution en  $1/r^3$  [Noa98]. Dans le cas d'une micro-décharge électrique, il est très difficile d'observer la phase initiale supersonique de propagation, du fait de la technique expérimentale utilisée; en effet le diamètre minimal de la tâche focale que l'on peut obtenir est relativement important ( $\approx 25\mu\text{m}$ ). Toutefois cette tendance a pu être observée pour  $r < 40\mu\text{m}$  dans le cyclohexane et le n-pentane avec  $W_i > 20\text{ nJ}$  [Jom97]. ( $W_i$  est l'énergie initiale déposée par le micro-décharge)

## **II-5 Energie de l'onde de choc en géométrie sphérique**

Lorsqu'on connaît l'amplitude et la vitesse de l'onde on est à même de pouvoir déterminer l'énergie de l'onde à tout instant de sa propagation. Dans nos expériences de micro-décharges électriques nous n'avons malheureusement pas la possibilité d'enregistrer la valeur réelle de l'amplitude de l'onde. En effet, notre dispositif expérimental ne nous donne accès qu'à une

valeur relative. En revanche nous avons la possibilité de déduire l'énergie initiale de l'onde ainsi que sa vitesse, autrement dit il est d'un intérêt fondamental de déterminer une relation théorique permettant de relier l'amplitude de l'onde à son énergie.

Nous avons vu dans le paragraphe précédent que les ondes de choc générées par claquage laser ou micro-décharge électrique ont un comportement très proche des ondes acoustiques en géométrie sphérique [Iss97]. Pour cette raison nous allons utiliser l'approche théorique d'Arons et al. [Aro48] ; ils associent les équations de *Hugoniot-Rankine* (voir Equ. II-6), au travail effectué par une onde acoustique divergente pour déplacer une surface sphérique de rayon  $r_m$ , soit  $4\pi r_m^2 \int_0^t P' u dt$ . Cette démarche conduit à l'expression suivante on utilisant l'expression (II-4), dans laquelle  $c_\infty$  est remplacée par l'expression  $D - u_p$  avec  $u_p = P' / \rho_\infty D$ , d'où :

$$E_{sw} = \frac{4\pi r_m^2}{\rho_\infty} \left[ \int_0^t \frac{P'^2}{D - \frac{P'}{\rho_\infty D}} dt + \frac{1}{r_m} \int_0^t \left( P' \int_0^t P' dt \right) dt' \right] \quad (\text{II-9})$$

où  $t$  représente le temps et  $r_m$  représente la position de l'onde à  $t = 0$ . Le premier terme entre crochets représente l'énergie rayonnée acoustiquement de manière irréversible tandis que le second terme représente l'énergie stockée réversiblement derrière l'onde de choc mais ce dernier terme devient rapidement négligeable devant le premier lorsque  $r_m$  devient grand par conséquent on le négligera toujours dans la suite.

Dans le cas où on considère une onde de choc faible ( $D \approx c_\infty$  et  $u_p \approx 0$ ), on obtient finalement l'expression suivante :

$$E_{sw} = \frac{4\pi r_m^2}{\rho_\infty c_\infty} \int_0^\infty P'^2 dt \quad (\text{II-10})$$

Expérimentalement, Cole et al. [Col47] ont observé que la pression dans l'onde décroît presque exponentiellement en fonction du temps (Fig. II-5), de telle sorte que :  $P' = P_m \exp(-t/\tau)$ , où  $\tau$  correspond au temps caractéristique associé à l'onde. Dans le cas d'une micro-décharge électrique, le temps  $\tau$  n'est pas mesurable mais on peut juste affirmer qu'il est inférieur à 8 ns, durée qui représente le temps de transfert du dispositif expérimental.

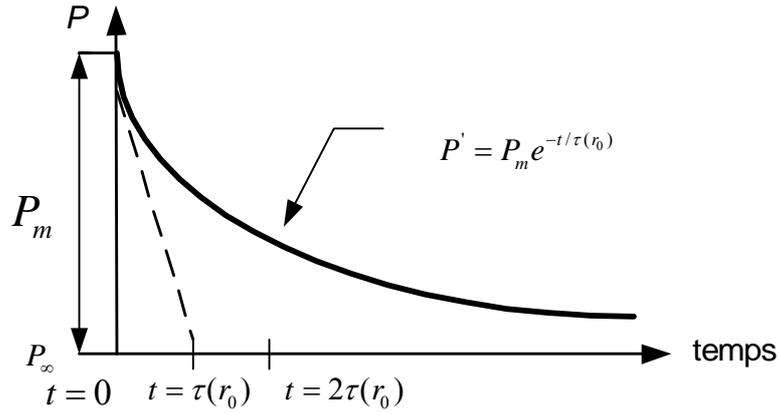


Figure II-5 : Forme initiale de l'onde de pression à la position  $r = r_0$ .

Compte tenu du profil d'onde représenté sur la Fig. II-5, on en déduit une expression reliant l'énergie de l'onde à son amplitude initiale de pression, soit :

$$E_{sw} = \frac{2\pi r_0^2 P_m^2 \tau(r_0)}{Z_\infty} \quad (\text{II-11}),$$

où  $Z_\infty = \rho_\infty c_\infty$  représente l'impédance acoustique du fluide à  $P_\infty$  et  $T_\infty$ . En considérant que le temps caractéristique à  $r = r_0$  est tel que  $\tau = \frac{4r_0}{c_\infty}$  [Ait98a], on en déduit alors que :

$$E_{sw} = 8\pi r_0^3 \frac{P_m^2}{\rho_\infty c_\infty^2} \quad (\text{II-12}).$$

Cette expression permet de déduire l'évolution probable de l'énergie de l'onde le long d'une isotherme du fluide, pour une énergie injectée  $W_i$  donnée. En effet, lors d'une micro-décharge électrique dans les hydrocarbures,  $r_0$  peut être considéré comme constant pour une même énergie injectée  $W_i$  quels que soient  $P_\infty$  et  $T_\infty$ ; maintenant le long d'une isotherme, le module d'élasticité  $\rho_\infty c_\infty^2$  augmente lorsque la pression  $P_\infty$  augmente, mais dans la plage de pression utilisée (0,1 à environ 10 MPa), on observe que cette augmentation n'excède pas 10% (voir annexe I). Autrement dit, si l'amplitude de l'onde n'évolue pratiquement pas sur cette plage de pression, on pourra considérer que l'énergie de l'onde  $E_{sw}$  reste pratiquement constante le long d'une isotherme ; il suffit alors d'être capable de déterminer l'énergie de l'onde pour une pression donnée.

## II-6 Impact d'une onde de choc avec une interface

Durant le mécanisme de micro-décharge électrique, on observe en un point du liquide, des ondes de pression dont l'origine est différente. Ainsi, la première onde que l'on observe correspond au scénario invoqué dans l'introduction de chapitre tandis que les ondes suivantes sont liées à la dynamique de la bulle et plus particulièrement à la phase d'implosion. Afin de comprendre le mécanisme de génération de ces ondes, nous devons préalablement rappeler ce qu'il advient d'une onde qui rencontre une interface et dans notre cas une interface liquide/gaz.

Ainsi sur la figure II-6 nous considérons une onde plane se propageant à incidence normale d'un milieu (1) vers un milieu (2), tous les deux homogènes, isotropes et d'impédances acoustique respectivement  $Z_1$  et  $Z_2$ . Lorsque l'onde arrive à l'interface de ces deux milieux, une partie de l'onde est réfléchiée et l'autre partie est transmise au milieu (2).

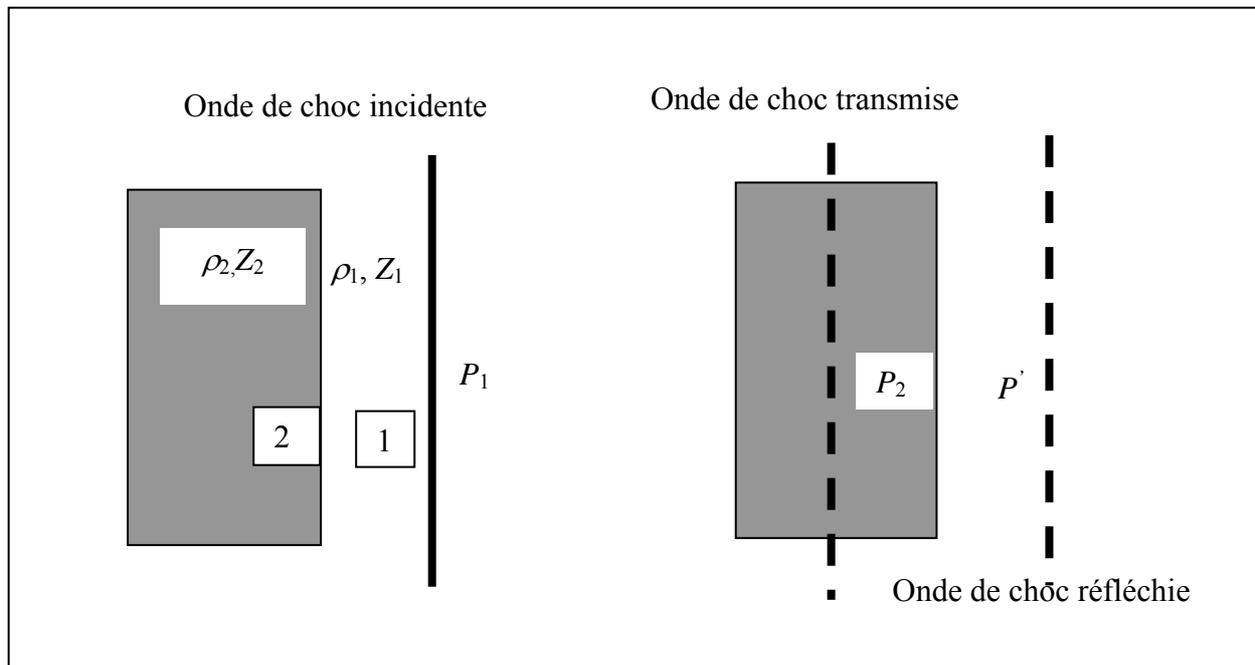


Figure II- 6 : transmission et réflexion d'une onde de choc plane à l'interface de deux milieux.

L'amplitude  $P_2$  de l'onde transmise et l'amplitude  $P'$  de l'onde réfléchiée sont déterminées telles que [Iss97] :

$$P_2 = \frac{2Z_2}{Z_1 + Z_2} P_1 \quad \text{et} \quad P' = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} P_1 \quad (\text{II-13}).$$

Deux cas limites se présentent alors :

➤  $Z_1 \gg Z_2$  ( $Z_2/Z_1 \ll 1$ ):

le milieu (1) peut être assimilé au liquide et le milieu (2) au gaz dans la bulle. Nous considérons le cas d'une onde de compression impactant la bulle. Dans cette configuration, l'onde réfléchie est une onde de détente ( $P' \approx -P_1$ ) et l'amplitude de l'onde transmise est pratiquement négligeable ( $P_2 \approx (2Z_2/Z_1)P_1$ ). La position du choc ( $P_2, u_2$ ) dans le milieu (2) résulte de l'intersection de la polaire de choc<sup>2</sup> de (2) avec la polaire des détentes réfléchies 1'. Sachant que 1' s'obtient en prenant la courbe symétrique de 1 par rapport à la verticale par le point ( $P_1, u_1$ ) (voir Fig. II-7(a)).

➤  $Z_2 \gg Z_1$ :

cette fois-ci, c'est le milieu (2) qui peut être assimilé au liquide et le milieu (1) au gaz dans la bulle, autrement dit on considère maintenant une onde de compression qui vient impacter le liquide depuis la bulle. Dans cette configuration, l'onde réfléchie dans la bulle est une onde de compression ( $P' \approx P_1$ ) et l'amplitude de l'onde transmise se trouve renforcée telle que  $P_2 = 2P_1$ . Le point ( $P_2, u_2$ ) est l'intersection de polaire de choc de (2) avec la polaire de chocs réfléchies 1''. De la même manière que 1' on obtient 1'' comme le montre la figure II-7(b).

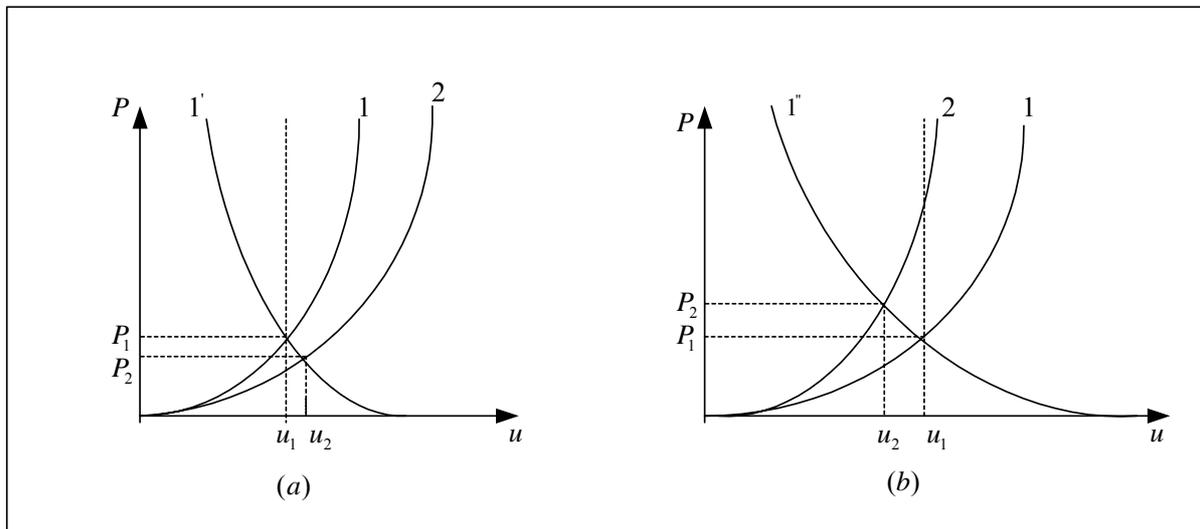


Figure II-7 : Représentation graphique de la transmission d'une onde de choc (compression) à l'interface de deux milieux.

<sup>2</sup> Polaire de choc est la courbe reliant pression et vitesse matière induite derrière l'onde de choc. L'impédance de choc (ou acoustique) du milieu a pour expression  $Z = \rho \cdot c \cdot D$ .

Ces quelques considérations peuvent permettre d'analyser la formation de l'onde de pression émise entre deux rebonds successifs de la bulle, c'est-à-dire en passant de la phase d'implosion à la phase d'expansion qui lui fait suite au cours de la dynamique de la bulle (voir chapitre VII).

## **II-7 Conclusion**

Dans ce chapitre nous avons résumé les principales propriétés des ondes de pression et des ondes de choc qui vont nous être utiles pour la suite de notre analyse : pour réaliser les bilans énergétiques nous ferons essentiellement appel à la relation (II-12) qui s'applique bien au cas des ondes acoustiques ou des ondes de chocs faibles observées dans le phénomène de micro-décharge électrique. Puisque l'autre aspect hydrodynamique du processus de micro-décharge électrique est l'apparition d'une bulle, nous allons examiner dans le chapitre suivant les différentes notions qui concernent ce processus.

## Rappels théoriques sur les mécanismes de formation d'une bulle et les modèles dynamiques associés

### III-1 Changement de phase liquide/gaz

La vaporisation est un phénomène thermodynamique qui caractérise la transition de l'état liquide à l'état gazeux d'un corps pur. Il existe une infinité de chemins thermodynamiques réversibles qui permettent de passer d'un état initial liquide à un état de vapeur, mais parmi ces innombrables chemins il en existe deux que l'on rencontre dans beaucoup de problèmes de changement d'état, qui sont appelés « ébullition » et « cavitation ». Ces deux chemins qui mènent à un état d'équilibre où deux phases coexistent se distinguent par les grandeurs thermodynamiques considérées comme constantes : ainsi on entend par phénomène d'ébullition un processus où la pression reste constante et par cavitation un phénomène local pour lequel la température reste constante. Ces deux phénomènes peuvent se représenter facilement dans un diagramme  $(P, T)$  (Fig. III-1).

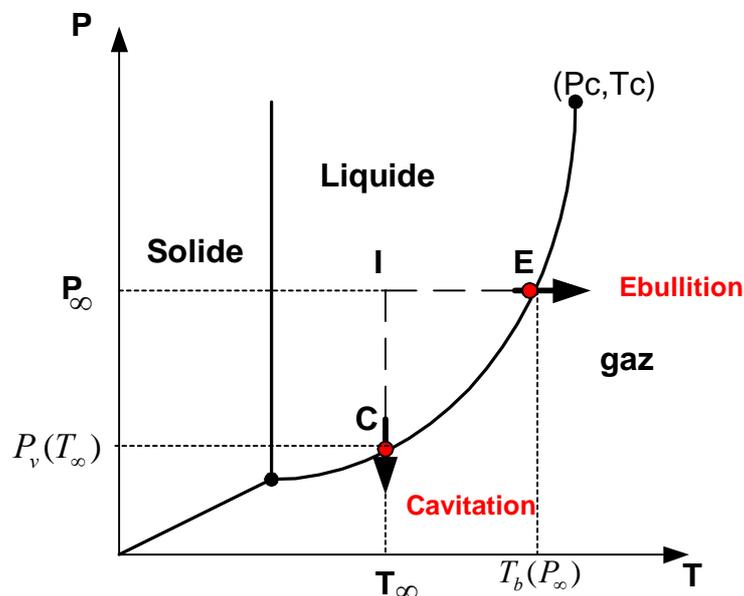


Figure III-1 : Diagramme thermodynamique  $(P, T)$ .

Le phénomène d'ébullition se rencontre dans de nombreuses applications industrielles (centrales nucléaires) ou grand public (réfrigérateurs), lorsque les flux thermiques à évacuer sont importants, car ce phénomène favorise les échanges de chaleur.

La cavitation est un phénomène généralement à éviter ou à retarder du fait de ses conséquences néfastes : érosion des parois, pertes de performances et bruit. Cependant pour certaines applications médicales, comme les lithotripteurs, on recherche l'apparition du phénomène de cavitation.

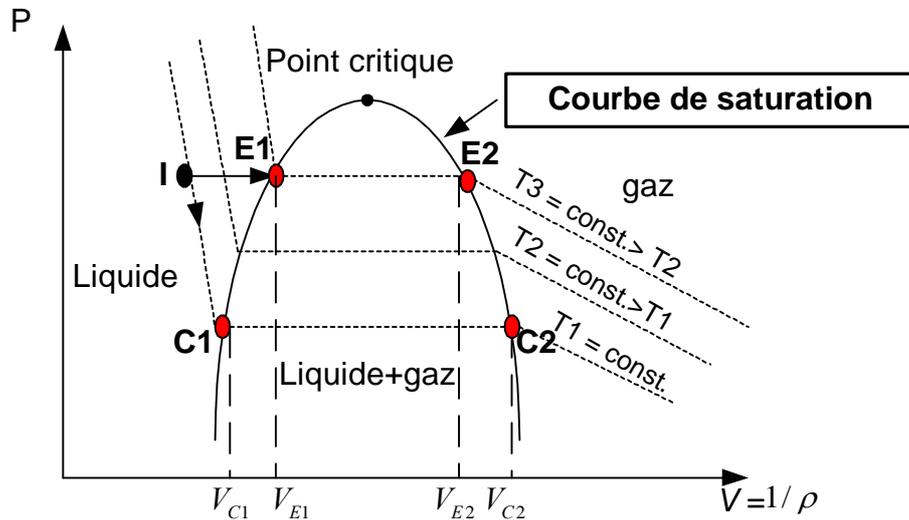


Figure III-2 : Diagramme P-V.

Les phénomènes d'ébullition et de cavitation s'accompagnent de variations de masse volumique du liquide dans le volume concerné par le changement d'état. Il est alors intéressant d'observer l'évolution de la masse volumique dans un diagramme Pression-Volume spécifique (voir Fig. III-2) : pour des conditions initiales identiques (point I), le volume spécifique de la vapeur  $V_{E2}$  générée par ébullition est plus petit que le volume spécifique de la vapeur  $V_{C2}$  engendrée par cavitation, autrement dit la masse volumique de la vapeur est plus élevée dans le phénomène d'ébullition que dans le phénomène de cavitation.

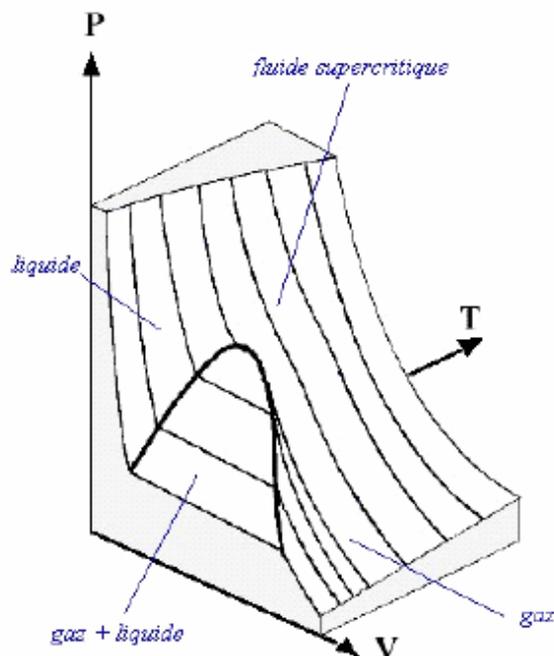
Ce qui distingue encore ces deux phénomènes c'est l'énergie qu'il faut fournir à la masse de fluide considérée, ainsi :

- Lorsqu'on réalise le chemin  $IE_2$ , la variation d'énergie interne  $U$  engendrée par l'apport d'énergie extérieure au système s'écrit :  $\Delta U_{eb} = \int_{T_\infty}^{T_b(P_\infty)} C_p dT + P_\infty (V_{E1} - V_\infty) + L_v(T_b)$ , où  $C_p$  représente la capacité calorifique à pression constante et  $L_v$  représente la chaleur latente de vaporisation à la température  $T_b(P_\infty)$ .
- Lorsqu'on réalise le chemin  $IC_2$ , on effectue une détente isotherme qui requiert d'effectuer sur le liquide le travail :  $\delta W = -\int_{P_\infty}^{P_v(T_\infty)} P dV$ , où  $V$  représente le volume spécifique. La

variation d'énergie interne  $U$  engendrée par l'apport d'énergie extérieure au système s'écrit alors :  $\Delta U_{Cav} = \delta W + T_\infty \int_{P_\infty}^{P_v(T_\infty)} (\partial P / \partial T)_v dV + L_v(T_\infty)$ , où  $L_v$  représente la chaleur latente de vaporisation à la température  $T_\infty$  ( $L_v(T_\infty) > L_v(T_b)$ ).

Pour évaluer ces grandeurs énergétiques, on constate qu'il faut connaître, dans ces deux exemples, l'évolution des coefficients thermodynamique  $C_p(T)$  et  $(\partial P / \partial T)_v$  ainsi qu'une relation entre la pression  $P$  et le volume spécifique  $V$  le long d'une isotherme.

Pour un corps pur, les grandeurs thermodynamiques  $P$ ,  $T$  et  $V$  ne sont pas toutes indépendantes, mais elles sont liées entre elles par une équation, généralement appelée « *équation d'état thermique* » ou « *équation caractéristique* », du type :  $f(P, V, T) = 0$ . Il en résulte que  $f(P, V, T) = 0$  peut être représentée dans l'espace  $(P, T, V)$  par une surface (Fig. III-3), ou une courbe si l'on suit un chemin isotherme, ou isobare ou encore isochore. Les digrammes P-V (Fig. III.1) et P-T (Fig. III.2) représentent donc des projections planes de la figure III-3. L'évolution du coefficient  $C_p(T)$  est quand à lui déterminée par une deuxième équation d'état, appelée généralement « *équation d'état de la chaleur* », telle que :  $l(U, V, T) = 0$ , où  $U$  représente l'énergie interne du fluide.



**Figure III-3 :** Surface caractéristique d'un corps pur. Le ligne noir en trait fort sépare le domaine de coexistence de deux phases tandis que les autres lignes parcourant toute la surface correspondent aux isothermes.

Le choix d'une équation d'état précise s'avère donc être déterminant pour l'évaluation des bilans énergétiques. Nous allons donc présenter ci-dessous les équations d'état thermiques les plus représentatives pour les processus engendrés par une micro-décharge électrique.

### III-1.1 Equation d'état des gaz parfaits

Le gaz parfait est un modèle thermodynamique décrivant le comportement de tous les gaz réels à basse pression. Ce modèle a été développé au XIX<sup>e</sup> suite aux observations que tous les gaz à basse pression suivent les lois de Boyle-Mariotte et de Gay-Lussac, quelle que soit la nature chimique du gaz ; la relation entre la pression et la température est, dans ces conditions, indépendant de la nature du gaz.

L'équation d'état **des gaz parfaits** s'écrit :

$$P\mathcal{V} = N\Re T$$

où :

- $P$  représente la pression (en Pascal)
- $\mathcal{V}$  représente le volume occupé par le gaz (en m<sup>3</sup>)
- $N$  représente le nombre de moles.
- $\Re$  représente la constante universelle des gaz parfaits :  $\Re = 8,314 \text{ J.K}^{-1}.\text{mol}^{-1}$
- $T$  représente la température absolue (en Kelvin).

On en déduit alors que  $T(\partial P/\partial T)_V = P$ . Il est par ailleurs important de rappeler que pour un gaz parfait l'énergie interne  $U$  est une fonction uniquement de la température, soit :  $U(U, T) = U(T)$ . Il en découle que la capacité calorifique  $C_p$  est une constante ou une fonction de la température uniquement.

### III-1.2 Equation d'état de Van der Waals

L'équation des gaz parfaits conduit à la conséquence absurde que lorsque la pression croît indéfiniment, le volume d'une masse constante de gaz tend vers zéro. En réalité, si la pression n'est plus très faible, le volume propre des molécules du gaz ne peut plus être négligé devant le volume  $\mathcal{V}$  qu'elles occupent. De plus, pour pouvoir se liquéfier, le gaz doit être composé de particules présentant des interactions attractives. A partir de ces remarques, Van der Waals introduit deux corrections à la loi des gaz parfaits:

1. Les molécules ont un volume non-nul et incompressible (volume exclu), par conséquent le volume disponible dans un récipient de volume  $\mathcal{G}_{\text{récipient}}$  contenant  $N$  moles de gaz est seulement :

$$\mathcal{G}_{\text{disponible}} = \mathcal{G}_{\text{récipient}} - Nb,$$

où  $b$  représente le volume total d'une mole de particules composant le système. L'équation d'état des gaz parfaits corrigée du volume occupé par les molécules, s'écrit alors :

$$P(\mathcal{G}_{\text{récipient}} - Nb) = N\mathcal{R}T.$$

2. Il existe des forces d'attraction entre les molécules. Le terme de pression  $P$  qui intervient dans l'équation d'état d'un gaz est, de façon rigoureuse, la pression qui confine les molécules dans le récipient de volume  $\mathcal{G}$ . En l'absence d'interactions, cette pression est identique à la pression appliquée à l'extérieur du récipient, soit  $P_{\text{ext}}$ . Les forces d'attraction entre molécules sont équivalentes à une pression "intérieure"  $P_{\text{int}}$  qui réduit la pression exercée par le gaz sur les parois du récipient. La pression que subit le gaz lui-même est  $P = P_{\text{ext}} + P_{\text{int}}$ . Pour que le gaz se comporte comme un gaz parfait lorsque le volume tend vers l'infini, le terme  $P_{\text{int}}$  doit être proportionnel à  $1/\mathcal{G}^2$ . L'équation d'état de Van der Waals s'obtient finalement en remplaçant  $P$  par  $(P_{\text{ext}} + P_{\text{int}})$  tel que  $P_{\text{int}} \propto 1/\mathcal{G}^2$ , d'où :

$$\left( P + \frac{aN^2}{\mathcal{G}^2} \right) (\mathcal{G} - Nb) = N\mathcal{R}T$$

En admettant que l'isotherme critique ( $T = T_c$ ) admet un point d'inflexion au point critique, l'équation de Van der Waals se réduit à une équation sans dimension et sans coefficient apparent ; c'est la loi des états correspondants. Ainsi, on obtient la relation suivante :

$$\left( \tilde{P} + \frac{3}{\tilde{V}^2} \right) (3\tilde{V} - 1) = 8\tilde{T},$$

où  $\tilde{P} = P/P_c$ ,  $\tilde{T} = T/T_c$  et  $\tilde{V} = V/V_c$ . On en déduit alors que  $(\partial\tilde{P}/\partial\tilde{T})_{\tilde{V}} = 8/(3\tilde{V} - 1)$ . La pression  $P$  étant une fonction linéaire de  $T$  à volume constant, il s'ensuit que  $C_p$  est une constante ou une fonction de la température uniquement, comme dans le cas des gaz parfaits.

### III-1.3 Equation d'état de TAIT modifiée

C'est l'équation d'état la plus couramment utilisée pour décrire la loi de comportement d'un liquide soumis à de fortes variations de pression. R.H.COLE [Col65] a préconisé

d'utiliser l'équation de TAIT modifiée pour le traitement des problèmes de détonation dans l'eau. Celle-ci s'écrit sous la forme suivante :

$$\frac{P+B}{P_{\infty}+B} = \left( \frac{\rho}{\rho_{\infty}} \right)^n \quad (\text{III-1}),$$

où  $n$  et  $B$  sont des constantes liées à la nature du liquide (par exemple  $n = 7,3$  et  $B = 305$  MPa pour l'eau ordinaire) et,  $P_{\infty}$  et  $\rho_{\infty}$  se réfèrent aux conditions normales.

En toute rigueur  $B$  n'est pas une constante, mais est une fonction de l'entropie. Cependant, dans notre domaine d'étude,  $B$  est assimilé à une constante.

Puisque cette équation est une équation d'état complète ( $P = P(V, S)$  avec  $B=B(S)$ ) et qu'elle représente le mieux un liquide soumis à de fortes variations de pression, on peut alors aisément déduire de cette équation l'expression de la vitesse du son  $c$ , soit :

$$c^2 = \left. \frac{dP}{d\rho} \right|_S = n \frac{(P_{\infty} + B)}{\rho_{\infty}} \left( \frac{\rho}{\rho_{\infty}} \right)^{n-1} = c_{\infty}^2 \left( \frac{\rho}{\rho_{\infty}} \right)^{n-1} \quad (\text{III-2}),$$

avec

$$c_{\infty}^2 = n \frac{(P_{\infty} + B)}{\rho_{\infty}} \quad (\text{III-3}),$$

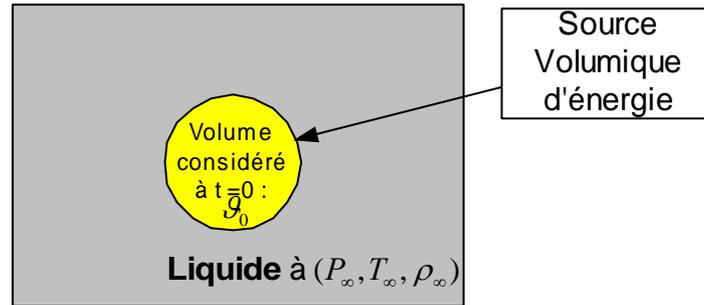
$c_{\infty}$  étant la vitesse du son dans le liquide dans les conditions normales.

En considérant  $B$  comme une constante, il est intéressant de remarquer que  $(\partial P / \partial T)_V = 0$ . Si on se réfère à la relation (2-17) donnée par Aitken[Ait98a] alors on obtient  $C_p = C_V = C_{ste}$ .

### III- 2 Génération d'une bulle par micro-décharge électrique

Si on se reporte au scénario développé dans l'introduction du chapitre 2, on admet que la naissance de la bulle apparaît à l'instant  $t = t_0$  avec le rayon  $r \approx r_0$ . Pendant le temps  $t_0$  ( $\approx$  qq ns) aucun phénomène dissipatif (viscosité et conductivité thermique) n'a eu le temps d'intervenir [Ait98a] de même que la masse volumique du fluide dans le volume  $\mathfrak{V}_0$  est en moyenne identique à celle du liquide environnant. L'analyse de la lumière émise montre que l'avalanche électronique entraîne une forte augmentation de la température, ce qui nous fait dire immédiatement que le phénomène de micro-décharge électrique est très éloigné du phénomène de cavitation. Le phénomène d'ébullition semble donc plus approprié pour décrire le phénomène de micro-décharge électrique. C'est à partir de cette constatation que le modèle

de Kattan-Denat a été développé (voir §III-3). Cependant ce modèle néglige toute variation de pression, or en s'appuyant sur le modèle du gaz parfait, il apparaît que l'élévation importante de température produit une élévation de pression dans le volume  $\mathcal{V}_0$ ; c'est cette élévation de pression qui va générer la première onde de choc émise dans le liquide. Afin de prendre en compte, entre autre, cette variation de pression, un autre modèle a été développé (modèle d'Aitken, voir §III-4). La Fig. III-4 représente, pour les deux modèles énoncés ci-dessus, le système que l'on va considérer.



**Figure III-4 :** Représentation du système pour toute la suite de l'étude : le centre de gravité du volume  $\mathcal{V}_0$  sera considéré comme fixe dans le référentiel du laboratoire.

L'objectif principal des deux modèles énergétiques développés ci-dessous consiste à pouvoir déterminer, à partir de la connaissance des conditions thermodynamiques initiales du liquide et de l'énergie injectée  $W_i$ , quel est le rayon maximum  $R_m$  de la bulle à l'instant  $t = t(R_m)$ . Ces deux modèles s'appuient sur une hypothèse commune que l'on justifiera dans le §III-5-4 : cette hypothèse consiste à admettre qu'à l'instant  $t = t(R_m)$ , la pression du fluide dans la bulle au niveau de l'interface est égale à la pression initiale  $P_\infty$ .

### III- 3 Modèle énergétique de Kattan-Denat

Dans ce modèle, on considère que le liquide contenu dans le volume  $\mathcal{V}_0$  est entièrement vaporisé, c'est-à-dire qu'il est porté à la température d'ébullition  $T_b$  correspondante à la pression appliquée  $P_\infty$  (Fig. III-5). En admettant de plus que le fluide du volume  $\mathcal{V}_0$  se comporte comme un gaz parfait, on peut alors calculer le rayon maximum, appelé ici  $R_w$ , de la bulle ainsi formée. Nous allons maintenant détailler les différentes étapes de la démonstration.

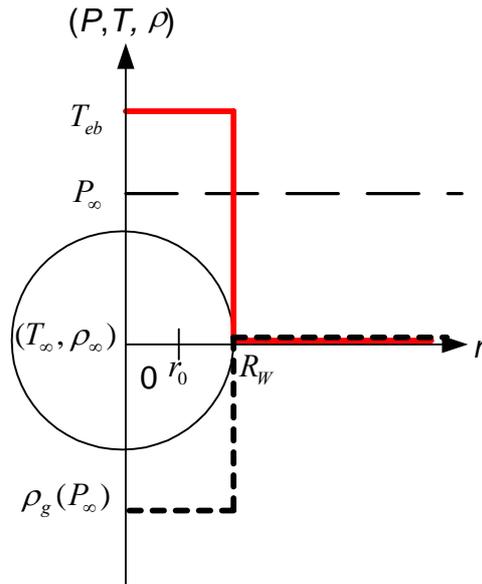


Figure III-5 : Représentation des grandeurs thermodynamiques ( $P, T, \rho$ ) dans la bulle à l'instant  $t = t(R_w)$ .

Nous avons vu dans le §III-1 que la quantité d'énergie nécessaire pour vaporiser une mole du liquide est donnée par l'expression suivante :

$$W_{eb} = \int_{T_\infty}^{T_b} C_p(T) dT + L_v(T_b) + P_\infty (\bar{\mathcal{G}}_{LS} - \bar{\mathcal{G}}_\infty) \quad (\text{III-4})$$

dans laquelle  $C_p(T)$  représente la capacité calorifique du liquide et  $L_v$  sa chaleur latente de vaporisation à  $T_b(P_\infty)$ . Les différentes grandeurs thermodynamiques sont calculés à partir d'expressions issues de l'ouvrage de Reid et al. [Rei87]. Pour la plage de pression et de température que nous pouvons explorer avec ce modèle, nous pouvons négliger totalement le terme  $P_\infty (\bar{\mathcal{G}}_{LS} - \bar{\mathcal{G}}_\infty)$  devant  $\int_{T_\infty}^{T_b} C_p(T) dT$  (voir tableau III-1).

$P_\infty$ (MPa)	$T_\infty$ (K)	$\frac{P_\infty (\bar{\mathcal{G}}_{LS} - \bar{\mathcal{G}}_\infty)}{\int_{T_\infty}^{T_b} C_p(T) dT}$ (%)
0,8	298	0,10
	323	0,12
	373	0,14
1,5	298	0,20
	323	0,26
	373	0,30

Tableau III-1 : Quelques valeurs du rapport  $P_\infty (\bar{\mathcal{G}}_{LS} - \bar{\mathcal{G}}_\infty) / \int_{T_\infty}^{T_b} C_p(T) dT$  pour différentes valeurs de pression et de température dans le n-pentane.

L'énergie injectée étant égale à  $W_i$ , on en déduit par conséquent que le nombre de moles  $N$  de vapeur générées s'écrit tel que :  $N=W_i/W_{eb}$ . Afin de relier l'énergie injectée au rayon maximum  $R_w$  atteint par la bulle, le modèle suppose de plus que la pression de vapeur à l'intérieur de la bulle pour  $R=R_w$  est égale à la pression  $P_\infty$  extérieure appliquée sur le liquide et que la vapeur se comporte comme un gaz parfait, d'où :

$$N = \frac{P_\infty \mathcal{G}_m}{\mathfrak{R} T_b} \quad (\text{III-5})$$

avec

$$\mathcal{G}_m = \frac{4\pi}{3} R_w^3 \quad (\text{III-6})$$

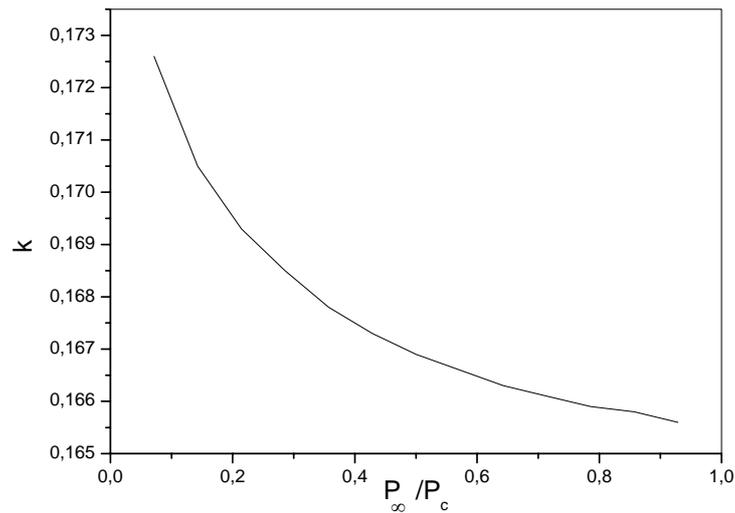
et  $\mathfrak{R}=8,314 \text{ J.K}^{-1}.\text{mol}^{-1}$  (constante des gaz parfaits). Le rayon maximum de la bulle  $R_w$  en fonction de l'énergie injectée  $W_i$  est alors déterminé par l'expression suivante :

$$R_m = k \left( \frac{W_i}{P_\infty} \right)^{1/3} = R_w \quad (\text{III-7})$$

dans laquelle  $k$  est un coefficient qui dépend des conditions initiales ( $P_\infty, T_\infty$ ) ainsi que des propriétés thermodynamiques du liquide selon l'expression :

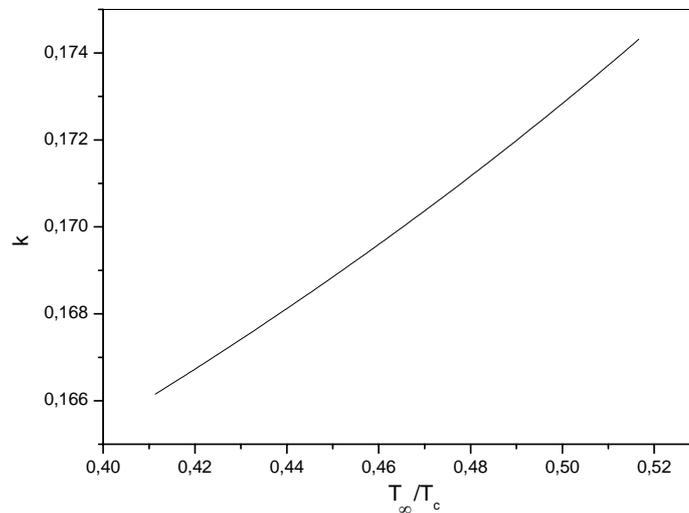
$$k(P_\infty, T_\infty) = \left[ (3/4\pi) \mathfrak{R} T_b (P_\infty) / W_{eb} \right]^{1/3} \quad (\text{III-8})$$

La figure III-6 montre l'évolution du coefficient  $k$  en fonction de la pression pour une température fixée à  $T_\infty = 24^\circ\text{C}$  dans le n-hexadécane. On observe alors que sur l'ensemble de la plage de pression pour laquelle ce modèle a un sens, le coefficient  $k$  subit une variation relative au maximum de 4% par conséquent pour une température fixée, on pourra considérer  $k$  comme ayant une valeur fixe indépendante de la pression telle que  $k_{moy} = 0,169$  dans le n-hexadécane. La même remarque vaut pour le n-pentane, mais le coefficient  $k$  prend une autre valeur moyenne telle que  $k_{moy} = 0,275$ .



**Figure III-6 : Variation du coefficient  $k$  en fonction de la pression réduite dans le n-hexadécane ( $T_\infty = 24^\circ\text{C}$ ).**

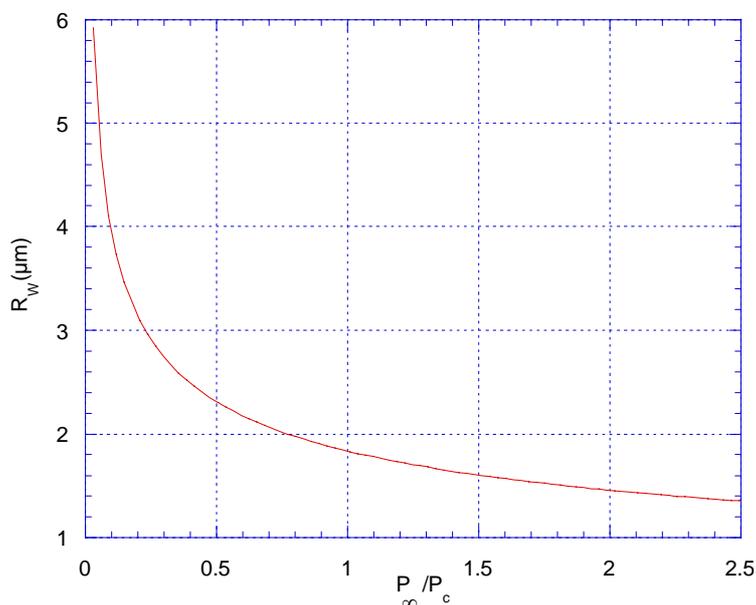
On peut également représenter l'évolution du coefficient  $k$  en fonction de la température du liquide pour une pression fixée. Comme le montre la figure III-7, l'amplitude de variation du coefficient  $k$ , pour la plage de température considérée, est identique à celle de la Fig. III-6, par conséquent on pourra considérer  $k$  comme constant dans le n-hexadécane pour la plage de pression et de température considérées.



**Figure III-7 : Variation du coefficient  $k$  en fonction de la température réduite dans le n-hexadécane ( $P_\infty = 1 \text{ MPa}$ ).**

En admettant le coefficient  $k$  comme une constante, alors la relation (III-7) montre que le rayon maximum  $R_w$  doit évoluer comme  $P_\infty^{-1/3}$  pour une énergie donnée  $W_i$  (Fig. III-8). C'est une loi de variation qui a été largement observée dans le cas du claquage laser [Buz71] et dans

le cas des explosions sous-marines [Col65], mais le coefficient  $k$  dans ces expériences était entièrement déterminé de manière empirique.



**Figure III-8 : Variation du rayon  $R_w$  en fonction de la pression réduite pour une température  $T_{\infty}=24^{\circ}\text{C}$  et une énergie  $W_i = 1 \text{ nJ}$  dans le n-pentane.**

Ce modèle énergétique de Kattan-Denat possède donc un profond intérêt puisqu'il permet de retrouver théoriquement une loi observée expérimentalement et il donne une expression permettant de calculer le coefficient  $k$  à partir de grandeurs thermodynamiques uniquement. Cependant nous montrerons dans le chapitre VI que ce modèle ne permet pas d'expliquer l'ensemble des observations expérimentales, en particulier au-delà de la pression critique du fluide. Certaines limites de ce modèle peuvent d'ores et déjà être pointées du doigt :

- L'homogénéité de la température et de la masse volumique dans la bulle ;
- Le coefficient  $k$  n'est plus défini au-dessus de la pression critique puisque l'intégrale dans la relation (III-1) n'est plus définie ;
- Ce modèle énergétique ne tient pas compte de l'énergie mécanique dépensée du fait de la variation de pression engendrée dans le plasma.

### III-4 Modèle énergétique d'Aitken et al.

Le modèle de Kattan-Denat semble en assez bon accord avec les expériences pour des conditions initiales de pression inférieures à  $P_c$ . Le modèle d'Aitken a surtout été développé pour prendre en compte ce qui se passe lorsque les conditions initiales sont supérieures à la pression critique  $P_c$ . Il permet d'évaluer plusieurs grandeurs thermodynamiques à différents

instants  $t$  ainsi que la répartition de l'énergie injectée suivant les différents modes d'énergie. Comme ce modèle nous servira pour l'interprétation de certains de nos résultats expérimentaux, nous allons maintenant rappeler ci-dessous les principaux résultats de ce modèle.

Ce modèle s'appuie d'une part sur une répartition non homogène (distribution gaussienne tronquée d'écart type  $\sigma$ ) de la température et de la pression jusqu'à l'instant  $t = t_0$  dans le volume  $\mathcal{G}_0$  et d'autre part sur les équations d'état de Mie-Grüneisen.

Le bilan d'énergie, sur le volume  $\mathcal{G}_0$ , obtenu à **partir** du premier principe de la thermodynamique peut s'écrire de manière simple sous la forme :

$$W_i = E_T + E_m \quad (\text{III-9})$$

Dans cette relation,  $E_m$  représente l'énergie mécanique emmagasinée (travail des forces de pression) et  $E_T$  l'énergie thermique (chaleur) apportée. Compte tenu de la chronologie des événements entre l'instant  $t = t_0$  et l'instant  $t = t(R_m)$ , il est facile de comprendre que l'énergie mécanique  $E_m$  va être dépensée d'une part pour la propagation de l'onde de choc et d'autre part pour l'expansion du volume  $\mathcal{G}_0$  (où  $r = r_0$ ) jusqu'à  $\mathcal{G} = \mathcal{G}_m$  (où  $r = R_m$ ). Etant donné que ces deux grandeurs énergétiques peuvent être évaluées expérimentalement, il est alors commode d'exprimer cette énergie mécanique  $E_m$  en fonction de l'énergie dissipée par l'onde de choc  $E_{sw}$  et de l'énergie dépensée pour l'expansion de la bulle  $E_b$ , ainsi :

$$E_m = E_{sw} + E_b \quad (\text{III-10}).$$

Maintenant en ce qui concerne l'énergie thermique, il apparaît qu'une partie de l'énergie thermique est absorbée par le liquide sous forme d'énergie interne  $E_{in} = \int_0^{\mathcal{G}_0} \langle \rho C_p \rangle \Delta T(r) d\mathcal{G}$  (où  $\langle \rho C_p \rangle$  représente la valeur moyenne de l'évolution de la grandeur  $\rho C_p$  pendant le temps d'injection  $\tau_i$ ), alors que le reste est emmagasinée sous forme de « chaleur latente de vaporisation »  $E_s = \int_0^{\mathcal{G}_0} \left[ \int_0^{\tau_i} \rho T \frac{\partial S}{\partial t} dt \right] d\mathcal{G}$  (où  $S$  représente ici l'entropie). On a donc  $E_T = E_{in} + E_s$ .

Finalement, le bilan d'énergie s'écrit de manière détaillé :

$$W_i = E_{in} + E_s + E_{sw} + E_b \quad (\text{III-11})$$

Cette répartition d'énergie est telle que l'énergie injectée  $W_i$  est transformée d'une part en énergie thermique qui élève la température du liquide de  $T_\infty$  à une valeur  $T_{m0} > T_\infty$  en  $r = 0$  et d'autre part en énergie mécanique qui élève la pression de  $P_\infty$  à  $P_{m0} > P_\infty$  en  $r = 0$ .

En prenant en compte un certain nombre d'approximations, le terme  $E_s$  peut être approché par la relation suivante :

$$E_s = \frac{1-T_r}{\gamma_0} W_i \quad (\text{III-12})$$

où  $T_r = T_\infty / T_c$  et  $\gamma_0$  représente le rapport des capacités calorifiques  $C_p / C_v$ . Il est important de remarquer que, contrairement au terme classique de chaleur latente de vaporisation  $L_v$ , le terme  $E_s$  est toujours présent quelle que soit la pression appliquée sur le liquide ; celui-ci devient nul lorsque la température  $T_\infty$  est égale à la température critique  $T_c$ . Pour une température donnée  $T_\infty$ , ce terme sera du même ordre de grandeur pour une famille de liquides : par exemple, en considérant  $T_\infty = 298$  K, on trouve  $E_s \sim 30\%$  de  $W_i$  avec  $\gamma_0 = 1,4$ .

Comme pour le modèle de Kattan-Denat, ce modèle permet, à partir de la connaissance des conditions thermodynamiques initiales du liquide et de l'énergie injectée  $W_i$ , de déterminer les différents termes énergétiques ainsi que diverses grandeurs intervenants dans la chronologie des événements tels que par exemple :

- 1) La pression  $P_{m0}$  maximale de l'onde de choc ainsi que la température  $T_{m0}$  maximale atteinte lors de la formation du plasma.
- 2) La pression  $P_{g0}$  et la température  $T_{g0}$  à l'intérieur de la bulle au moment de sa formation (Fig. III-9).
- 3) Le rayon maximum  $R_m$  atteint par la bulle tel que :  $R_m = \frac{3}{4\pi} \left( \frac{E_b}{P_\infty} \right)^{1/3}$ . Cette relation

s'appuie sur les hypothèses d'une part qu'à l'instant  $t = t(R_m)$ , la pression dans la bulle est égale à  $P_\infty$  et d'autre part que les mécanismes dissipatifs (viscosité et conductivité thermique) sont négligeables durant la phase d'expansion de la bulle (modèle de Rayleigh, voir §III-5-1). Dans ces conditions, si l'énergie initiale de la bulle  $E_b$  est indépendante de la pression alors on retrouve l'évolution inscrite sur la Fig. III-8. Le modèle montre que  $E_b$  dépend de manière non linéaire du paramètre élastique

$\Sigma = \frac{W_i / r_0^3}{\rho_\infty c_\infty^2}$ , qui est un paramètre adimensionnel évoluant peu (< 20%) dans la plage

de pression considérée.

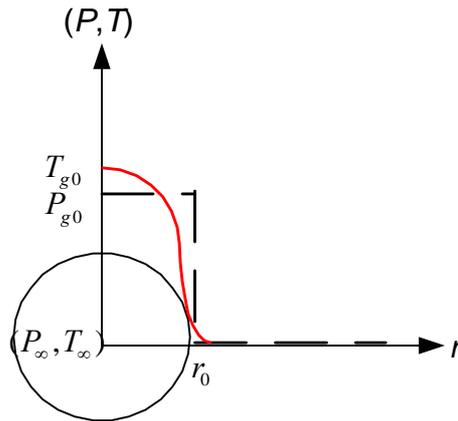


Figure III-9 : Représentation des grandeurs thermodynamiques  $(P, T)$  dans la bulle à l'instant  $t = t_0$ .

La vérification expérimentale complète de la validité de ce modèle nécessiterait la détermination expérimentale de nombreuses grandeurs qui ne sont malheureusement pas toutes accessibles à la mesure (par exemple  $P_{m0}$ ,  $T_{m0}$ ,  $P_{g0}$ ). En conséquence, les résultats des expériences concernant la dynamique des bulles (rayon maximum de la bulle  $R_{max}$ ,  $R(t)$ , etc.) et l'émission des ondes de choc/pression seront systématiquement confrontés aux prédictions de ce modèle.

### III-5 Rappels des principaux modèles de dynamique d'une bulle

Après avoir considéré la formation des bulles, nous allons étudier maintenant la dynamique de ces bulles. Cette phase dynamique correspond à la meilleure réponse que peut fournir le système pour revenir le plus rapidement possible vers l'équilibre initial.

La plupart des modèles théoriques décrivent le comportement d'une bulle unique plongée dans le volume infini d'un liquide au repos tel que la température et la pression soient uniformes loin de la bulle (c'est-à-dire pour  $r \rightarrow \infty$ ). De plus, on considérera que la bulle conserve toujours une géométrie sphérique.

Compte tenu du fait que dans nos expériences, on observe toujours une vitesse d'interface  $\dot{R}$  faible devant la vitesse du son du liquide ( $Ma \ll 1$ , voir Tableau III-2), on laissera de côté les modèles qui considèrent la compressibilité du liquide. Pour cette raison, nous allons considérer dans la suite de ce chapitre, uniquement les modèles où le liquide est admis comme incompressible.

$T$ (K)	$P_{\infty}$ (MPa)	$\dot{R}_{max}$ (m/s)	$c_{\infty}$ (m/s)	$Ma = \dot{R}_{max} / c_{\infty}$
298	1,0	129,3	1410,2	0,091
	3,2	64,2	1420	0,045
	4,4	57,2	1426,3	0,040
353	1,2	183,3	1145,3	0,160
	3,1	86	1157,9	0,074
	4,6	77,8	1166,8	0,066

Tableau III-2 : Quelques valeurs de vitesses maximales de l'interface observées pendant la phase d'implosion dans différentes conditions de pression et de température.

Les principaux modèles qui nous intéressent sont répertoriés dans le tableau III-3. Précisons que cette liste est non exhaustive car de nombreuses variantes de ces modèles existent.

Hypothèses	Rayleigh [Ray17]	Beeching [Bee42]	Poritsky [Por52]	Rayleigh- Plesset [Ple48]	Shima & Tomita [Shi75]	Nigmatulin et al. [Nig81]
Présence de gaz	<input checked="" type="checkbox"/>			<input checked="" type="checkbox"/>	<input checked="" type="checkbox"/>	<input checked="" type="checkbox"/>
Présence de vapeur $P_v(T_{\infty})$		<input checked="" type="checkbox"/>				
Transfert de chaleur						<input checked="" type="checkbox"/>
Vaporisation et condensation						<input checked="" type="checkbox"/>
Influence de la viscosité du liquide			<input checked="" type="checkbox"/>	<input checked="" type="checkbox"/>	<input checked="" type="checkbox"/>	<input checked="" type="checkbox"/>
Influence de la tension interfaciale		<input checked="" type="checkbox"/>				

Tableau III-3 : Propriétés prises en compte par les différents modèles considérés dans cette étude.

### III-5.1 Modèle de Rayleigh

Dès le début du vingtième siècle, John William Strutt, anobli sous le nom de Lord Rayleigh, a développé un modèle analytique de l'implosion d'une cavité sphérique vide dans un liquide. Bien que ce modèle possède un certain nombre d'imperfections, il contient cependant l'essentiel de la dynamique. C'est un modèle « fondateur » pour tous les autres

modèles auxquels nous allons faire référence. C'est pour cette raison qu'il est important de détailler les différentes étapes et les résultats de ce modèle.

En géométrie sphérique, la conservation de la masse (équation de continuité) pour un liquide incompressible impose que la divergence de la vitesse soit nulle, ce qui conduit à la relation suivante :

$$\frac{u}{U} = \frac{R^2}{r^2} \quad (\text{III-13})$$

où  $R$  représente le rayon de la bulle,  $U(R)$  la vitesse du liquide à l'interface et  $u$  la vitesse radiale du liquide à la distance  $r \geq R$  (voir Fig. III-10).

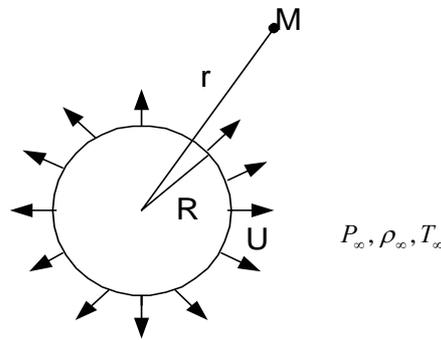


Figure III-10 : Bulle sphérique de rayon  $R$ .

L'équation de conservation de la quantité de mouvement radiale s'écrit pour un liquide newtonien incompressible (équation de Navier-Stokes en géométrie sphérique) :

$$\rho_\infty \left( \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} \right) = - \frac{\partial P_L}{\partial r} \quad (\text{III-14})$$

En utilisant la relation (III-13) afin d'éliminer  $u$  dans la relation (III-14), on obtient alors :

$$\frac{R}{r^2} [2\dot{R}U + R\dot{U}] - \frac{2}{r^5} R^4 U^2 = - \frac{1}{\rho_\infty} \frac{\partial P_L}{\partial r} \quad (\text{III-15})$$

où  $\dot{R} = dR/dt$  et  $\dot{U} = dU/dt$ . Lorsque l'on considère une bulle vide, la conservation de la masse à travers l'interface impose que  $U(R) = \dot{R}$ . En intégrant maintenant la relation (III-15) entre  $r = R$  (où  $P = P_{Li}$ ) et  $r \rightarrow \infty$  (où  $P = P_\infty$ ), on obtient :

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = \frac{P_{Li} - P_\infty}{\rho_\infty} \quad (\text{III-16})$$

Dans cette équation,  $P_{Li}$  représente la pression du liquide au niveau de l'interface. Or pour une bulle, la conservation de la quantité de mouvement normale à l'interface impose que  $P_{Li} = 0$ . Il en découle finalement que l'équation du mouvement de l'interface s'écrit simplement :

$$\ddot{R}R + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = -\frac{P_\infty}{\rho_\infty} \quad (\text{III-17})$$

Cette équation est communément appelée « *équation ou modèle de Rayleigh* ». En remarquant que  $R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = \frac{1}{2R^2} \frac{d}{dt}(R^3\dot{R}^2) = \frac{1}{2R^2} \frac{d}{dR}(R^3\dot{R}^2)$ , il est possible d'obtenir une intégrale première du mouvement, à partir de la relation (III-16) et en admettant que pour  $R = R_m$  on a  $U = \dot{R} = 0$ , telle que :

$$\boxed{\dot{R}^2 = \frac{2P_\infty}{3\rho_\infty} \left[ \left( \frac{R_m}{R} \right)^3 - 1 \right]} \quad (\text{III-18})$$

Pour  $\forall R \in ]0, R_m]$ , la relation (III-17) donne la vitesse de l'interface  $U$ . On observe immédiatement que si  $R \rightarrow 0$ , la vitesse de l'interface  $U$  tend vers l'infini. Cette impossibilité physique va conduire Lord Rayleigh à admettre qu'il faut considérer l'existence d'une pression interne dans la bulle qui ne soit ni nulle ni constante. Mais auparavant, il s'avère qu'en exprimant la vitesse  $U$  en terme du rayon  $R$  (c'est-à-dire  $U = dR/dt$ ), la relation (III-18) peut s'intégrer ( $t = 0$  pour  $R = R_m$ ) de telle sorte que l'on obtient l'équation complète du mouvement, ainsi :

$$t = \sqrt{\frac{3\rho_\infty}{2P_\infty}} \int_R^{R_m} \frac{R^{3/2} dR}{(R_m^3 - R^3)^{1/2}} = R_m \sqrt{\frac{3\rho_\infty}{2P_\infty}} \int_x^1 \frac{x^{3/2} dx}{(1-x^3)^{1/2}}$$

où  $x = R/R_m$ . En posant maintenant  $z = x^3$ , l'intégrale  $\int_x^1 \frac{x^{3/2}}{(1-x^3)^{1/2}} dx$  se transforme en

l'intégrale suivante :  $\frac{1}{3} \int_z^1 x^{-1/6} (1-x)^{-1/2} dx$  ; cette intégrale s'exprime, par définition, à partir de

la fonction bêta incomplète  $I_z(\frac{5}{6}, \frac{1}{2})$ . L'équation complète du mouvement pour  $R \in ]0, R_m]$

s'écrit finalement :

$$t = R_m \sqrt{\frac{\rho_\infty}{P_\infty}} \frac{\sqrt{\pi} \Gamma\left(\frac{5}{6}\right)}{\sqrt{6} \Gamma\left(\frac{4}{3}\right)} \left[ 1 - I_z\left(\frac{5}{6}, \frac{1}{2}\right) \right] \quad \text{avec } z = x^3 \quad (\text{III-19})$$

Dans cette relation,  $\Gamma(x)$  représente la fonction gamma, soit  $\Gamma(x) = \int_0^\infty t^{x-1} e^{-t} dt$ . La Fig. III-11 montre l'évolution du rayon calculé à partir de la relation (III-19).

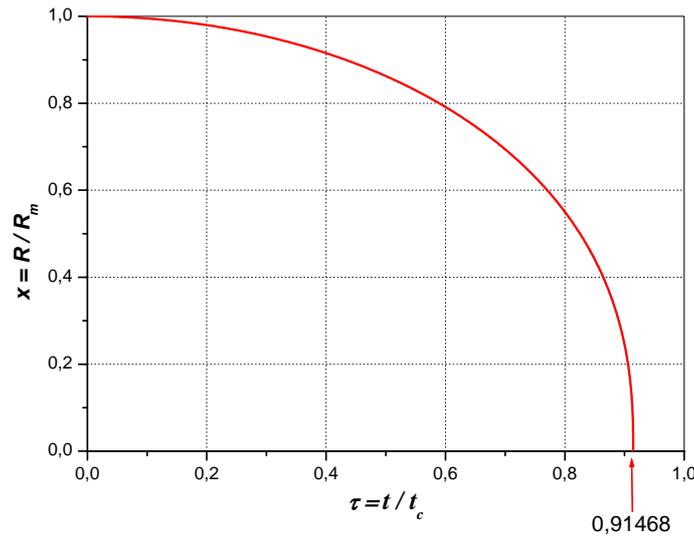


Figure III-11 : Représentation de la relation (III-19) en variables adimensionnelles ( $t_c = R_m \sqrt{\rho_\infty / P_\infty}$ ).

Il est intéressant de remarquer que la fonction  $I_z\left(\frac{5}{6}, \frac{1}{2}\right)$  ne présente pas de singularité pour  $z = 0$  (soit  $x = 0$ ). On peut alors déduire de la relation (III-19) la durée totale d'implosion de la bulle, soit en posant  $z = 0$  dans la relation (III-19), on obtient :

$$t_{imp} = R_m \sqrt{\frac{\rho_\infty}{P_\infty}} \frac{\sqrt{\pi} \Gamma\left(\frac{5}{6}\right)}{\sqrt{6} \Gamma\left(\frac{4}{3}\right)} = 0,91468 R_m \sqrt{\frac{\rho_\infty}{P_\infty}} \quad (\text{III-20})$$

Ce temps est habituellement appelé « **temps de Rayleigh** ». La relation (III-20) montre que si on connaît la pression et la masse volumique du liquide, on peut déterminer analytiquement le temps total d'implosion d'une bulle connaissant son rayon maximum et inversement si on connaît le temps total d'implosion, on peut déterminer son rayon maximum  $R_m$ .

Expérimentalement, on détermine le temps d'implosion de la bulle mais on ne possède pas en général de mesure spatiale du rayon par conséquent la relation de Rayleigh (III-20) fournit une méthode pour en déduire le rayon de la bulle à condition que les mécanismes qui contrôlent la dynamique de cette bulle expérimentale correspondent aux hypothèses du modèle de Rayleigh. Il est important ici de synthétiser les hypothèses qui conduisent donc à la relation (III-20) :

➤ Conservation de la masse :

- Pour le liquide : fluide parfait et incompressible.
- Pour l'interface : pas de masse ni de viscosité interfaciale.

- Pour la bulle : vide.
- Conservation de la quantité de mouvement :
  - Pour le liquide : fluide newtonien et effet de la gravité négligeable.
  - Pour l'interface : pas de viscosité et pas de tension interfaciale.

L'ensemble de ces hypothèses peuvent sembler assez loin de la réalité expérimentale. Il en est pour preuve que ce modèle ne peut pas expliquer l'apparition des rebonds successifs suite à la première implosion observée expérimentalement dans de nombreux cas. Il convient donc d'analyser les effets que peuvent produire l'introduction de nouvelles hypothèses sur la relation (III-20).

Ainsi que nous l'avons déjà mentionné, Rayleigh va introduire dans son modèle une pression de gaz incondensable  $P_g$  dans la cavité afin de palier l'inconvénient d'une vitesse d'interface infinie lorsque  $R \rightarrow 0$ . Cette hypothèse a pour effet de modifier uniquement l'équation de conservation de la quantité de mouvement normale à l'interface, ainsi  $P_{Li}(R) = P_g(R)$ . Rayleigh admet de plus que le gaz se comporte comme un gaz parfait isotherme par conséquent l'expression pour  $P_g(R)$  devient :

$$P_g(R) = P_{gm} \left( \frac{R_m}{R} \right)^3 \quad (\text{III-21}),$$

où  $P_{gm}$  représente la pression du gaz lorsque  $R = R_m$ . En introduisant cette expression dans la relation (III-16), l'intégrale première du mouvement s'écrit maintenant :

$$\dot{R}^2 = \frac{2P_\infty}{3\rho_\infty} \left\{ \left[ \left( \frac{R_m}{R} \right)^3 - 1 \right] - 3 \frac{P_{gm}}{P_\infty} \left( \frac{R_m}{R} \right)^3 \ln \left( \frac{R_m}{R} \right) \right\} \quad (\text{III-22})$$

Contrairement à l'expression (III-18), cette expression ne peut pas s'intégrer aisément sous forme analytique. Il convient alors de remarquer que la vitesse s'annule à chaque fois que l'on passe par le rayon maximum ou par le rayon minimum. Etant donné que l'on ne considère aucun phénomène dissipatif, il existe une seule valeur de rayon maximum représentée par  $R_m$ . On obtient alors le rayon minimum en cherchant  $R \neq R_m$  et  $R \neq 0$  tel que  $U = \dot{R} = 0$  dans (III-22), c'est-à-dire qu'il faut résoudre l'équation :

$$1 - z + \tilde{m} \ln(z) = 0 \quad \text{avec} \quad z = x^3 \quad \text{et} \quad \tilde{m} = P_{gm} / P_\infty \quad (\text{III-23}).$$

Pour une valeur de  $\tilde{m}$  donnée, cette équation se résout aisément numériquement, ainsi on peut déterminer la valeur du rayon minimum  $R_{min}$  (voir Fig III-12, pour que la bulle puisse imploser, il est nécessaire que  $\tilde{m} \leq 1$ ).

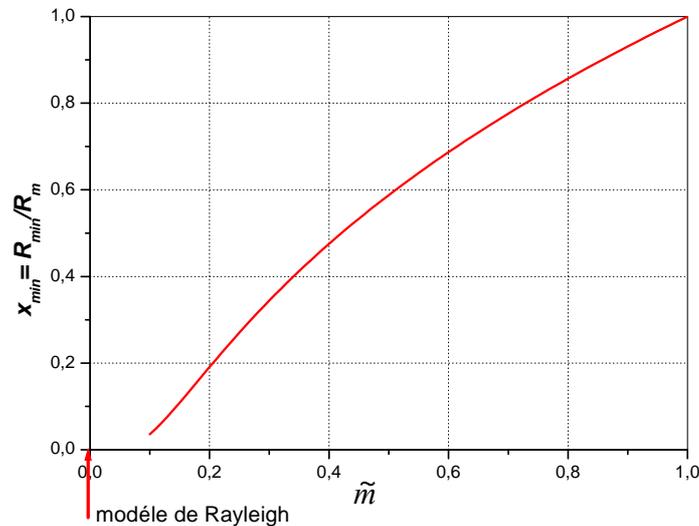


Figure III-12 : Evolution du rayon minimum en fonction du paramètre  $\tilde{m}$  .

Mais ce qui nous intéresse c'est de savoir comment l'introduction du paramètre  $\tilde{m}$  modifie le temps total d'implosion, c'est-à-dire le temps pour passer du rayon  $R_m$  au rayon  $R_{min} \neq 0$  ?

Une solution simple pour se rendre compte de l'effet de  $\tilde{m}$  c'est de rechercher à quel temps d'implosion le rayon  $R_{min}$  correspond-il dans la relation (III-19). On peut alors en déduire un écart entre ce temps  $t(R_{min})$  et le temps total d'implosion donné par la relation (III-20). Cet écart est tracé sur la Fig III-13 pour différentes valeurs de  $\tilde{m}$  : on observe que pour  $m > 0,5$ , on obtient un écart qui devient a priori non négligeable (>10 %).

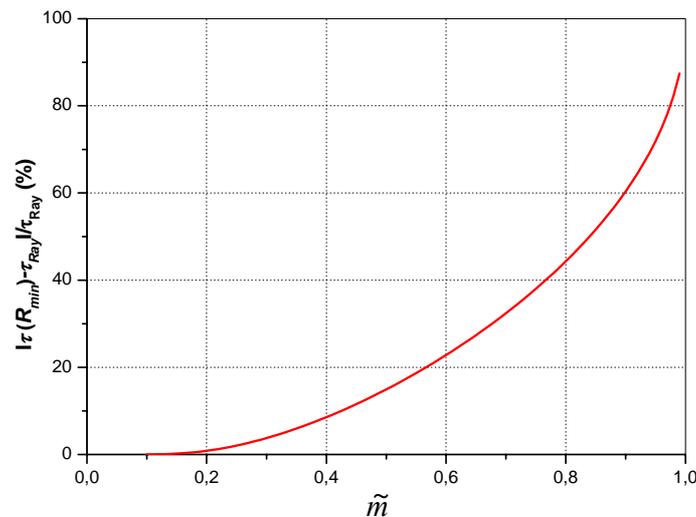


Figure III-13 : Evolution (en valeur absolue) de l'écart au temps de Rayleigh pour différentes valeurs de  $\tilde{m}$  .

Il est alors facile de recommencer cette démarche en considérant non plus une évolution isotherme du gaz parfait mais une évolution adiabatique. Il s'ensuit que la pression de gaz s'écrit maintenant :

$$P_g(R) = P_{gm} \left( \frac{R_m}{R} \right)^{3\gamma_0} \quad (\text{III-24}),$$

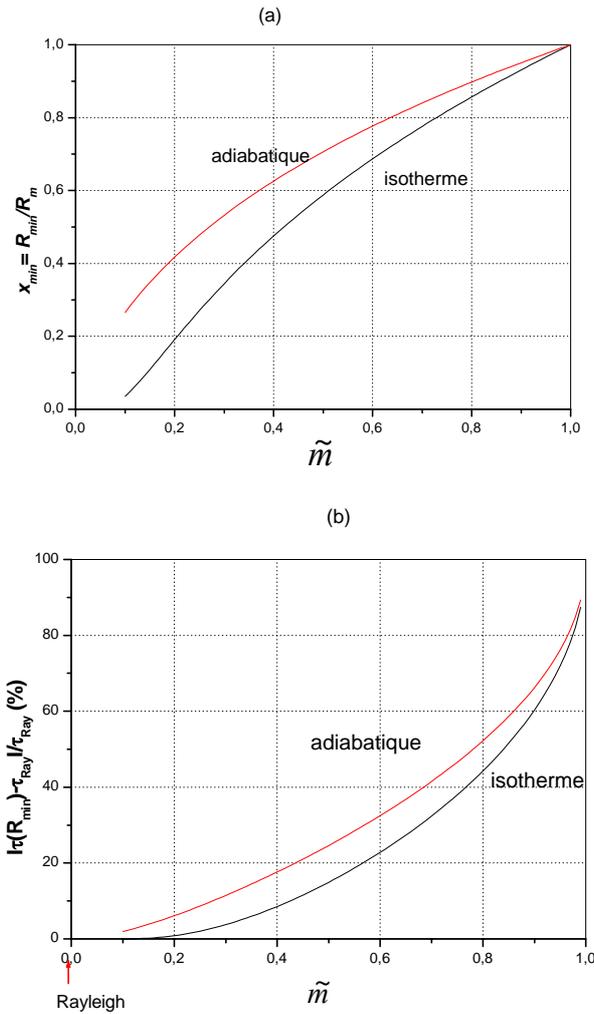
où  $\gamma_0$  représente l'exposant adiabatique. L'expression (III-22) devient :

$$\dot{R}^2 = \frac{2P_\infty}{3\rho_\infty} \left\{ \left[ \left( \frac{R_m}{R} \right)^3 - 1 \right] - \frac{\tilde{m}}{\gamma_0 - 1} \left( \frac{R_m}{R} \right)^3 \left[ \left( \frac{R_m}{R} \right)^{3(\gamma_0 - 1)} - 1 \right] \right\} \quad (\text{III-25})$$

Dans le cas particulier où  $\gamma_0 = 4/3$ , D.R. Childs [Chi73] a obtenu une expression analytique de la période d'oscillation de la bulle sous la forme d'intégrales elliptiques de deuxième espèce. Mais pour le cas général, nous allons procéder comme dans le cas isotherme, c'est-à-dire on commence par rechercher la valeur du rayon minimum. Le rayon minimum s'obtient en recherchant  $R \neq R_m$  et  $R \neq 0$  tel que  $U = \dot{R} = 0$  dans (III-25) ; pour cela il faut résoudre l'équation suivante :

$$1 - z - \frac{\tilde{m}}{\gamma_0 - 1} \left[ z^{1-\gamma_0} - 1 \right] = 0 \quad \text{avec} \quad z = x^3 \text{ et } \tilde{m} = P_{gm} / P_\infty \quad (\text{III-26}).$$

Les Fig. III-14(a) et (b) montrent la différence obtenue entre une évolution isotherme et adiabatique du gaz incondensable.



**Figure III-14 : (a) rayon minimum en fonction du paramètre  $\tilde{m}$  . (b) écart en valeur absolue au temps de Rayleigh pour différentes valeurs de  $\tilde{m}$  . (isotherme et adiabatique). ( $\tau(R_{min}) < \tau_{ray}$ )**

A la lumière des écarts obtenus par rapport au temps de Rayleigh, on déduit que déterminer le rayon maximum à partir de la relation (III-20) en prenant le temps d'implosion défini par le rayon minimum va conduire à sous-estimer le rayon maximum. Mais, il convient d'observer que dans les relations (III-22) et (III-25), la présence de gaz incondensable conduit à l'apparition d'un terme qui a pour effet de diminuer la vitesse par rapport à la relation (III-18) et par conséquent on s'attend à ce que la bulle mette plus de temps pour atteindre le rayon minimum. Ceci a donc pour effet de compenser l'erreur commise précédemment et on s'aperçoit que déterminer le rayon maximum à partir de la relation (III-20) en prenant le temps d'implosion défini par le rayon minimum constitue finalement un bon compromis (voir Fig. III-15).

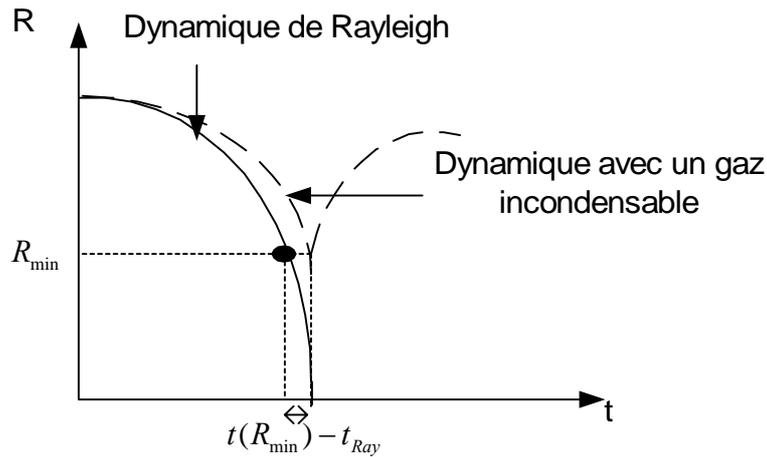


Figure III-15 : Schéma superposant la dynamique de Rayleigh et de la dynamique en présence d'un gaz incondensable.

Le modèle de Rayleigh fournit encore deux résultats importants, ce sont la définition d'une longueur caractéristique  $R_{Rayl}$  et d'un temps caractéristique  $t_{Rayl}$  tels que :

$$R_{Rayl} = R_m \quad \text{et} \quad t_{Rayl} = R_{Rayl} \sqrt{\frac{\rho_\infty}{P_\infty}} \quad (\text{III-27})$$

### III-5.2 *Modèle de Beeching*

Un autre mécanisme physique qui peut intervenir sur le temps d'implosion est l'effet de la tension interfaciale. Bien que la notion classique de tension interfaciale ne soit plus définie au delà de la pression critique, on sait que c'est un effet qui est d'autant plus important que la taille de la bulle est petite. On ne peut donc pas a priori le négliger.

Cet effet de tension interfaciale a été introduit par Beeching, pour l'étude du problème d'érosion de cavitation, étude dans laquelle il se trouve contraint dans une discussion avec Mr. Bottomley de développer sa modélisation de la dynamique d'une bulle de vapeur ; il introduit pour cela le terme de tension interfaciale à partir de l'équation de conservation de l'énergie, mais par souci de continuité dans notre démarche nous allons nous raccrocher au modèle précédent. En admettant que la masse volumique de la vapeur est négligeable devant celle du liquide et que la vitesse de la vapeur à l'interface est elle aussi négligeable devant la vitesse même de l'interface, la seule modification apportée par rapport au modèle précédent concerne l'équation de conservation de la quantité de mouvement normale à l'interface, soit

$P_{Li} = P_v(T_\infty) - \frac{2\sigma}{R}$  où  $\sigma$  représente le coefficient de tension interfaciale. La pression de

vapeur étant une constante, on peut alors en déduire, comme dans le modèle précédent, une intégrale première du mouvement, telle que :

$$\dot{R}^2 = \frac{2}{3} \frac{P_\infty - P_v(T_\infty)}{\rho_\infty} \left\{ \left[ \left( \frac{R_m}{R} \right)^3 - 1 \right] + \frac{3}{2} \frac{2\sigma}{R_m [P_\infty - P_v(T_\infty)]} \left( \frac{R_m}{R} \right) \left[ \left( \frac{R_m}{R} \right)^2 - 1 \right] \right\} \quad (\text{III-28})$$

On observe tout d'abord que le terme  $P_\infty$  se trouve diminué de la pression de vapeur  $P_v(T_\infty)$  et d'autre part que l'effet de la tension interfaciale va dans le sens d'une augmentation de la vitesse d'interface par rapport à l'équation (III-18), autrement dit on s'attend à ce que le temps total d'implosion soit inférieur au temps décrit par la relation (III-20) pour un même rayon maximum  $R_m$ . Dans nos expériences de micro-décharge électrique d'une part la pression de vapeur  $P_v(T_\infty)$  est toujours très petite devant la pression hydrostatique appliquée  $P_\infty$  et d'autre part le milieu à l'intérieur de la bulle n'est pas représenté par un état de vapeur à la pression  $P_v(T_\infty)$ , par conséquent on omettra systématiquement ce terme dans la suite.

Comme pour les relations (III-22) et (III-25), il apparaît dans la relation (III-28) un paramètre adimensionnel que l'on appelle « nombre de Weber » défini tel que :  $We = \frac{2\sigma}{R_m P_\infty}$ .

Compte tenu de ce que nous venons de dire la relation (III-28) s'écrit plus simplement :

$$\dot{R}^2 = \frac{2}{3} \frac{P_\infty}{\rho_\infty} \left\{ \left[ \left( \frac{R_m}{R} \right)^3 - 1 \right] + \frac{3}{2} We \left( \frac{R_m}{R} \right) \left[ \left( \frac{R_m}{R} \right)^2 - 1 \right] \right\} \quad (\text{III-29})$$

Cette équation ne peut malheureusement pas s'intégrer facilement de manière à obtenir une solution analytique du mouvement de l'interface comme c'est le cas avec la relation (III-18).

Afin de simplifier l'écriture et l'analyse, il est plus commode de réécrire l'équation précédente entièrement sous forme adimensionnelle. Pour cela, on utilise les grandeurs caractéristiques (III-27). Ainsi on pose :

$$x = \frac{R}{R_{Rayl}} \quad \text{et} \quad \tau = \frac{t}{t_{Rayl}} = \frac{t}{R_{Rayl} \sqrt{\rho_\infty / P_\infty}}$$

d'où  $U^* = \frac{dx}{d\tau} = U \sqrt{\frac{\rho_\infty}{P_\infty}}$ . On obtient alors :

$$\underbrace{\frac{3}{2} \frac{x^3}{1-x^3} U^{*2}}_{\text{Solution de Rayleigh}} = 1 + \frac{3}{2} We \frac{1-x^2}{1-x^3} = 1 + \frac{3}{2} We \frac{x+1}{x^2+x+1} \quad (\text{III-30})$$

Afin de simplifier encore l'écriture, on pose :  $S = \frac{3}{2} We$ . Pour  $x \in [0,1]$ , on peut remplacer la fraction  $\frac{x+1}{x^2+x+1}$  par l'approximation suivante :  $1 - \frac{1}{2}x^3$  (voir Fig. III-16). Ceci permet de réduire l'équation (III-30) à une forme intégrable, sans trop dénaturer l'effet de la tension interfaciale, ainsi on se propose de résoudre l'équation :

$$\frac{3}{2} \frac{x^3}{1-x^3} U^{*2} = 1 + S - \frac{S}{2} x^3 \quad (III-31)$$

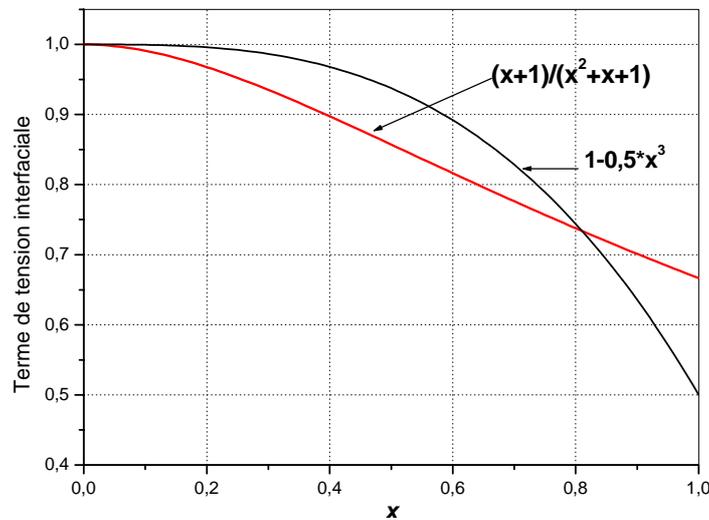


Figure III-16 : Comparaison du terme représentant la tension interfaciale avec son approximation.

En exprimant la vitesse  $U^*$ , la relation (III-30) devient :

$$d\tau = \underbrace{\sqrt{\frac{3}{2}} \frac{x^{3/2}}{(1-x^3)^{1/2}}}_{\text{Solution de Rayleigh}} \frac{1}{\left(1 + S - \frac{S}{2} x^3\right)^{1/2}} dx.$$

En posant  $z = x^3$ , l'intégration de cette équation entre  $z = 1$  et  $z = 0$  conduit à la solution suivante :

$$\tau_{imp} = \frac{\sqrt{6\pi} \Gamma\left(\frac{11}{6}\right)}{5 \Gamma\left(\frac{4}{3}\right)} \frac{{}_2F_1\left(\frac{5}{6}, \frac{1}{2}, \frac{4}{3}, c\right)}{\sqrt{1+S}} \quad \text{avec} \quad c = \frac{1}{2} \frac{S}{1+S} \quad (III-32)$$

où le symbole  ${}_2F_1$  représente la fonction hypergéométrique

$${}_2F_1(a, b, c, z) = \frac{\Gamma(c)}{\Gamma(b)\Gamma(c-b)} \int_0^1 t^{b-1} (1-t)^{c-b-1} (1-tz)^{-a} dt. \quad \text{Pour } S = 0 \quad (c = 0),$$

$${}_2F_1(5/6, 1/2, 4/3, 0) = 1 \quad \text{et on trouve } \tau_{imp} = \frac{\sqrt{6\pi} \Gamma\left(\frac{11}{6}\right)}{5 \Gamma\left(\frac{4}{3}\right)} = 0,91468, \text{ c'est-à-dire exactement le}$$

temps adimensionnel total d'implosion donné par la relation (III-20). La Fig III-17 illustre l'évolution du temps d'implosion donné par la relation (III-32) par rapport au temps total d'implosion de Rayleigh en fonction du nombre de Weber : on observe bien que l'écart augmente lorsque le nombre de Weber augmente mais on note également que l'effet de la tension interfaciale est un effet modéré puisqu'au plus cela représente un écart inférieur à 30%.

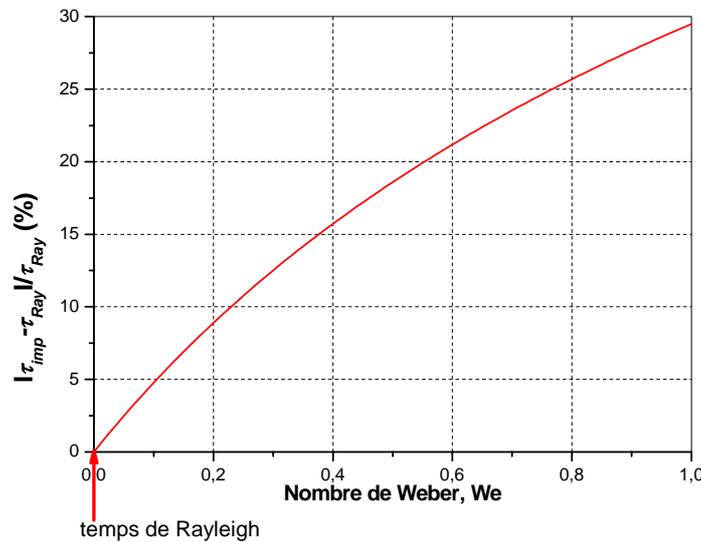


Figure III-17 : Evolution (en valeur absolue) de l'écart au temps de Rayleigh en fonction du nombre de Weber We.

### III-5.3 Modèle de Poritsky

Parmi les deux liquides étudiés, il s'avère que le n-hexadécane possède une viscosité treize fois plus grande que celle du n-pentane, autrement dit il convient d'étudier les répercussions d'un tel paramètre sur le temps d'implosion de la bulle. L'influence de la viscosité du liquide sur la dynamique de la bulle a été étudié pour la première fois par Poritsky en 1952.

Poritsky comme Beeching considère une bulle remplie de vapeur à la pression  $P_v(T_\infty)$  et il admet que la masse volumique de la vapeur est négligeable devant celle du liquide, de même que la vitesse de la vapeur à l'interface est elle aussi négligeable devant la vitesse même de l'interface, par conséquent la seule modification apportée par rapport au modèle de Rayleigh

concerne l'équation de conservation de la quantité de mouvement normale à l'interface, soit en négligeant  $P_v(T_\infty)$ , on a :  $P_{Li} = -4\mu \frac{U}{R}$  où  $\mu$  représente la viscosité dynamique du liquide.

En prenant en compte cette expression, la relation (III-16) s'écrit :

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 + \frac{4\mu}{\rho_\infty} \frac{\dot{R}}{R} = -\frac{P_\infty}{\rho_\infty} \quad (\text{III-33})$$

Cette équation ne conduit malheureusement pas à une solution analytique. Mais en suivant la démarche réalisée pour les modèles précédents et en l'associant à celle de Levkovskii & Il'In [Lev68], on peut obtenir une relation approchée montrant l'effet de la viscosité. A partir de la relation (III-33), on peut déduire l'équation suivante :

$$\underbrace{\frac{d}{dR}(R^3 \dot{R}^2)}_{\text{Equation de Rayleigh}} = -2 \frac{P_\infty}{\rho_\infty} R^2 - 8\nu R\dot{R} \quad (\text{III-34})$$

où  $\nu = \mu/\rho_\infty$  représente la viscosité cinématique du liquide. Cette équation n'est pas intégrable analytiquement mais comme l'influence de la viscosité est d'autant plus importante que le rayon est petit, Levkovskii & Il'In admettent que l'on peut approcher le terme en utilisant la vitesse donnée par la relation (III-18) de telle sorte que :

$$8\nu R\dot{R} \approx -8\sqrt{\frac{2}{3}}\nu \sqrt{\frac{P_\infty}{\rho_\infty}} R_m \sqrt{\frac{R_m}{R}}.$$

Le signe négatif dans le membre de droite provient du fait que l'on s'intéresse à la phase d'implosion de la bulle par conséquent la vitesse d'interface  $\dot{R} = U$  est négative. Faire cette approximation revient à exagérer l'effet de la contrainte visqueuse puisque l'on s'attend à ce que l'effet de la viscosité réduise la vitesse d'interface par rapport à la relation (III-18). En utilisant maintenant l'approximation ci-dessus, l'intégration de la relation (III-34) entre  $R_m$  et  $R$  conduit à une expression approchée de la vitesse d'interface  $\dot{R}$ , telle que :

$$\dot{R}^2 = \frac{2}{3} \frac{P_\infty}{\rho_\infty} \left\{ \left[ \left( \frac{R_m}{R} \right)^3 - 1 \right] - \frac{8\sqrt{6}}{\text{Re}} \left( \frac{R_m}{R} \right)^3 \left[ 1 - \sqrt{\frac{R}{R_m}} \right] \right\} \quad (\text{III-35})$$

où  $Re$  est un nombre adimensionnel dénommé « nombre de Reynolds » tel que :

$$Re = \frac{R_m \sqrt{P_\infty / \rho_\infty}}{\nu} = \frac{R_m \sqrt{\rho_\infty P_\infty}}{\mu}$$

A travers l'expression (III-35), on observe bien que l'effet de la viscosité contribue à diminuer la vitesse de l'interface. La relation (III-35) peut encore s'écrire sous la forme adimensionnelle suivante :

$$\frac{3}{2} \frac{x^3}{1-x^3} U_{*2} = 1 - \frac{8\sqrt{6}}{Re} \frac{1-x^{1/2}}{1-x^3} \quad (III-36)$$

Cette équation ne conduit pas à une solution analytique, sauf dans le cas où on admet que la viscosité intervient essentiellement lorsque  $x \ll 1$  par conséquent on simplifie le rapport  $\frac{1-x^{1/2}}{1-x^3}$  en le posant égal à 1 ; c'est une grossière approximation mais dans ce cas l'intégration de la relation (III-36) entre  $x = 0$  et  $x = 1$  peut se faire et elle conduit à l'expression du temps total d'implosion, tel que :

$$\tau_{imp} = \frac{1}{\sqrt{1-C}} \frac{\sqrt{\pi} \Gamma\left(\frac{5}{6}\right)}{\underbrace{\sqrt{6} \Gamma\left(\frac{4}{3}\right)}_{\text{Temps d'implosion de Rayleigh (III-20)}}} \quad (III-37)$$

où  $C = 8\sqrt{6}/Re$ . Il est bon de noter que cette expression n'a théoriquement de sens que pour  $C < 1$ , autrement dit tant que  $Re > 8\sqrt{6} \approx 19,6$ . La Fig. III-18 montre l'évolution du temps total d'implosion par rapport au temps total d'implosion de Rayleigh en fonction du nombre de Reynolds selon la relation (III-37) : on observe bien que le temps d'implosion se met à augmenter rapidement lorsque le nombre de Reynolds devient inférieur à 50.

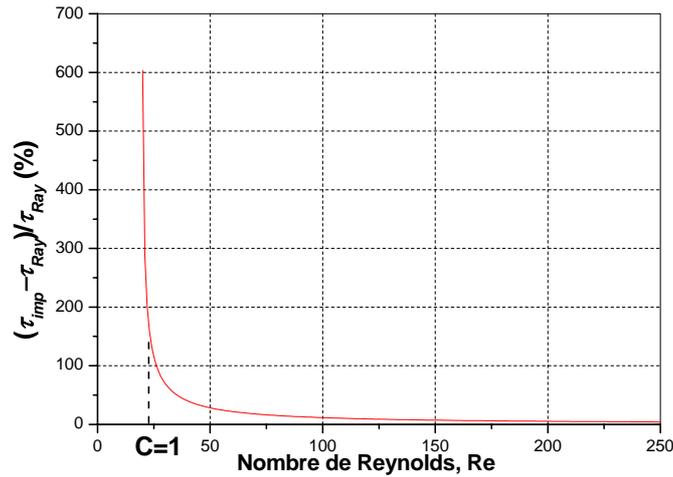


Figure III-18 : Evolution de l'écart au temps de Rayleigh en fonction du nombre de Reynolds  $Re$  ( $Re \rightarrow \infty$  correspond au modèle de Rayleigh).

Lorsque le paramètre adimensionnel  $C$  devient supérieur ou égal à 1, la relation (III-37) n'a plus de sens. Les études numériques de Poritsky et de Zababakhin [Zab60] ainsi que l'analyse théorique de Shu [Shu52] ont effectivement montré qu'il existe une valeur du paramètre  $C$  ou du nombre de Reynolds pour laquelle on obtient une séparation entre un domaine où le temps d'implosion est fini et un domaine où le temps d'implosion est infini. La valeur du nombre de Reynolds critique obtenue par Poritsky est  $Re_c = 8,7$  ( $C = 2,25$ ) tandis que celle obtenue par Zababakhin est  $Re_c = 8,4$  ( $C = 2,33$ ). Au delà de cette valeur critique, les effets inertiels sont dominants tandis qu'en deçà ce sont les effets visqueux qui contrôlent l'implosion de la bulle.

Ce nombre de Reynolds critique peut encore se traduire en terme de rayon critique  $R_c$  de la bulle tel que :

$$R_c = 8,4\mu / \rho_\infty \sqrt{\frac{\rho_\infty}{P_\infty}} \quad (\text{III-38})$$

Il est encore important de noter que Poritsky a montré que les effets de la viscosité se font essentiellement sentir pendant la phase d'implosion de la bulle, en revanche ceux-ci interviennent peu pendant la phase d'expansion qui reste dominée par l'inertie du liquide.

$T$ (K)	$P_{\infty}$ (MPa)	Re	
		n-pentane	n-hexadécane
298	0,8	198,25	21,70
	4,0	220,67	23,02
	6,5	228,34	26,36
330	0,8	285,74	25,13
	4,0	350,08	33,71
	6,5	365,31	38,61

Tableau III-4 : valeurs du nombre de Reynolds pour différentes conditions rencontrées expérimentalement dans le n-pentane et le n-hexadécane.

### III-5.4 Modèle de Rayleigh-Plesset

Ayant étudié dans les paragraphes précédents différents mécanismes physiques qui peuvent altérer la dynamique de la bulle par rapport au modèle de Rayleigh, on peut dès lors regrouper tous ces effets dans un modèle plus complet habituellement appelé « modèle de Rayleigh-Plesset ». Tous les phénomènes physiques pris en compte par rapport au modèle de Rayleigh interviennent uniquement sur l'équation de conservation de la quantité de mouvement normale à l'interface. En omettant la pression de vapeur  $P_v(T_{\infty})$ , cette équation de conservation de la quantité de mouvement normale à l'interface s'écrit :

$$P_{Li} = P_{gm} \left( \frac{R_m}{R} \right)^{3\gamma} - \frac{2\sigma}{R} - 4\mu \frac{U}{R} \quad (\text{III-39})$$

En développant cette expression dans la relation (III-33), on obtient l'équation dite de Rayleigh-Plesset, soit :

$$\boxed{R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 + 4\nu\frac{\dot{R}}{R} = \frac{1}{\rho_{\infty}} \left[ P_{gm} \left( \frac{R_m}{R} \right)^{3\gamma} - \frac{2\sigma}{R} - P_{\infty} \right]} \quad (\text{III-40})$$

L'équation de Rayleigh-Plesset permet de décrire qualitativement la dynamique des bulles observées expérimentalement mais se trouve être incapable de la décrire quantitativement (voir Fig. III-19).

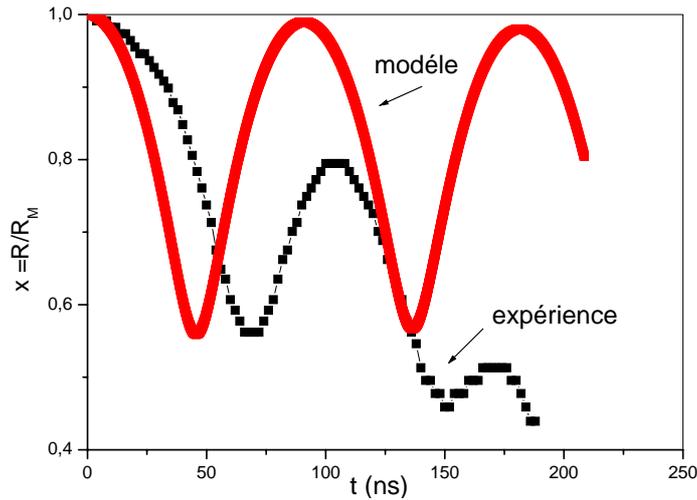


Figure III-19 : Comparaison du modèle de Rayleigh-Plesset ( $m = 0,33$ ) avec la dynamique expérimentale d'une bulle pour laquelle on a les paramètres suivants :  $We = 0,017$  et  $Re = 181$ .

L'équation (III-40) montre que pour  $R = R_m$ , la pression de gaz à l'interface de la bulle vérifie la relation suivante :

$$P_g(R_m) = P_{gm} = P_\infty + \rho_\infty R_m a_m + \frac{2\sigma}{R_m} \quad (\text{III-41})$$

où  $a_m$  représente l'accélération de l'interface. Si la vitesse de l'interface est nulle lorsque  $R = R_m$ , il n'en est pas de même pour son accélération qui est négative, ce qui contribue à rendre la pression de gaz dans la bulle légèrement inférieure à la valeur qu'elle devrait avoir si on avait atteint l'équilibre. Le tableau III-4 montre que le terme  $\rho_\infty R_m a_m$  est toujours non nul mais négligeable devant  $P_\infty$  pour différentes valeurs de pression et de température.

$T_\infty$ (K)	$P_\infty$ (MPa)	$\rho_\infty R_m a_m$ (MPa)	$\tilde{m} = P_{gm} / P_\infty$
298	0,5	$-3 \cdot 10^{-3}$	0,30
	1,0	$-0,72 \cdot 10^{-3}$	0,33
	2,0	$-0,2 \cdot 10^{-3}$	0,39
353	0,8	$-5 \cdot 10^{-3}$	0,50
	1,6	$-1 \cdot 10^{-3}$	0,54
	2,0	$-0,4 \cdot 10^{-3}$	0,56

Tableau III-4 : Quelques valeurs de  $\rho_\infty R_m a_m$  pour différentes valeurs de pression et de température.  $\tilde{m}$  Calculé expérimentalement en comparant le modèle avec l'expérience.

Ce modèle servant de référence pour l'analyse des observations expérimentales, il est important de résumer ici les hypothèses qui sont associées à l'équation (III-40) :

- Conservation de la masse :
  - Pour le liquide : fluide incompressible.
  - Pour l'interface : pas de masse ni de viscosité interfaciale.
  - Pour la bulle : gaz incondensable non visqueux, masse volumique du gaz négligeable devant celle du liquide. Vitesse du gaz négligeable devant celle de l'interface.
- Conservation de la quantité de mouvement :
  - Pour le liquide : fluide newtonien et effet de la gravité négligeable.
  - Pour l'interface : gaz incondensable, viscosité du liquide et tension interfaciale.

### **III-5.5 Modèle de Shima-Tomita**

Compte tenu des pressions hydrostatiques relativement grandes que l'on peut générer dans nos expériences de micro-décharge électrique, il est possible d'imaginer que la masse volumique du milieu fluide à l'intérieur de la bulle ne soit plus totalement négligeable devant la masse volumique du liquide environnant. Le modèle de Shima-Tomita [Shi75] est un modèle qui tient compte du rapport de masse volumique évoqué précédemment. Cette hypothèse a pour effet de modifier toutes les équations de conservation par rapport aux modèles décrits précédemment.

Commençons par l'équation de continuité à l'interface de la bulle ; on doit alors vérifier :

$$\rho_{\infty}(U - \dot{R}) = \rho_g(V_g - \dot{R}) \quad (\text{III-42})$$

où  $\dot{R} = \frac{dR}{dt}$  représente la vitesse de l'interface,  $U$  représente la vitesse du liquide à l'interface,

$V_g$  la vitesse du gaz à l'interface et  $\rho_g$  la masse volumique du gaz à l'intérieur de la bulle. On admet maintenant que la vitesse du gaz à l'interface  $V_g$  est négligeable devant la vitesse même de l'interface  $\dot{R}$  ( $V_g \ll \dot{R}$ ), alors dans ces conditions la vitesse  $U$  du liquide à l'interface peut s'exprimer en fonction de la vitesse de l'interface  $\dot{R}$ , telle que :

$$U = \left(1 - \frac{\rho_g}{\rho_{\infty}}\right)\dot{R} = \varepsilon\dot{R} \quad (\text{III-43})$$

avec  $\varepsilon = 1 - \frac{\rho_g}{\rho_\infty}$  et  $\varepsilon$  sera toujours considéré comme un paramètre constant dans la suite de la démonstration. Etant donné que l'on considère toujours le liquide comme incompressible, la conservation de la masse au sein du liquide fournit toujours une relation entre la vitesse à une distance radiale  $r$  dans le liquide et la vitesse du liquide à l'interface de telle sorte que :

$$u = \varepsilon \dot{R} \frac{R^2}{r^2} \quad (\text{III-44})$$

On observe que la relation (III-44) se ramène à l'équation (III-13) lorsque  $\varepsilon = 1$ . L'équation de conservation de la quantité de mouvement pour le liquide reste identique à la relation (III-14), ainsi en éliminant la vitesse  $u$  dans cette expression à l'aide de la relation (III-44), on obtient :

$$\varepsilon \frac{R}{r^2} [R\ddot{R} + 2\dot{R}^2] - \frac{2\varepsilon}{r^5} R^4 \dot{R}^2 = -\frac{1}{\rho_\infty} \frac{\partial P_L}{\partial r} \quad (\text{III-45})$$

En intégrant la relation (III-45) entre  $r = R$  et  $r \rightarrow \infty$ , on obtient la nouvelle équation régissant la dynamique de l'interface, soit :

$$\varepsilon \left[ R\ddot{R} + \left(2 - \frac{\varepsilon}{2}\right) \dot{R}^2 \right] = \frac{P_{Li} - P_\infty}{\rho_\infty} \quad (\text{III-46})$$

On observe bien qu'en prenant  $\varepsilon = 1$ , la relation (III-46) se ramène à l'équation (III-16). Il ne nous reste plus qu'à considérer maintenant l'équation de conservation de la quantité de mouvement normale à l'interface. Celle-ci a été décrite par Hsieh [Hsi65] de telle sorte que, en omettant la pression de vapeur  $P_v(T_\infty)$ , on doit écrire :

$$P_{Li} + \frac{2\sigma}{R} = P_g + \rho_g \dot{R}(u)_{r=R} + \frac{4\mu}{3} \left( \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r} \right)_{r=R} \quad (\text{III-47})$$

En combinant cette relation avec la relation (III-44), on obtient finalement :

$$P_{Li} = P_{gm} \left( \frac{R_m}{R} \right)^{3\gamma} + \varepsilon \rho_g \dot{R}^2 - 4\varepsilon \mu \frac{\dot{R}}{R} - \frac{2\sigma}{R} \quad (\text{III-48})$$

En substituant maintenant la relation ci-dessus dans l'équation (III-46), on obtient l'équation complète décrivant la dynamique de la bulle, soit :

$$R\ddot{R} + \left(1 + \frac{\varepsilon}{2}\right) \dot{R}^2 + 4\nu \frac{\dot{R}}{R} = \frac{1}{\varepsilon \rho_\infty} \left[ P_{gm} \left( \frac{R_m}{R} \right)^{3\gamma} - \frac{2\sigma}{R} - P_\infty \right] \quad (\text{III-49})$$

On observe bien qu'en prenant  $\varepsilon = 1$  alors la relation (III-49) se ramène à l'équation de Rayleigh-Plesset (III-40). Il est intéressant de remarquer que l'équation (III-49) modifie légèrement la relation (III-41) de telle sorte que :  $P_g(R_m) = P_\infty + \varepsilon \rho_\infty R_m a_m + \frac{2\sigma}{R_m}$ , mais ceci ne modifie pas la conclusion précédente.

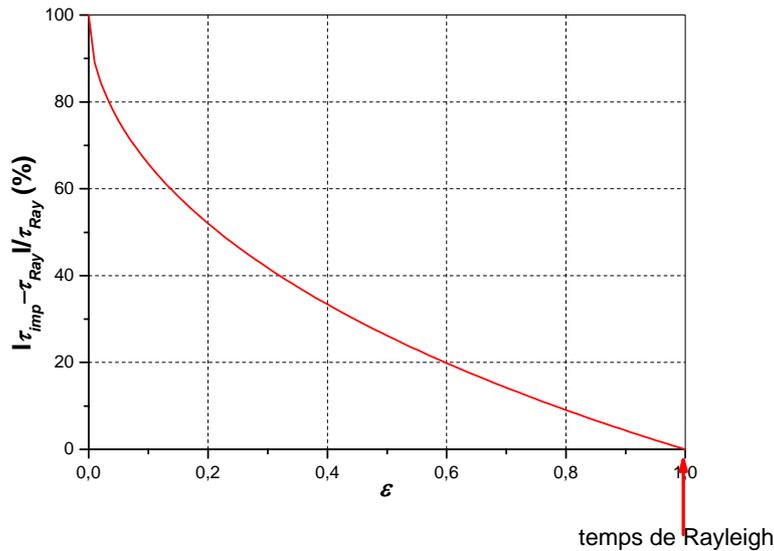
Etant donné que le paramètre  $\varepsilon$  intervient dans les termes dynamiques, on s'attend donc à ce qu'il ait une influence sur le temps d'implosion. Pour s'en convaincre nous allons négliger tous les effets étudiés précédemment (tension interfaciale, viscosité, gaz incondensable), pour ne conserver que l'influence du paramètre  $\varepsilon$ . En remarquant que  $\frac{1}{R^{1+\varepsilon}} \frac{d}{dt} (R^{2+\varepsilon} \dot{R}^2) = \frac{1}{R^{1+\varepsilon}} \frac{d}{dR} (R^{2+\varepsilon} \dot{R}^2) = 2R\ddot{R} + (2+\varepsilon)\dot{R}^2$ , on en déduit que la vitesse d'interface s'exprime telle que :

$$\dot{R}^2 = \frac{2}{\varepsilon(2+\varepsilon)} \frac{P_\infty}{\rho_\infty} \left[ \left( \frac{R_m}{R} \right)^{2+\varepsilon} - 1 \right] \quad (\text{III-50})$$

On observe que lorsque  $\varepsilon \rightarrow 0$ , la vitesse d'interface se trouve accrue ( $U \rightarrow \infty$  quel que soit  $R$ ) par rapport au modèle de Rayleigh par conséquent on s'attend à ce que le temps total d'implosion soit plus faible que celui déduit de la relation (III-20). La relation (III-50) peut s'intégrer et Shima & Tomita ont montré que le temps total d'implosion (sous forme adimensionnelle) a pour expression :

$$\tau_{imp} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{2(2+\varepsilon)} \frac{\sqrt{\pi} \Gamma\left(\frac{4+\varepsilon}{4+2\varepsilon}\right)}{\Gamma\left(\frac{3+\varepsilon}{2+\varepsilon}\right)}} \quad (\text{III-51})$$

Sur la figure III-20 nous avons tracé l'évolution du temps total d'implosion par rapport au temps total d'implosion de Rayleigh en fonction du paramètre de densité  $\varepsilon$  : on observe bien que l'écart au temps de Rayleigh va en augmentant lorsque  $\varepsilon \rightarrow 0$  ( $\varepsilon = 1$  correspond au temps de Rayleigh).



**Figure III-20 :** Evolution (en valeur absolue) de l'écart au temps de Rayleigh en fonction du paramètre  $\varepsilon$ .

Une étude numérique de l'équation (III-49) a été menée par Shima [Shi75] sur quatre liquides de propriétés thermodynamiques différentes (eau, huile de turbine, mercure et fréon 114). Dans le cas où l'effet de la viscosité représente le seul mécanisme dissipatif, les résultats numériques montrent que l'amortissement de la bulle au cours des rebonds successifs est d'autant plus important que la viscosité du liquide est élevée et que le rayon maximum est faible. Dans cette étude, deux rayons maximums ont été imposés, à savoir  $R_m = 1$  mm et  $R_m = 0,01$  mm. Pour  $R_m = 1$  mm, et toute chose égale par ailleurs, il en déduit que l'amortissement est beaucoup plus important pour le liquide le plus visqueux (huile de turbine,  $\mu = 0,093$  Pa·s à 20°C,  $\rho_\infty = 874$  kg/m<sup>3</sup>) avec un temps d'implosion fini. En revanche, dans l'huile de turbine et pour  $R_m = 0,01$  mm, le temps d'implosion de la bulle tend vers l'infini (sans oscillation) (Fig. III-21).

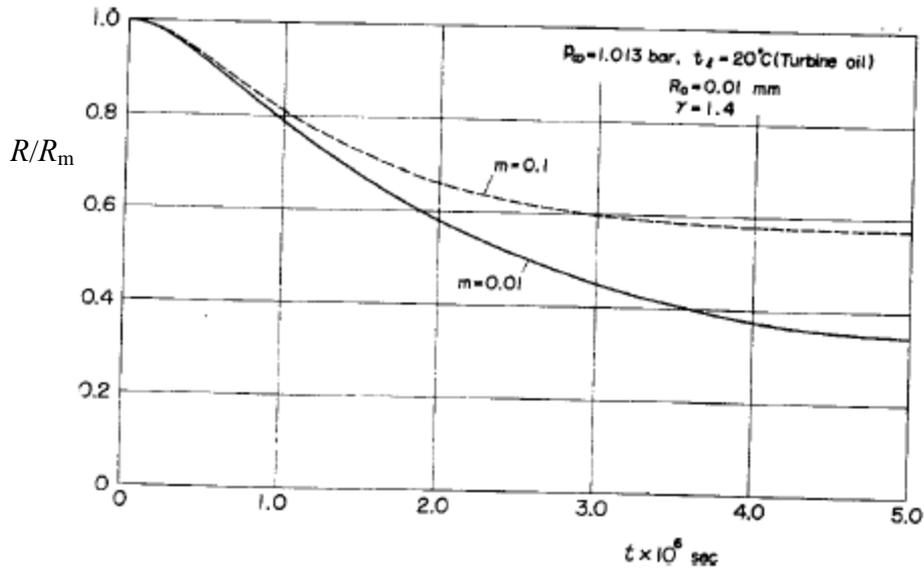


Figure III-21 : Evolution du rayon adimensionnel  $R/R_m$  de la bulle en fonction du temps dans l'huile de turbine ( $R_m = 0,01$  mm;  $P_\infty = 0,1$  MPa;  $\gamma = 1,4$ ;  $\tilde{m} = P_{gm}/P_\infty$ ).

### III-5.6 Modèle de Nigmatulin et al.

Nous avons vu au début de ce chapitre que les bulles générées par micro-décharge électrique sont le fruit d'une augmentation locale de température dans le volume  $\mathcal{V}_0$ . Le gradient de température ainsi généré doit diffuser vers le liquide. De nombreuses études (par exemples Plesset & Zwick [Ple52], Plesset & Hsieh [Ple60], Hsieh [Hei65]) ont montré que le transfert de chaleur à l'interface pouvait, dans certaines conditions, influencer la dynamique de la bulle.

Pour une bulle dont le centre de gravité est fixe, le transfert thermique à l'interface se fait essentiellement par conduction. Mais pour que le transfert thermique à travers l'interface soit significatif, il faut que le temps propre à cet échange de chaleur soit nettement inférieur au temps d'implosion de la bulle. Ce temps caractéristique s'obtient en considérant que le flux de chaleur à l'interface  $\bar{\varphi} = \lambda_l \overline{\text{grad}T}$  produit une variation d'énergie interne du gaz à l'intérieur

de la bulle, telle que :  $\Delta U = M_g C_{Vg} \Delta T = \left( \frac{4}{3} \pi R_m^3 \rho_g \right) C_{Vg} \Delta T$ . On obtient alors le temps caractéristique suivant (voir Franc et al. [Fra95]) :

$$t_{\text{conduction}} = \frac{(\rho_g C_{Vg} R_m)^2}{\lambda_l \rho_\infty C_{PL}} \quad (\text{III-52})$$

où  $\lambda_L$  représente la conductivité thermique du liquide. Le tableau III-5 montre ce que donne la relation (III-52) par comparaison aux temps d'implosions obtenus expérimentalement pour différentes valeurs de pression et de température : on observe qu'à basse pression ces deux temps sont comparables mais dès que la pression augmente un peu on constate que les temps d'implosions sont toujours très petits devant le temps caractéristique de conduction, par conséquent on pourra négliger dans la suite toute influence d'un échange de chaleur par conduction durant la dynamique de la bulle.

$T$ (K)	$P_\infty$ (MPa)	$t_{\text{conduction}}$ (ns)	$t_{\text{imp}}$ (ns)
298	0,8	34	30
	1,5	54	17
	4,0	230	10
	6,0	150	6,5
330	0,8	46,8	36
	1,5	96	23
	4,0	401	12
	6,0	299	10

**Tableau III-5 : Comparaison du temps caractéristique de conduction avec les temps d'implosions expérimentaux pour différentes valeurs de pression et de température dans le n-pentane. Au-delà de la pression critique la masse volumique  $\rho_g$  a été assimilée à la masse volumique critique  $\rho_c$  ; ceci conduit à une surestimation du temps caractéristique de conduction  $t_{\text{conduction}}$ .**

D'autres mécanismes tels que le « quenching » et l'augmentation de la surface d'échange de la bulle par développement d'instabilités ont été envisagés afin d'augmenter l'efficacité de l'échange thermique [Bei81]. Ces deux phénomènes s'appuient sur le développement d'instabilités de Rayleigh-Taylor [Tay50] qui apparaissent à l'interface de deux fluides lorsque le fluide « léger » (ici la bulle) accélère le fluide « lourd » (ici le liquide), autrement dit le mécanisme de développement de ces instabilités intervient pendant la phase d'expansion et non pendant la phase d'implosion. La longueur d'onde critique  $\lambda_c$  des instabilités est fonction de l'accélération de l'interface  $a$ , des masses volumiques  $\rho_g$  et  $\rho_\infty$  des deux fluides et de la tension interfaciale  $\sigma$ , de telle sorte que :

$$\frac{\lambda_c}{2\pi} = \sqrt{\frac{\sigma}{a(\rho_\infty - \rho_g)}} \quad (\text{III-53})$$

Le tableau III-6 montre que  $\lambda_c$  est toujours supérieur au rayon maximum de la bulle obtenu dans nos expériences. On en conclut que les mécanismes d'instabilités de Rayleigh-Taylor n'ont pas le temps de se développer dans notre problème.

Liquides	$P_{\infty}$ (MPa)	$\lambda_c$ ( $\mu\text{m}$ )	$R_m$ ( $\mu\text{m}$ )
n-pentane	1,1	3,0	1,50
	1,7	4,0	1,30
	3,0	9,0	1,10
n-hexadécane	0,5	5,6	2,00
	1,0	6,0	1,60
	1,4	7,24	1,49

Tableau III-6 : Comparaison de la longueur d'onde critique des instabilités de Rayleigh-Taylor avec le rayon maximum de la bulle observé expérimentalement.

Du fait du gradient de température à l'interface et parce que la bulle n'est pas constituée d'une phase en équilibre avec le liquide, on doit également considérer les changements de phase à l'interface. Les temps caractéristiques associés aux changements de phase sont généralement beaucoup plus petits que les temps propres aux échanges de chaleur. Pour évaluer un temps caractéristique lié au changement de phase, on peut considérer que la quantité de vapeur  $\Delta m_g \approx 4\pi R^2 \Delta R \rho_g$  qui condense produit une augmentation de la température de la masse de liquide  $\Delta m_L$  contenue dans la couche limite thermique d'épaisseur  $\delta = \sqrt{D_L t}$ , où  $D_L$  représente la diffusivité thermique du liquide, telle que  $\Delta m_L \approx 4\pi R^2 \delta \rho_{\infty}$ . La quantité d'énergie produite par condensation, c'est-à-dire  $\Delta m_g L_v$ , est compensée par une augmentation d'énergie interne  $\Delta U = \Delta m_L C_{p\infty} \Delta T$  d'où on en déduit le temps caractéristique suivant :

$$t_L = \left[ \Delta R \frac{\rho_g}{\rho_{\infty}} \frac{L_v(T_b)}{C_{p\infty} \Delta T} \right]^2 \frac{\rho_{\infty} C_{p\infty}}{\lambda_L} \quad (\text{III-54})$$

Mais pour calculer ce temps caractéristique nous avons besoin de connaître  $\Delta R$  et  $\Delta T$ , qui sont deux quantités inconnues. En ce qui concerne l'augmentation de température, elle doit être similaire à ce que l'on pourrait avoir si au lieu de condenser on vaporise, c'est-à-dire  $\Delta T = T_b - T_{\infty}$ . Puisque l'on cherche à comparer le temps  $t_L$  aux temps d'implosions expérimentaux, nous allons utiliser la valeur du temps d'implosion expérimentale  $t_{imp}^{(exp)}$  pour calculer, à partir de la relation (III-54), la grandeur  $\Delta R$  et comparer celle-ci au rayon maximum de la bulle. Le tableau III-7 montre que le rapport  $\Delta R/R_m$  va en diminuant lorsque la pression et la température augmentent, ce qui implique que le mécanisme de changement de phase devient de moins en moins significatif. Mais on note, tout de même, qu'à basse pression et basse température, le changement de phase affecte 40% de la bulle, autrement dit dans ces conditions, l'effet du changement de phase ne peut pas être ignoré sur la dynamique de la

bulle. En revanche lorsque la température et la pression augmentent, on s'oriente vers un processus adiabatique. Il est encore important de remarquer que la relation (III-54) conduit à un temps caractéristique  $t_L = 0$  lorsque  $P_\infty \geq P_c$  puisque dans ces conditions  $L_v = 0$ , autrement dit la relation (III-54) est totalement conforme au diagramme thermodynamique à l'équilibre, mais cette relation ne représente évidemment pas ce que l'on observe au-delà de la pression critique puisqu'il existe nécessairement un temps non nul pour que la chaleur se transmette, même pour  $P_\infty > P_c$ .

$T_\infty$ (K)	$P_\infty$ (MPa)	$\Delta R/R_m$ (%)
298	0,8	40
	2,0	28
330	0,8	26
	2,0	23

**Tableau III-7 : rapport  $\Delta R/R_m$  obtenus pour différentes valeurs de pression et de température.**

Le modèle de Nigmatulin et al. [Nig81] est un exemple simple mais complet par rapport aux hypothèses envisagées dans le tableau III-3, qui prend en compte ces phénomènes de changement de phase. Les changements de phase envisagés par Nigmatulin et al. se font nécessairement entre le liquide et sa vapeur ; par continuité avec les modèles précédent nous continuerons à parler de gaz bien que dans ce modèle on ne considère que de la vapeur.

Comme pour le modèle de Shima & Tomita (voir §III-5.5), on considère d'abord l'équation de continuité à travers l'interface ; celle-ci est constituée par la relation (III-42).

Les hypothèses admises par Nigmatulin et al. supposent maintenant que  $\varepsilon \approx 1$  (comme dans le modèle de Rayleigh-Plesset) mais que l'on ne peut plus négliger totalement la vitesse normale du gaz à l'interface. Il s'en suit que la vitesse normale  $U$  du liquide à l'interface n'est plus identique à  $\dot{R}$  mais celle-ci s'exprime en fonction du flux de masse  $\dot{m} = \rho_\infty (\dot{R} - U) = \rho_g (\dot{R} - V_g)$  à travers l'interface, telle que :

$$U = \dot{R} - \frac{\dot{m}}{\rho_\infty} = \varepsilon \dot{R} + (1 - \varepsilon) V_g \quad (\text{III-55})$$

A la différence du modèle de Shima & Tomita, le paramètre  $\varepsilon$  ne peut plus être ici considéré comme constant. En effet, compte tenu de l'hypothèse de changement de phase,  $\rho_g$  est censé varier de manière non négligeable contrairement à  $\rho_\infty$  que l'on peut considérer comme constant.

Etant donné que l'on considère toujours le liquide comme incompressible, l'équation de conservation de la quantité de mouvement pour le liquide (III-15) reste inchangée d'où l'intégration de celle-ci entre  $r = R$  et  $r \rightarrow \infty$  conduit à l'expression suivante :

$$R\dot{U} + 2\dot{R}U - \frac{U^2}{2} = \frac{P_{Li} - P_{\infty}}{\rho_{\infty}}.$$

En combinant cette équation avec la relation (III-55), on obtient alors :

$$R\dot{U} + \frac{3}{2}U^2 + 2U \frac{\dot{m}}{\rho_{\infty}} = \frac{P_{Li} - P_{\infty}}{\rho_{\infty}} \quad (\text{III-56})$$

Si on admet que  $\dot{m} = 0$  ( $U = \dot{R}$ ), alors la relation (III-56) se réduit bien à l'équation (III-16). On doit maintenant considérer l'équation de conservation de la quantité de mouvement normale à l'interface. Compte tenu des hypothèses faites, l'équation de conservation de quantité de mouvement normale à l'interface s'apparente à la relation (III-47) sans gaz incondensable, telle que :

$$P_{Li} + \frac{2\sigma}{R} = \dot{m}(U - V_g) - 4\mu \frac{U}{R} \quad (\text{III-57})$$

En combinant maintenant cette relation avec l'équation (III-56), on obtient l'équation suivante :

$$R\dot{U} + \frac{3}{2}U^2 + 4\nu \frac{U}{R} + \frac{\dot{m}}{\rho_{\infty}}(U + V_g) = -\frac{P_{\infty}}{\rho_{\infty}} \left[ \frac{\text{We}}{R} + 1 \right] \quad (\text{III-58})$$

Cette équation fait apparaître les vitesses du liquide et du gaz à l'interface. Pour s'identifier avec les modèles décrits dans les paragraphes précédents, il serait plus judicieux de faire apparaître la vitesse de l'interface  $\dot{R}$ . D'après l'équation (III-55), on en déduit :

$$\dot{U} = (1 - \varepsilon)\dot{V}_g + \varepsilon\dot{R} + \dot{\varepsilon}(\dot{R} - V_g) \quad \text{où} \quad \dot{\varepsilon} = -\frac{1}{\rho_{\infty}} \frac{d\rho_g}{dt} \quad \text{et} \quad U^2 = \varepsilon^2 \dot{R}^2 + (1 - \varepsilon)^2 V_g^2 + 2\varepsilon(1 - \varepsilon)\dot{R}V_g.$$

Puisque l'on admet que  $\varepsilon \approx 1$ , l'équation (III-58) se réduit, en ne conservant que les termes significatifs, à l'équation suivante :

$$\varepsilon \left[ R\ddot{R} + \left( 1 + \frac{\varepsilon}{2} \right) \dot{R}^2 \right] + 4\varepsilon\nu \frac{\dot{R}}{R} + \dot{\varepsilon}R(\dot{R} - V_g) = -\frac{P_{\infty}}{\rho_{\infty}} \left[ \frac{\text{We}}{R} + 1 \right] \quad (\text{III-59})$$

On observe qu'en imposant  $\varepsilon = Cste$ , la relation (III-59) conduit à l'équation de Shima & Tomita (III-49) sans gaz incondensable. Comme nous l'avons fait pour les modèles précédents, on peut essayer d'analyser ce que va induire le changement de phase sur la vitesse

de l'interface  $\dot{R}$ . Pour ne prendre en compte que l'effet du changement de phase, on va négliger dans la relation (III-59), la viscosité du liquide ainsi que l'effet de tension interfaciale, autrement dit l'équation que l'on va analyser se réduit à la forme suivante :

$$\varepsilon \left[ R\ddot{R} + \left(1 + \frac{\varepsilon}{2}\right) \dot{R}^2 \right] = -\frac{P_\infty}{\rho_\infty} - \frac{\dot{\varepsilon}}{1-\varepsilon} \frac{\dot{m}}{\rho_\infty} R = -\frac{P_\infty}{\rho_\infty} \left[ 1 + \frac{\dot{\varepsilon}}{1-\varepsilon} \frac{\dot{m}}{P_\infty} R \right].$$

En admettant de manière grossière que  $\varepsilon$ ,  $\dot{\varepsilon}$  et  $\dot{m}$  sont des constantes, on peut intégrer cette équation comme nous l'avons fait pour le modèle de Shima & Tomita, ainsi on obtient :

$$\dot{R}^2 = \frac{2}{\varepsilon(2+\varepsilon)} \frac{P_\infty}{\rho_\infty} \left\{ \left[ \left( \frac{R_m}{R} \right)^{2+\varepsilon} - 1 \right] + \frac{\dot{\varepsilon} \dot{m} R_m}{(1-\varepsilon) P_\infty} \frac{2+\varepsilon}{3+\varepsilon} \left( \frac{R}{R_m} \right) \left[ \left( \frac{R_m}{R} \right)^{3+\varepsilon} - 1 \right] \right\} \quad (\text{III-60})$$

On observe que le premier terme entre crochets dans les parenthèses représente la solution (III-50) obtenue pour l'équation de Shima & Tomita. Le deuxième terme dans les parenthèses représente une correction au modèle de Tomita & Shima dont le signe est entièrement déterminé par le produit  $\dot{\varepsilon} \dot{m}$  :

- Si on a un flux sortant de matière (condensation) alors  $\dot{m} < 0$  et  $d\rho_g/dt < 0$  d'où  $\dot{\varepsilon} > 0$  et par conséquent  $\dot{\varepsilon} \dot{m} < 0$ .
- Si on a maintenant un flux de matière entrant (vaporisation) alors  $\dot{m} > 0$  et  $d\rho_g/dt > 0$  d'où  $\dot{\varepsilon} < 0$  et par conséquent  $\dot{\varepsilon} \dot{m} < 0$ .

On observe, dans tous les cas, que le produit  $\dot{\varepsilon} \dot{m}$  est négatif par conséquent la vitesse d'interface se trouve diminuée par rapport à celle obtenue avec le modèle de Shima & Tomita : c'est un résultat bien observé par Florschuetz et al. [Flo65]. Le terme  $\dot{\varepsilon} \dot{m}$  joue un rôle similaire à une pression de gaz incondensable. On s'attend donc à ce que les changements de phase augmentent la durée totale d'implosion par rapport au modèle de Shima & Tomita mais pour quantifier cela on doit encore intégrer l'équation (III-60). Comme nous l'avons fait pour les modèles précédents, on commence par réécrire l'équation (III-60) sous forme adimensionnelle, soit :

$$\underbrace{\frac{\varepsilon(2+\varepsilon)}{2} \frac{x^{2+\varepsilon}}{1-x^{2+\varepsilon}} U^{*2}}_{\text{Solution de Shima \& Tomita}} = 1 - \Phi \frac{1-x^{3+\varepsilon}}{1-x^{2+\varepsilon}} \quad (\text{III-61})$$

où  $\Phi = -\frac{\dot{\varepsilon} \dot{m}R_m}{(1-\varepsilon)P_\infty} \frac{2+\varepsilon}{3+\varepsilon}$  ; le paramètre adimensionnel  $\Phi$  est ainsi toujours positif ou nul. En

admettant, pour simplifier l'analyse, que l'on peut approcher le rapport  $\frac{1-x^{3+\varepsilon}}{1-x^{2+\varepsilon}}$  par la valeur

1, on en déduit alors une expression approchée du temps total d'implosion, telle que :

$$\tau_{imp} = \frac{1}{\sqrt{1-\Phi}} \underbrace{\sqrt{\frac{\varepsilon}{2(2+\varepsilon)}} \frac{\sqrt{\pi} \Gamma\left(\frac{4+\varepsilon}{4+2\varepsilon}\right)}{\Gamma\left(\frac{3+\varepsilon}{2+\varepsilon}\right)}}_{\text{Temps d'implosion de Shima \& Tomita}} \quad (\text{III-62})$$

En admettant que  $\dot{\varepsilon} = 0$ , c'est-à-dire  $\Phi = 0$ , la relation (III-62) se réduit bien au temps d'implosion obtenu dans le modèle de Shima & Tomita. L'approximation (III-62) n'a de sens que pour  $\Phi \in [0,1[$ , autrement dit lorsque les effets dus aux changements de phase deviennent de plus en plus important, c'est-à-dire lorsque  $\Phi \rightarrow 1$ , on observe bien que le temps total d'implosion va en augmentant. Cet effet dû aux changements de phase est donc contraire à l'effet de densité par rapport au temps de Rayleigh. Il s'avère ainsi que l'expression (III-20) est certainement le meilleur compromis pour relier le temps réel d'implosion de la bulle à son rayon maximum. Affirmer cela revient à être capable de quantifier correctement le paramètre adimensionnel  $\Phi$ , autrement dit on doit encore être capable d'exprimer une relation concernant l'évolution de  $V_g$  et de  $\dot{\varepsilon}$ .

Tout d'abord en ce qui concerne la vitesse du gaz à l'interface, on peut en obtenir un ordre de grandeur en déterminant la vitesse moyenne d'agitation moléculaire pour un gaz parfait, soit :

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8}{\pi} \frac{\mathfrak{R}}{M} T_{eb}} \quad (\text{III-63})$$

où  $M$  représente la masse molaire du gaz et  $\mathfrak{R}$  la constante des gaz parfaits. Le tableau III-8 montre que cette vitesse est toujours plus grande que la vitesse maximale d'implosion, on s'attend donc à ce qu'il se produise un processus de condensation non négligeable pendant la phase d'implosion.

$P_\infty$ (MPa)	$T_{eb}$ (K)	$\bar{v}$ (m/s)	$\dot{R}$ (m/s)
1,0	393	339,6	129,31
3,2	467,9	369,8	64,25
4,4	489,9	378,5	57,25

**Tableau III-8 : Comparaison de la vitesse d'agitation moléculaire avec la vitesse maximale d'implosion pour différentes températures d'ébullitions (ou pressions).**

Pour ce qui concerne l'expression théorique de cette vitesse du gaz à l'interface  $V_g$ , nous allons reprendre l'approche de Prosperetti et al. [88] qui expriment l'équation de la chaleur pour le gaz en considérant celui-ci comme parfait avec  $C_{pg} = Cste$ . En négligeant l'influence de la viscosité, l'équation obtenue pour la vitesse radiale du gaz est :

$$v_r = \frac{1}{\gamma_0 P_g} \left[ (\gamma_0 - 1) \lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial r} - \frac{1}{3} r \dot{P}_g \right] \quad (\text{III-64})$$

où  $\gamma_0$  représente le rapport des capacités calorifiques et  $\lambda_g$  la conductivité thermique du gaz (elle est supposée constante). Si on se positionne sur l'interface côté gaz, c'est-à-dire pour  $r = R$ , la relation (III-64) devient :

$$V_g = \frac{1}{\gamma_0 P_g(R)} \left[ (\gamma_0 - 1) \lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial r} \Big|_R - \frac{1}{3} R \dot{P}_g(R) \right] \quad (\text{III-65})$$

On observe que l'expression (III-65) fait intervenir le gradient de température du gaz à l'interface, or ce gradient de température côté gaz se trouve relié au gradient de température côté liquide par l'équation de conservation de l'énergie à travers l'interface de telle sorte que en négligeant les effets visqueux, on a :

$$\lambda_L \frac{\partial T_L}{\partial r} \Big|_R - \lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial r} \Big|_R = \dot{m} \left[ L_v + \frac{1}{2} \frac{\dot{m}^2 \varepsilon (2 - \varepsilon)}{\rho_\infty^2 (1 - \varepsilon)^2} \right] \quad (\text{III-66})$$

où  $\lambda_L$  représente la conductivité thermique du liquide et  $L_v$  la chaleur latente de vaporisation ou de condensation à la température  $T_b$ . On admet en général que le deuxième terme entre crochets dans l'expression (III-66) est négligeable devant l'enthalpie de changement d'état, ainsi :

$$\lambda_L \frac{\partial T_L}{\partial r} \Big|_R - \lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial r} \Big|_R \approx \dot{m} L_v \quad (\text{III-67})$$

En ce qui concerne les unités standards relatives à la relation (III-67),  $\dot{m}$  s'exprime en  $\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ,  $L_v$  en  $\text{J/kg}$  et  $\lambda$  en  $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ . Le flux de masse  $\dot{m}$  peut encore s'exprimer en fonction de la masse volumique du gaz  $\rho_g$ , tel que :

$$j = 4\pi R^2 \dot{m} = \frac{dm_g}{dt} = \frac{d}{dt} \left( \rho_g \frac{4}{3} \pi R^3 \right) = \frac{4}{3} \pi \left[ R^3 \frac{d\rho_g}{dt} + 3\rho_g R^2 \dot{R} \right] \quad (\text{III-68}),$$

d'où en introduisant le paramètre  $\varepsilon$ , on a :

$$\dot{m} = -\frac{1}{3} \rho_\infty \left[ \dot{\varepsilon} R - 3(1 - \varepsilon) \dot{R} \right] \quad (\text{III-69})$$

Lorsque  $\varepsilon$  est voisin de la valeur 1 et  $\dot{\varepsilon} \neq 0$  alors  $\dot{m} \approx -\frac{1}{3}\rho_\infty R\dot{\varepsilon}$ . Le paramètre  $\Phi$  s'écrit dans ce cas, en première approximation :  $\Phi \approx \frac{1}{3} \frac{2+\varepsilon}{3+\varepsilon} \frac{\dot{\varepsilon}^2}{(1-\varepsilon)} R_m^2 \frac{\rho_\infty}{P_\infty} \times \frac{R}{R_m}$ , autrement dit le paramètre  $\Phi$  ne doit pas être considéré comme une constante mais en admettant que  $\dot{\varepsilon}$  peut quant à lui être toujours considéré comme constant, il vient que  $\Phi$  est, en première approximation, proportionnel à  $x$ . Une forme d'équation plus précise que l'équation (III-61) est alors :

$$\underbrace{\frac{\varepsilon(2+\varepsilon)}{2} \frac{x^{2+\varepsilon}}{1-x^{2+\varepsilon}} U^{*2}}_{\text{Solution de Shima \& Tomita}} = 1 - \tilde{\Phi} x \frac{1-x^{3+\varepsilon}}{1-x^{2+\varepsilon}} \quad (\text{III-70})$$

où  $\tilde{\Phi} = \frac{1}{3} \frac{2+\varepsilon}{3+\varepsilon} \frac{\dot{\varepsilon}^2}{(1-\varepsilon)} R_m^2 \frac{\rho_\infty}{P_\infty}$ . On observe bien que le paramètre  $\tilde{\Phi}$  est toujours positif ou nul quel que soit le signe de  $\dot{\varepsilon}$ . Malheureusement cette nouvelle équation ne conduit pas à une solution analytique du temps d'implosion en dehors de l'approximation qui consiste à remplacer  $x \frac{1-x^{3+\varepsilon}}{1-x^{2+\varepsilon}}$  par la valeur 1 ; dans ce cas, on obtient la même solution que (III-62), dans laquelle on remplace  $\Phi$  par  $\tilde{\Phi}$ .

Il nous reste maintenant à exprimer la loi d'évolution du paramètre  $\dot{\varepsilon}$ . Compte tenu de la définition de ce paramètre, celui-ci se trouve déterminé par l'équation de continuité dans le gaz qui s'écrit :

$$\frac{d\rho_g}{dt} + \rho_g \operatorname{div}(\vec{v}) = 0,$$

soit en géométrie sphérique

$$\dot{\varepsilon} = (1-\varepsilon) \left[ \frac{\partial v_r}{\partial r} + 2 \frac{v_r}{r} \right] \quad (\text{III-71})$$

où  $v_r$  représente la vitesse radiale du gaz, dont on a obtenu une expression au travers de la relation (III-65) ; autrement dit si on insère l'expression (III-65) dans la relation (III-71), on obtient pour  $r = R$  :

$$\frac{\dot{\varepsilon}}{1-\varepsilon} = \frac{1}{\gamma_0 P_g} \left[ -\dot{P}_g + (\gamma_0 - 1) \lambda_g \left( \frac{\partial^2 T_g}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T_g}{\partial r} \right)_R \right] \quad (\text{III-72})$$

Le terme entre parenthèses représente le Laplacien de la température en coordonnées sphériques, soit :  $\nabla^2 T_g(r) = \frac{\partial^2 T_g}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T_g}{\partial r} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial T_g}{\partial r} \right)$ . Compte tenu de l'équation de

conservation de la chaleur utilisée pour déterminer  $V_g$ , on ne peut pas considérer

$\nabla^2 T_g(r) = 0$ , mais une première « bonne » raison pour négliger ce terme provient de ce que  $\gamma_0$  est très voisin de la valeur 1 et une deuxième bonne raison vient du fait que nous avons montré au début de ce paragraphe que les mécanismes de conduction n'avaient pas le temps de se développer. Ainsi on admettra, en première approximation, que :

$$\frac{\dot{\varepsilon}}{1-\varepsilon} \approx -\frac{1}{\gamma_0} \frac{\dot{P}_g}{P_g} \quad (\text{III-73})$$

Cela revient encore à supposer que la température est pratiquement uniforme dans la bulle. Il s'ensuit que lorsque la pression diminue ( $\dot{P}_g < 0$ ), la relation (III-73) entraîne que  $\dot{\varepsilon} > 0$  c'est-à-dire  $d\rho_g/dt < 0$ , autrement dit la masse volumique du gaz diminue (on a condensation) ; la variation simultanée de  $P_g$  et  $\rho_g$  est conforme à ce que l'on déduirait de l'équation du gaz parfait en régime isotherme ! La relation (III-73) entraîne alors que le flux de masse peut être approché par l'expression suivante :

$$\dot{m} \approx \frac{(1-\varepsilon)\rho_\infty}{3\gamma_0} \left[ R \frac{\dot{P}_g}{P_g} + 3\gamma_0 \dot{R} \right] \quad (\text{III-74})$$

La condensation ( $\dot{m} < 0$ ) se produit pendant la phase d'implosion où  $\dot{R} < 0$  :  $d\rho_g/dt < 0$  ( $\dot{\varepsilon} > 0$ ) d'où  $\dot{P}_g/P_g < 0$  par conséquent on en déduit que les deux termes entre crochets dans la relation (III-74) sont toujours de même signe, c'est-à-dire du signe de  $\dot{m}$ .

Les relations (III-64) à (III-74) ont été obtenues en négligeant l'influence de la viscosité. En admettant alors que la vapeur se comporte comme un gaz, l'équation (III-59) peut s'écrire finalement :

$$\underbrace{\varepsilon \left[ R\ddot{R} + \left(1 + \frac{\varepsilon}{2}\right) \dot{R}^2 \right]}_{\text{Modèle de Shima \& Tomita sans viscosité}} = \frac{P_\infty}{\rho_\infty} \left[ \frac{P_g}{P_\infty} - \frac{\text{We}}{R} - 1 \right] + \frac{1-\varepsilon}{3\gamma_0^2} \left[ 3\gamma_0 R \dot{R} \frac{\dot{P}_g}{P_g} + \left( \frac{\dot{P}_g}{P_g} \right)^2 R^2 \right] \quad (\text{III-75})$$

La résolution de cette équation se trouve maintenant entièrement astreinte à l'équation d'évolution de la pression du gaz dans la bulle  $P_g(R)$ . Il est toujours intéressant de remarquer que si on considère pour  $P_g$  la loi d'évolution adiabatique  $P_g R^{3\gamma_0} = Cste$ , il vient  $\frac{\dot{P}_g}{P_g} = -\frac{3\gamma_0}{R} \dot{R}$  d'où  $\dot{m} = 0$  et  $V_g = \dot{R}$ ; l'équation (III-75) se réduit à l'équation de Rayleigh-Plesset (III-40) sans terme de viscosité ! On retrouve encore l'équation de Rayleigh-Plesset si on assimile  $P_g$  à la pression de vapeur  $P_v(T_\infty)$ . En admettant par exemple que le flux de masse est constant tel que  $\dot{m} = \alpha = Cste$ , on en déduit l'expression suivante pour la variation de pression, soit :

$$\underbrace{\frac{\dot{P}_g}{P_g}}_{\substack{\text{Evolution adiabatique} \\ \text{du gaz parfait}}} = -3\gamma_0 \frac{\dot{R}}{R} + \frac{K}{R} \quad (\text{III-76})$$

où  $K = \frac{3\gamma_0 \alpha}{(1-\varepsilon)\rho_\infty}$ . Le signe de  $K$  (ou de  $\alpha$ ) est donné par le signe de la vitesse  $\dot{R}$  :  $\text{signe}(K) = \text{signe}(\dot{R})$ . Si on porte cette expression dans la relation (III-74), on obtient alors l'équation suivante :

$$\varepsilon \left[ R\ddot{R} + \left(1 + \frac{\varepsilon}{2}\right) \dot{R}^2 \right] = -\frac{P_\infty}{\rho_\infty} \left[ \frac{We}{R} + 1 - \frac{9\alpha^2}{(1-\varepsilon)\rho_\infty P_\infty} \right] + \frac{1}{\rho_\infty} [P_g + 9\alpha\dot{R}] \quad (\text{III-77})$$

où l'expression de  $P_g$  est donnée par l'intégration de l'équation (III-76), c'est-à-dire  $P_g(R) = P_g^{adiab}(R) e^{K \int_0^t \frac{dt'}{R}}$ , avec  $P_g^{adiab}(R)$  donné par l'expression (III-24) et le temps  $t'=0$  correspond à  $R = R_m$ . L'intégrale  $F(R) = \int_0^t \frac{dt'}{R} = \int_{R_m}^R \frac{dR}{R\dot{R}}$  est toujours positive (expansion comme implosion, voir Tableau III-9), par conséquent pendant la phase d'implosion ( $K < 0$ ) la pression de gaz à l'interface est plus faible que celle engendrée par l'évolution adiabatique d'un gaz parfait mais en contrepartie il apparaît pendant la phase dynamique ( $\dot{R} \neq 0$ ) un terme toujours positif qui s'ajoute à la pression du gaz.

$P_\infty$ (MPa)	1,4	4	6,5
$\int_{t^*(R_{m1})}^{t^*(R_{m2})} \frac{dt^*}{x}$	1,38	1,65	1,87

Tableau III-9 : Quelques valeurs expérimentales de  $\int_{t^*(R_{m1})}^{t^*(R_{m2})} \frac{dt^*}{x}$  pour différentes pressions dans le n-pentane à  $T_\infty = 24^\circ\text{C}$ .

Il est possible d'obtenir une loi approchée de l'intégrale  $F(R) = \int_0^t \frac{dt'}{R} = \int_{R_m}^R \frac{dR}{R\dot{R}}$  en utilisant l'expression de la vitesse de Rayleigh (III-18), soit sous forme adimensionnelle on a :

$$F^*(z) = \sqrt{\frac{P_\infty}{\rho_\infty}} F(x) = \frac{1}{\sqrt{6}} \int_x^1 \frac{\sqrt{x} dx}{\sqrt{1-x^3}}$$

En posant  $z = x^3$ , on obtient l'expression finalement suivante :

$$F^*(z) = \sqrt{\frac{P_\infty}{\rho_\infty}} F(z) = \frac{1}{\sqrt{6}} \int_z^1 \frac{dz}{\sqrt{z}\sqrt{1-z}} = \frac{2}{\sqrt{6}} \text{Arcsin}(\sqrt{z}) \quad (\text{III-78})$$

L'intégrale  $F(R) = \int_0^t \frac{dt'}{R} = \int_{R_m}^R \frac{dR}{R\dot{R}}$  évaluée en utilisant l'équation (III-78) donne la valeur suivante pour la phase d'implosion:

$$F_{imp}^* = \int_0^1 \frac{dt^*}{x} = 1,282$$

Et, pour la phase d'expansion du deuxième cycle jusqu'à son maximum sachant que les expériences conduisent à une valeur de  $\delta = R_{m2}/R_{m1} \approx 0,8$ , on trouve :

$$F_{exp}^* = \int_0^\delta \frac{dt^*}{x} = 0,512$$

L'ordre de grandeur des résultats expérimentaux (voir tableau III-9) est en bon accord avec les valeurs théoriques.

On en déduit alors l'expression de la pression de gaz à l'interface, qui s'écrit sous forme adimensionnelle :

$$P_g^*(z) = \tilde{m} z^{-\gamma_0} e^{\sqrt{6}\gamma_0(\Delta V^*)\text{Arcsin}(\sqrt{z})} \quad \text{avec} \quad P_g^* = P_g/P_\infty \quad (\text{III-79})$$

où  $\Delta V^* = (\dot{R} - V_g) \sqrt{\frac{\rho_\infty}{P_\infty}} < 0$ . La Fig. III-22 montre la différence que l'on peut obtenir entre le modèle adiabatique et la relation (III-79) : on observe alors une très nette différence entre les deux modèles.

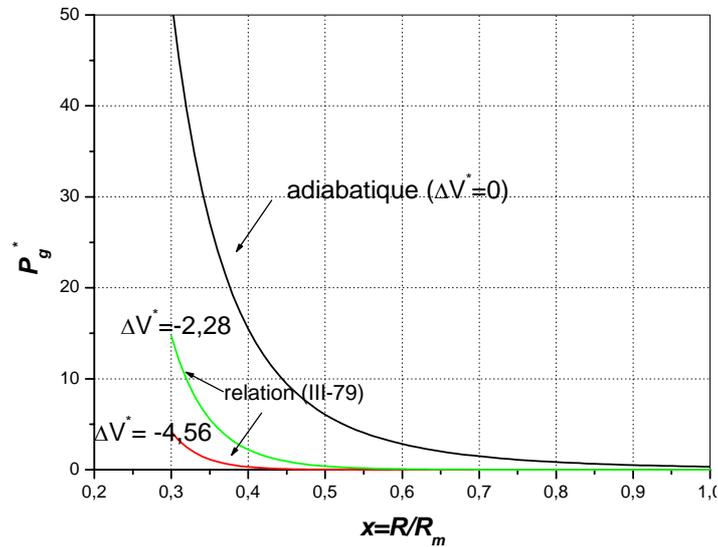


Figure III-22 : comparaison de la pression de gaz à l'interface donnée par le modèle adiabatique et par la relation (III-79) pour  $\gamma_0 = 1,4$ ,  $\tilde{m} = 0,33$  et  $x_{min} = 0,3$ .

### III-6 Principaux nombres adimensionnels influant sur la dynamique d'une bulle de gaz

Nous avons vu dans les paragraphes précédents que l'analyse des temps d'implosion fait apparaître des nombres adimensionnels. La formulation de ces nombres adimensionnels découle de la longueur caractéristique et du temps caractéristique issus du modèle de Rayleigh (voir relations (III-27)). Comme ces nombres adimensionnels représentent l'importance des différents phénomènes physiques les uns par rapport aux autres, il est important de résumer les différents nombres adimensionnels ainsi que les différents paramètres adimensionnels qui vont nous servir pour la suite de l'analyse.

Les variables adimensionnelles qui résultent du modèle de Rayleigh sont définies comme suit :

$$x = \frac{R}{R_m} \quad \text{et} \quad t^* = \frac{t}{\tau}.$$

Il découle de ce choix que la vitesse et l'accélération de l'interface s'écrivent respectivement sous forme adimensionnelle :

$$U^* = U \sqrt{\frac{\rho_\infty}{P_\infty}} \quad (U = dR/dt) \quad a^* = a \times R_m \frac{\rho_\infty}{P_\infty} \quad (a = dU/dt).$$

L'équation de la dynamique de la bulle issue du modèle de Shima & Tomita s'écrit sous forme adimensionnelle :

$$x\ddot{x} + \left(1 + \frac{\varepsilon}{2}\right)\dot{x}^2 + 4\text{Re}^{-1}\frac{\dot{x}}{x} = \frac{1}{\varepsilon}\left[\frac{\tilde{m}}{x^{3\gamma}} - \frac{\text{We}}{x} - 1\right] \quad (\text{III-80})$$

Cette expression fait apparaître les nombres adimensionnels définis dans les paragraphes précédents, à savoir :

- Le paramètre  $\varepsilon = 1 - \frac{\rho_g}{\rho_\infty}$  qui représente la densité relative entre le milieu fluide à l'intérieur de la bulle et le liquide environnant.
- Le paramètre  $\tilde{m} = \frac{P_{gm}}{P_\infty}$  qui représente la pression de gaz incondensable lorsque la bulle est à son rayon maximum.
- Le nombre de Weber  $\text{We} = \frac{2\sigma}{R_m P_\infty}$  qui représente l'effet de la tension interfaciale par rapport aux effets inertiels.
- Le nombre de Reynolds  $\left(\text{Re} = \frac{R_m \sqrt{P_\infty / \rho_\infty}}{\nu} = \frac{R_m \sqrt{\rho_\infty P_\infty}}{\mu}\right)$  qui représente l'effet de la viscosité du liquide par rapport aux effets inertiels.

Il est encore intéressant de rappeler que l'équation de Shima & Tomita conduit à un rayon d'équilibre  $R_e$  non nul tel que :

$$x_e^{3\gamma_0} [x_e + \text{We}] - \tilde{m}x_e = 0 \quad \text{avec} \quad x_e = R_e / R_m \quad (\text{III-81})$$

### III-7 Conclusion

Un des grands enjeux de tous les modèles présentés dans ce chapitre est d'être capable, à partir uniquement de la connaissance de l'énergie injectée et des propriétés thermodynamiques du liquide, de prédire d'une part qu'elle va être la taille maximale de la bulle produite par micro-décharge électrique et d'autre part qu'elle va être sa dynamique une fois ce rayon maximum atteint.

En ce qui concerne la prédiction de la taille maximale de la bulle, nous avons présenté deux modèles purement thermodynamiques qui ont des domaines d'applications complémentaires en fonction de la pression hydrostatique appliquée sur le liquide.

En ce qui concerne maintenant la dynamique de la bulle, nous avons présentés différents modèles, du plus simple au plus compliqué, qui admettent la sphéricité de la bulle et le liquide comme incompressible. Dans le cadre de ces hypothèses, différents phénomènes physiques peuvent jouer un rôle plus ou moins prépondérant sur la dynamique de la bulle et en particulier sur le temps d'implosion. Nous avons alors montré, par rapport au modèle de Rayleigh qui considère tout d'abord une bulle vide, que :

- La présence de gaz incondensable dans la bulle a pour effet d'augmenter le temps total d'implosion.
- L'effet de la tension interfaciale a pour effet de diminuer le temps total d'implosion.
- L'effet de la viscosité du liquide conduit à une augmentation du temps d'implosion.
- La présence d'un changement de phase à l'interface augmente le temps total de l'implosion.

Finalement, l'analyse de ces principaux modèles développés pour un liquide incompressible, montre que le modèle de Rayleigh est le modèle le plus adapté pour relier rayon maximum de la bulle et temps total d'implosion. Ceci justifie l'emploi du modèle de Rayleigh pour traiter les données expérimentales.

## **Techniques Expérimentales**

### **IV-1 Introduction**

Ce chapitre est consacré à la présentation des techniques expérimentales utilisées au cours de cette étude. Il sera d'abord question de la préparation des pointes puis de la purification des hydrocarbures utilisés. Nous détaillerons ensuite les dispositifs de détection des phénomènes hydrodynamiques engendrés par une micro-décharge électrique, et plus particulièrement un dispositif qui a été spécialement mis au point pendant ce travail. Rappelons que deux sortes de mesures ont été effectuées au cours de cette présente étude : des mesures électriques et des mesures optiques. L'ensemble du dispositif expérimental est composé d'une cellule d'essais, d'une source haute tension, de systèmes optiques de détection des ondes de pression (montage strioscopique) et des bulles (visualisation par ombroscopie ou par diffusion de lumière) et d'un système de mesures électriques.

### **IV-2 Méthodes et dispositifs expérimentaux**

L'objectif du dispositif expérimental est de fournir des résultats aussi bien quantitatifs que qualitatifs. Qualitativement, ce dispositif doit permettre d'identifier le ou les mécanismes initiateurs du changement de phase par la formation d'un front abrupt séparant une phase liquide d'une phase gazeuse. D'autre part, les mesures doivent nous fournir des résultats quantitatifs sur la dynamique des ondes de pression et des bulles tels que la variation du rayon de la bulle en fonction du temps, l'évolution spatio-temporelle des ondes de pression.

#### **IV-2.1 Préparation des pointes**

La technique utilisée pour préparer les pointes émissives est un « affinage par dissolution électrolytique ». Ces pointes sont en tungstène, un métal à point de fusion élevé, dont l'affinage électrolytique est particulièrement aisé.

L'affinage se déroule de la façon suivante (Fig. IV.1) : les électrodes sont constituées d'une part d'un fil de tungstène de 0,8 mm ou 1 mm de diamètre et d'autre part d'un cylindre en acier inoxydable. Le fil de tungstène est suspendu à un support en acier. Son extrémité inférieure est fixée à une base, en acier également. Les deux électrodes sont plongées dans un bain de tétrachlorure de carbone ( $\text{CCl}_4$ ), sur lequel flotte une couche de potasse (KOH). La

base en acier se trouve à quelques millimètres du bain, alors que le support reste à l'extérieur du bain.

Une tension continue de l'ordre de 6V est appliquée entre les électrodes. Le passage du courant dans la couche de potasse provoque l'érosion du fil de tungstène, qui finit par se rompre en deux parties. L'une reste suspendue au support en acier; elle ne nous sera d'aucune utilité. L'autre tombe au fond du bain ; elle subit un nouvel affinage, lors d'un deuxième passage de courant. Nous obtenons alors une pointe, dont l'extrémité est proche d'une forme hyperboloïdale.

Les pointes sont ensuite lavées à l'eau distillée et à l'acétone puis séchées. Leur rayon de courbure, mesuré à l'aide d'un microscope optique, varie entre 0,6 et 5  $\mu\text{m}$ , selon la durée d'application de la tension lors du deuxième affinage. Plus cette durée est grande et plus le rayon de courbure de la pointe est grand.

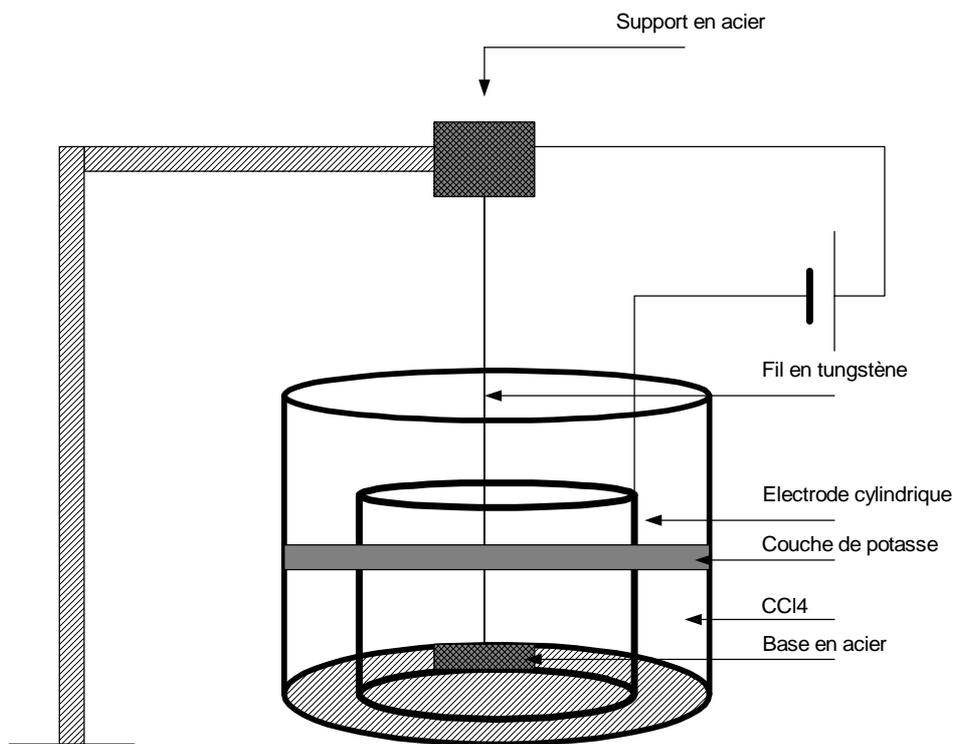


Figure IV-1 : Dispositif de préparation des pointes.

#### IV-2.2 Choix des liquides et méthode de purification

Les paramètres intervenant dans le choix du liquide sont :

- ses propriétés physiques et thermodynamiques (courbe de pression de vapeur saturante, pression et température critiques, viscosité, etc.) ;

- ses propriétés optiques, le liquide doit être optiquement transparent dans le domaine 250-900nm pour permettre les différentes mesures de visualisation ;
- la facilité de les purifier électriquement et chimiquement.

Le premier critère pris en compte lors du choix du liquide est la courbe de pression de vapeur saturante. En effet, les propriétés thermodynamiques du fluide conditionnent directement le choix des autres composants du dispositif.

Après l'examen de différents liquides, le choix s'est porté sur deux hydrocarbures, le n-pentane (C<sub>5</sub>H<sub>12</sub>) et le n-hexadécane (C<sub>16</sub>H<sub>34</sub>). Leurs propriétés les plus importantes dans le cadre de cette étude sont rassemblées dans le tableau IV-1. Rappelons qu'elles évoluent simplement en fonction du nombre d'atomes de carbone dans la molécule.

	$T_{eb}$ (K)	$T_c$ (K)	$P_c$ (MPa)	$C_p$ (J/mol.K)	$\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )	$\mu$ 10 <sup>-3</sup> (Pl)
n-pentane	309	469,7	3,37	172,6	620	0,24
n-hexadécane	560	722	1,41	501,6	775	3,34

**Tableau IV-1 : Quelques propriétés thermodynamiques des liquides utilisés (voir annexe I).**

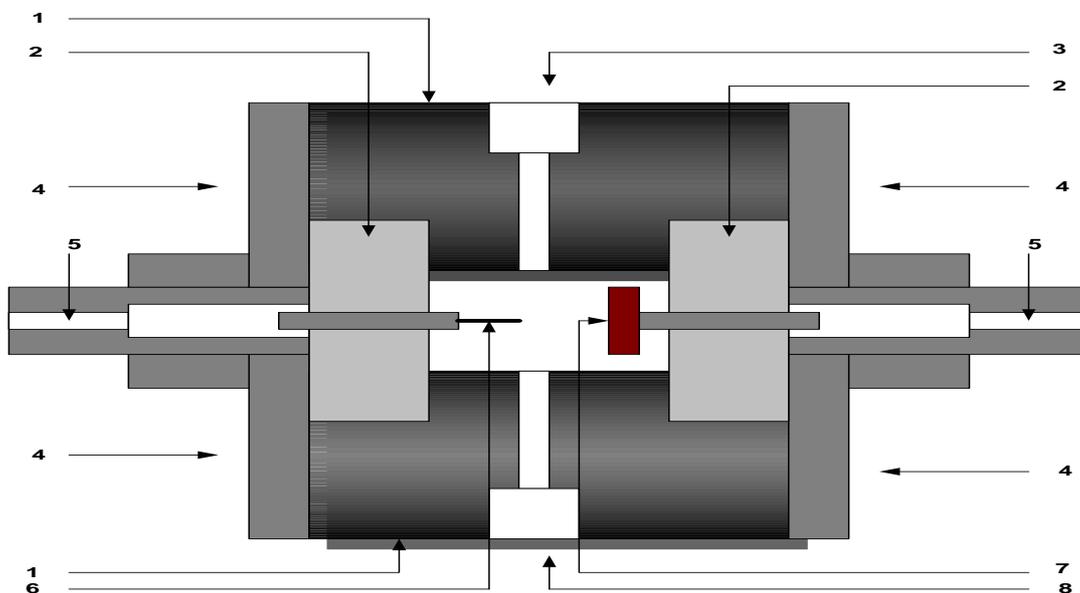
Avant utilisation des liquides, il faut les purifier pour éliminer les impuretés ionisables et les impuretés susceptibles d'attacher les électrons (eau, oxygène dissous, molécules polaires).

Les liquides choisis sont relativement facile à purifier, si le produit de départ est lui-même de grande pureté. On utilise un liquide de départ de qualité "pour spectroscopie" (pureté >99%), que l'on purifie par passage sur des colonnes de tamis moléculaire et de gel de silice suivi d'un dégazage sous vide. Dans cette étape, on élimine toutes traces d'eau, d'oxygène et de gaz dissous. Les colonnes de tamis moléculaire et de gel de silice sont préalablement activées pendant plusieurs jours à 350°C sous vide. Le liquide est ensuite filtré sur des filtres en téflon (diamètre moyen des pores 0,2 µm), pour éliminer les éventuelles particules en suspension, et introduit sous vide dans la cellule de mesure [Den88].

### IV-2.3 La cellule

Comme l'étude envisagée nécessite de travailler dans le plus grand domaine possible de pression et de température, nous avons conçu et fait réaliser une cellule de mesure pouvant supporter une pression hydrostatique de 25 MPa et une température de 220°C.

La cellule d'essai est une cellule conçue pour une géométrie pointe/plan des électrodes. Elle est du type coaxiale d'impédance 50Ω (afin d'éviter les réflexions des signaux électriques à haute fréquence produits par le décharge électrique localisée). La cellule est constituée d'un corps en acier inoxydable, de traversées isolantes en macor et de deux hublots en quartz pour permettre les mesures optiques (Fig. IV-2). Elle est placée sur un banc optique qui permet le déplacement très fin (de 0,5 à 1 μm par graduation) suivant trois directions perpendiculaires par rapport à la position de la pointe. L'électrode plane est en cuivre et la pointe, préparée comme décrit en IV-2.1, est en tungstène. Les pointes ont un rayon de courbure initial compris entre 0,5 et 1 μm et la distance interélectrodes est comprise entre 0,5 et 3 mm. Une surpression hydrostatique pouvant atteindre 25 MPa peut être appliquée par l'intermédiaire d'un soufflet métallique sur le liquide.



- |                                  |                                     |
|----------------------------------|-------------------------------------|
| 1 : Corps en acier inoxydable    | 5 : Connecteur H.T                  |
| 2 : Support                      | 6 : Pointe en tungstène             |
| 3 : Mise sous pression           | 7 : Electrode plane en cuivre/acier |
| 4 : Flasques en acier inoxydable | 8 : entrée du liquide.              |

**Figure IV-2 : Schéma de la cellule d'essai.**

La tension continue est fournie par une alimentation stabilisée  $\pm 20\text{kV}$  Spellman. Les mesures électriques comprennent la mesure du courant moyen  $I_m$ , la mesure du courant instantané  $I(t)$  et la mesure du courant intégré (= à la charge  $Q_i$  de l'impulsion). La mesure de  $Q_i$  est réalisée grâce à un système intégrateur (connecté en série avec la cellule de mesure). Le courant moyen  $I_m$  est mesuré à l'aide d'un électromètre (Keithley modèle 610C) et le courant

instantané (i.e. les variations  $I(t)$ ) grâce à un ensemble préamplificateur et oscilloscope numérique à mémoire.

En vue d'obtenir la meilleure répétitivité possible des résultats, il est indispensable d'établir un protocole très précis des étapes de préparation et de remplissage de la cellule. La cellule est tout d'abord remplie plusieurs fois par le liquide à étudier et l'ensemble est chauffé à environ 80 °C. Après chaque remplissage, la cellule est vidée puis séchée par circulation d'azote. Cette opération est répétée 3 fois. La cellule est ensuite connectée à un ensemble de pompage (pompes primaire et turbomoléculaire) pour y établir un vide d'environ  $10^{-5}$  mbar. Lorsque le vide est établi, le liquide à étudier, préalablement purifié, dégazé et filtré, est transféré dans la cellule en jouant sur la différence de pression entre le récipient de stockage et la cellule. Cette différence de pression est obtenue en chauffant le liquide dans le récipient de stockage en vue d'augmenter sa pression de vapeur. Le liquide purifié n'est ainsi jamais en contact avec l'air ambiant. Après remplissage de la cellule, les vannes sont fermées et la pression hydrostatique appliquée sur le liquide pourra varier soit en faisant varier sa température soit par l'intermédiaire d'un soufflet métallique relié à un multiplicateur de pression.

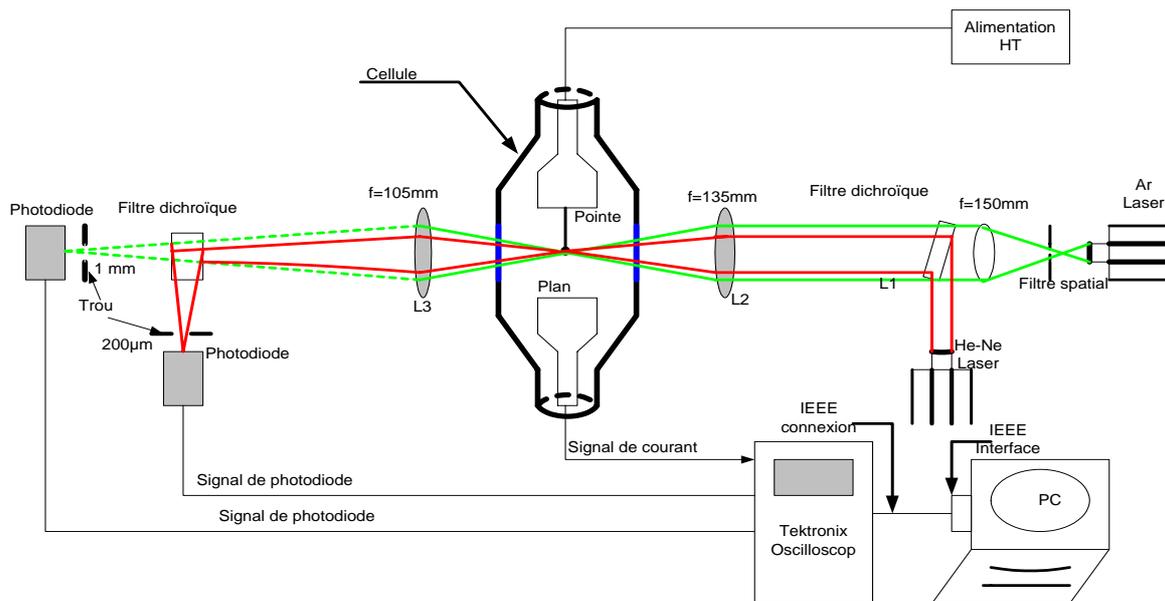
#### **IV-2.4 Montage optique de visualisation**

L'étude simultanée de la dynamique des bulles et des ondes de pression a été faite à l'aide d'un montage optique enregistrant simultanément les variations de l'intensité lumineuse  $I_L$  de la lumière transmise par deux faisceaux laser (He-Ne, 15 mW et Ar, 40 mW), focalisés près de la pointe. La dynamique de la bulle est déduite de la variation  $\Delta I_L$  de l'intensité lumineuse du faisceau laser Ar mesurée par une photodiode rapide (montage ombroscopique).  $\Delta I_L$  est proportionnelle à la surface de la bulle [Kat89] [Jom97]. La dynamique des ondes de pression est, elle, déterminée par l'analyse de la variation d'intensité du faisceau laser He-Ne produite par la modification de l'indice de réfraction du milieu suite au passage de l'onde dans la tâche de focalisation (montage strioscopique). La détection de ces variations, compte tenu des petites dimensions des bulles ( $\sim \mu\text{m}$ ) et de la résolution spatio-temporelle nécessaire ( $\sim \text{ns}$ ) pour l'analyse des ondes, exige des diamètres des tâches de focalisation les plus faibles possibles, i.e. proche de celui de la bulle. Pour ce faire, à la sortie de chaque faisceau laser (He-Ne et Ar), on place un filtre spatial<sup>1</sup> qui sert de source ponctuelle  $S$  (afin d'éliminer les aberrations de la lumière et d'obtenir une image de bonne qualité), issu de  $S$  chaque faisceau

---

<sup>1</sup> Le filtre spatial est composé d'un objectif de microscope et d'un trou de  $30\mu\text{m}$  de diamètre. Le trou est placé à la distance focale objet de l'objectif du microscope.

est élargi et collimaté par une lentille convergente  $L_1$  de focale  $f_1=150\text{mm}$ . Une deuxième lentille  $L_2$  ( $f_2=135\text{ mm}$ ) focalise les faisceaux dans le plan de la pointe en une tache d'environ  $25\text{ }\mu\text{m}$  de diamètre (le diamètre théorique est de  $15\text{ }\mu\text{m}$ ). Ceci correspond à une résolution temporelle de l'ordre de  $20\text{ ns}$  qui est le temps nécessaire pour le passage de l'onde acoustique à travers la tache de focalisation. Les faisceaux lumineux sortant de la cellule sont recueillis par une lentille de reprise  $L_3$  ( $f_3=105\text{mm}$ ) munie d'un diaphragme  $D_2$  de même diamètre d'ouverture que le diamètre du faisceau ; le faisceau He-Ne traverse un trou de  $200\mu\text{m}$  de diamètre placé au plan de l'image de  $L_3$  avant d'atteindre la photodiode rapide (temps de réponse  $<1\text{ ns}$ , surface  $=1\text{ mm}^2$ ), le faisceau Ar est focalisé sur une deuxième photodiode rapide à travers un trou de  $1\text{ mm}$  de diamètre. Les variations d'intensités lumineuses sont ensuite enregistrées à l'aide d'un oscilloscope numérique 4 voies (Fig. IV-3). L'intérêt de ce montage réside dans le fait que les signaux de courant (ou de charge) et des deux photodiodes (i.e. les dynamiques de la bulle et des ondes de pression) sont enregistrés simultanément (Fig. IV-4, (a) et (b)).



**Figure IV-3 : Schéma du dispositif de détection des bulles et des ondes de pression.**

Un schéma plus détaillé du montage optique strioscopique est montré sur la figure IV-5. L'émission des ondes de pression provoque une modification transitoire de l'indice de réfraction du milieu, ce qui se traduit par une déflexion (ou déviation) angulaire  $\theta$  des rayons lumineux. Cette déflexion introduit une modulation de l'intensité de la lumière arrivant sur la photodiode par l'action du diaphragme situé sur la lentille  $L_3$ . Dans le cas d'une tache lumineuse uniformément éclairée, la tension de sortie de la photodiode est en première

approximation proportionnelle au module de la dérivée en fonction du temps de l'impulsion de pression traversant la tache de focalisation [Sul84].

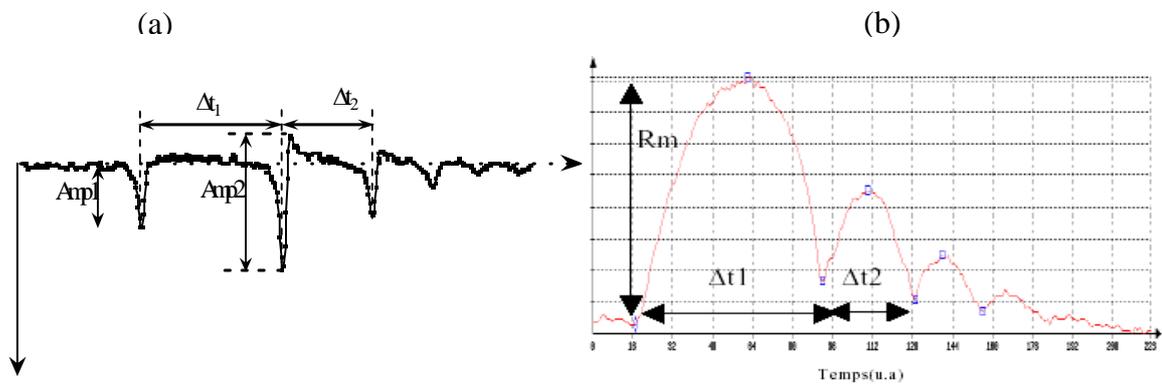


Figure IV-4: Dynamique (a) des ondes de pression (b) et d'une bulle.  $T_{\infty}=24$  C,  $P_{\infty}=15$  bars.

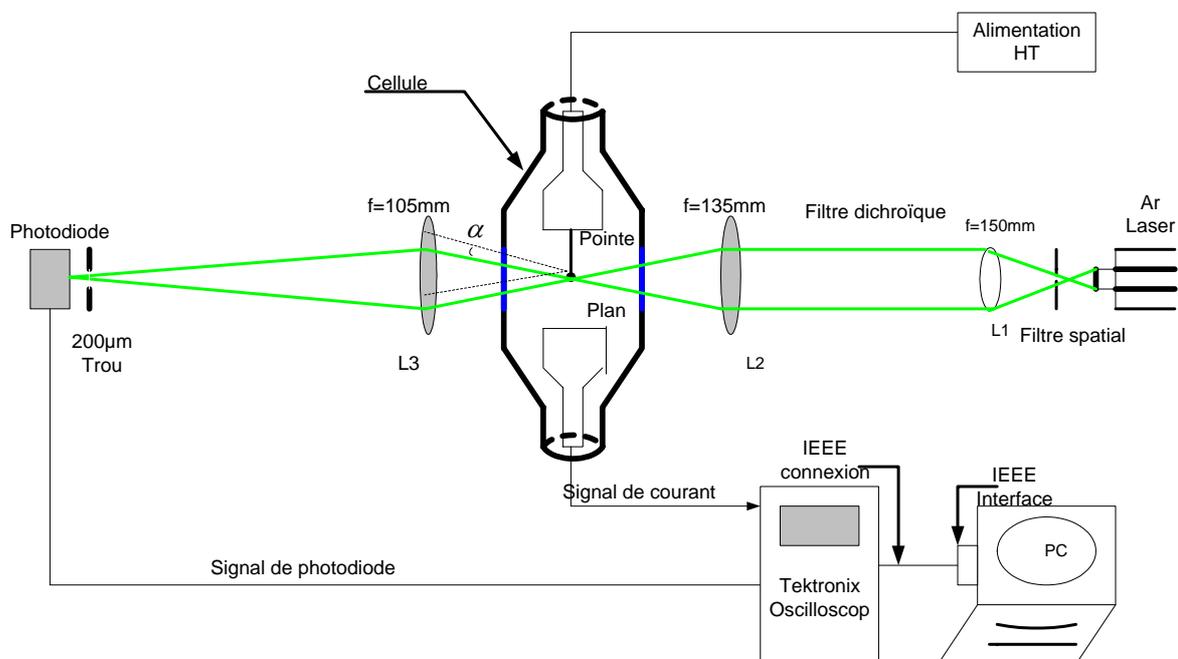


Figure IV-5 : Montage optique strioscopique.

### IV-3 Mesures expérimentales

Le système d'acquisition comporte une interface et une liaison IEEE entre l'oscilloscope numérique et le micro-ordinateur, il est capable de saisir et de traiter plusieurs séries (de 30 acquisitions chacune et un pas de temps de 1 ns) de signaux, visualisés sur l'écran de l'oscilloscope (Fig. IV-3). Les signaux enregistrés correspondent à l'acquisition simultanée de  $I(t)$  (ou  $Q_i$ ) et à la variation d'intensité détectée par les deux photodiodes (l'une reliée au

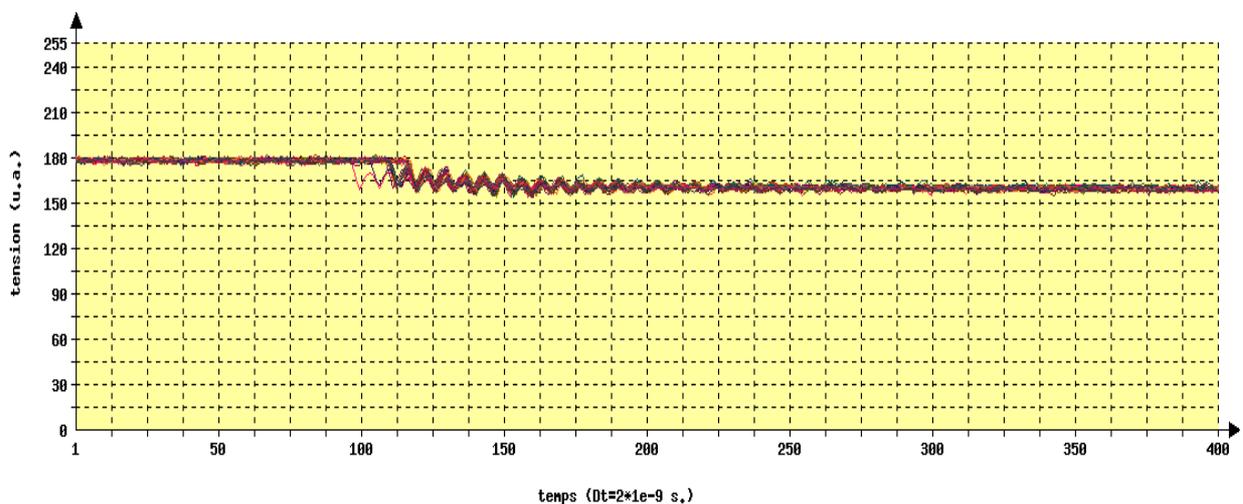
signal de la bulle et l'autre à celui des ondes de pression). Plusieurs programmes que nous avons développés sur le serveur du laboratoire, ont été utilisés pour l'acquisition et le traitement de ces informations. Ils permettent :

- de filtrer les signaux avec le choix de plusieurs types de filtre, dans le but de ne pas déformer les acquisitions brutes ;
- de détecter tous les maxima et minima des signaux correspondant à la dynamique des bulles et des ondes ;
- de déterminer les variations du rayon de la bulle en fonction du temps  $R(t)$ , puis d'en déduire la vitesse d'interface de la bulle, etc. ceci pour chaque impulsion de courant de charge  $Q_i$  ;
- de calculer les valeurs de  $Q_i$ ,  $W_i$ ,  $R_w$ ,  $R_{ray}$ , etc.

On a ainsi accès, pour chaque événement, aux valeurs de  $Q_i$  et  $V_s$  et donc à l'énergie électrique déposée dans le liquide ( $W_i=Q_iV_s$ ). L'enregistrement simultané des trois signaux électriques et lumineux sur l'oscilloscope nous permet, de plus, de mettre en évidence la chronologie des événements suite à une impulsion de courant.

### IV-3.1 Signaux enregistrés sur l'oscilloscope

Les figures suivantes illustrent les trois types de signaux observés simultanément sur l'écran de l'oscilloscope. Pour une série donnée, l'acquisition des 3 signaux est répétée 30 fois avant son traitement. La figure IV-6 montre une série de 30 signaux d'impulsions de courant intégrées sur un dispositif intégrateur. La figure IV-7 montre les signaux de la photodiode associés à la formation des bulles et la figure IV-8 ceux produits par l'émission des ondes de choc/pression.



FigureIV- 6 : Série de 30 impulsions de courant intégrées.

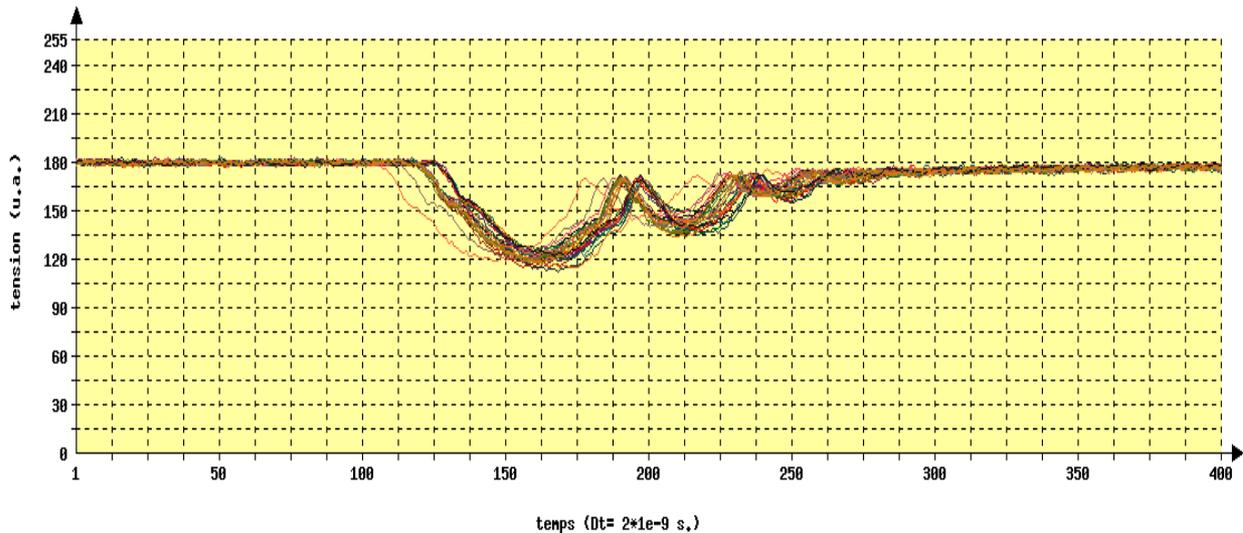


Figure IV-7 : Les 30 signaux de la photodiode correspondant à la dynamique de la bulle.

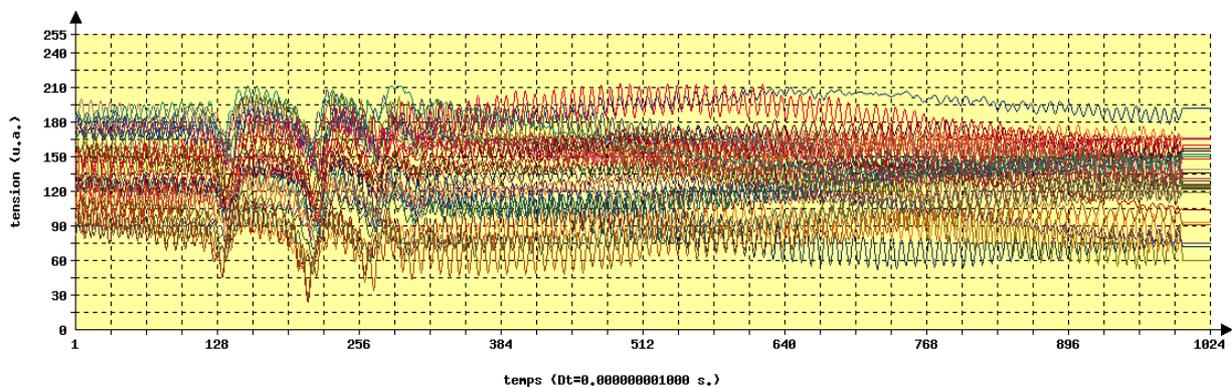


Figure IV-8 : Les 30 Signaux de la photodiode produits par les ondes de choc/pression.

### IV-3.2 Exploitation des mesures précédentes

A partir des mesures précédentes (Fig. IV-6, 7 et 8), nous pouvons déterminer les grandeurs suivantes :

- L'impulsion de courant, produite par l'avalanche électronique, peut être intégrée (Fig. IV-9) si son amplitude est suffisante pour pouvoir utiliser notre dispositif intégrateur ( $Q_i > 0,2$  pC). Ceci nous permet alors de déterminer la charge  $Q_i$  et donc l'énergie injectée  $W_i$  par chaque impulsion, sachant que la valeur de la chute de tension dans la zone de décharge est toujours de l'ordre de  $V_s$ , d'où  $W_i \cong Q_i V_s$ . Si l'amplitude de l'impulsion de courant est trop faible, la charge est évaluée approximativement à partir de la surface de cette impulsion.

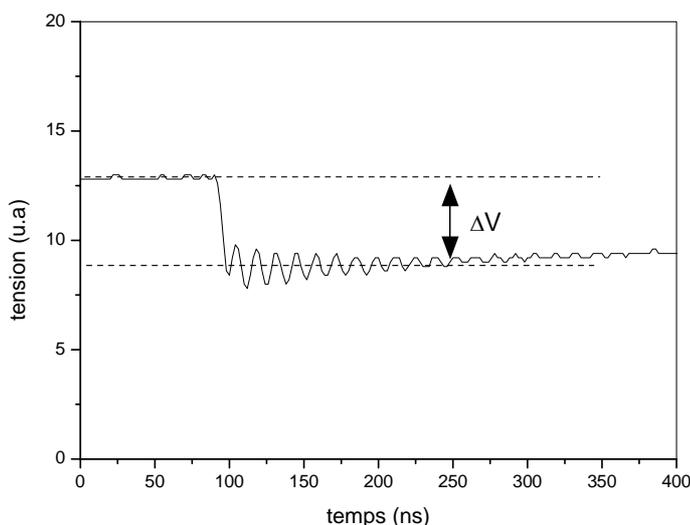


Figure IV-9 : Signal d'une impulsion de courant intégrée. La charge de l'impulsion est telle que :  $Q_i = C\Delta V$  où  $C$  est la capacité d'intégration.

- L'analyse du signal de la dynamique de la bulle enregistré par la photodiode (Fig. IV-10&11) dépend de la viscosité du liquide. Dans le cas des liquides faiblement visqueux, c'est-à-dire lorsque la viscosité n'intervient pas sur la dynamique de la bulle (n-pentane), nous pouvons mesurer la durée de vie ( $\Delta t_i$ ) de chaque cycle expansion-implosion (mesure temporelle), et ainsi remonter aux mesures spatiales en calculant le rayon  $R_{ray}$  de la bulle à partir de l'expression théorique issue du modèle de Rayleigh (fig. IV-10). Pour les liquides visqueux (n-hexadécane), la durée de vie d'un cycle expansion-implosion de la bulle est modifiée par l'effet dissipatif de la viscosité. Comme cet effet intervient essentiellement sur l'étape d'implosion, les temps d'expansion et d'implosion ne sont pas identiques contrairement au cas précédent (voir fig. IV-10&11 et chapitre III). Le rayon de la bulle  $R_{ray}$  est alors déterminé à partir de la seule mesure de son temps d'expansion.

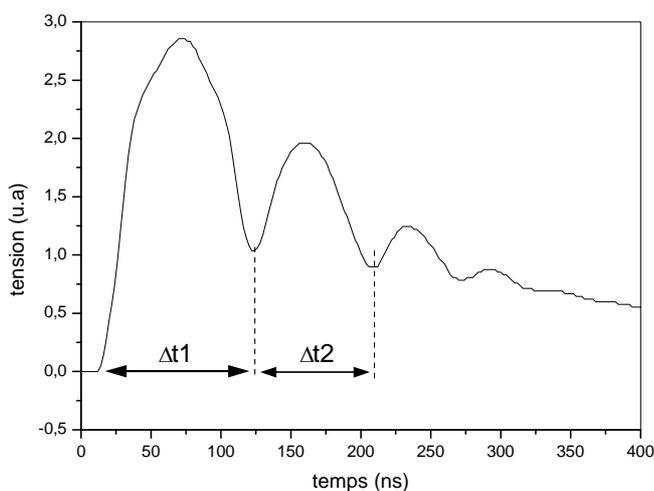
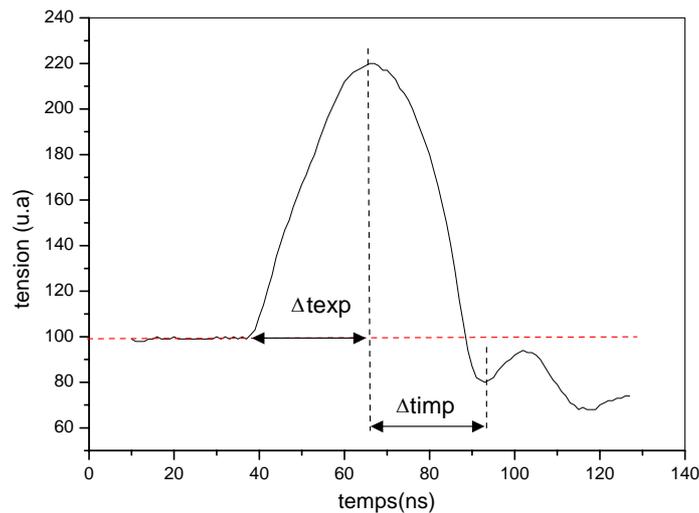
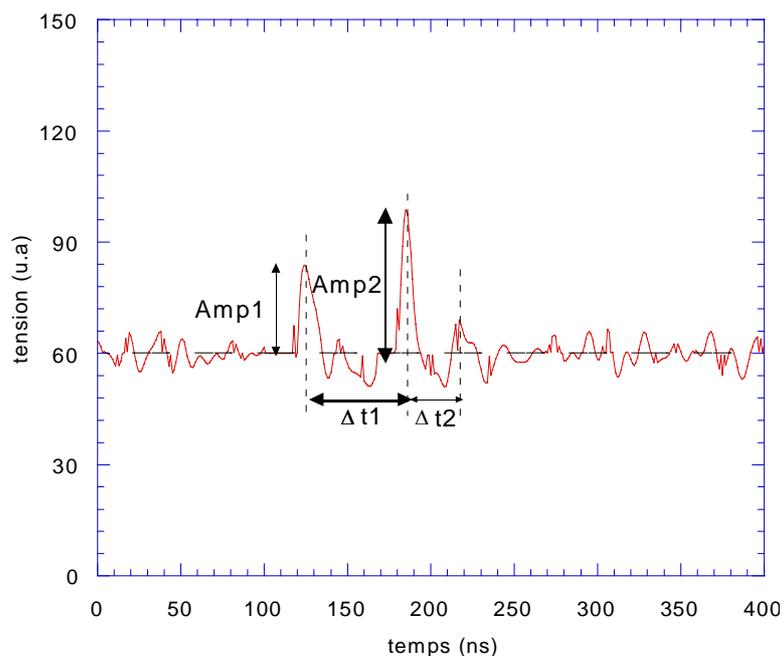


Figure IV-10 : Signal correspondant à la dynamique d'une bulle dans le n-pentane.



**Figure IV-11 : Signal correspondant à la dynamique d'une bulle dans le n-hexadécane  
( $P_{\infty}=1\text{MPa}$ ,  $T_{\infty}=24^{\circ}\text{C}$ ).**

- L'analyse du signal correspondant à l'émission des ondes de choc/pression permet de déterminer l'amplitude relative des ondes successives et le temps  $\Delta t$  qui s'écoule entre ces ondes successives (fig. IV-12). Les enregistrements peuvent être effectués à des distances variables de la pointe, ce qui permet de mesurer le temps de retard à l'apparition de la première onde et de tracer l'amplitude relative des ondes en fonction de la distance à la pointe. Il est ainsi possible de déterminer leur vitesse de propagation ainsi que leur amortissement en fonction de la distance au centre émetteur.



**Figure IV-12 : Signal produit par le passage des ondes de choc/pression.**

### IV-3.3 Méthodes de traitement des signaux

Les différents signaux obtenus dans notre domaine d'étude (pression et température élevées) sont en général très bruités et donc difficilement exploitables directement. Pour pouvoir en déduire les valeurs des différentes grandeurs liées à la bulle et aux ondes, il s'est avéré indispensable de traiter des séries de 30 acquisitions pour chaque condition de pression et de températures imposée. Le développement d'un traitement automatique de ces données s'impose.

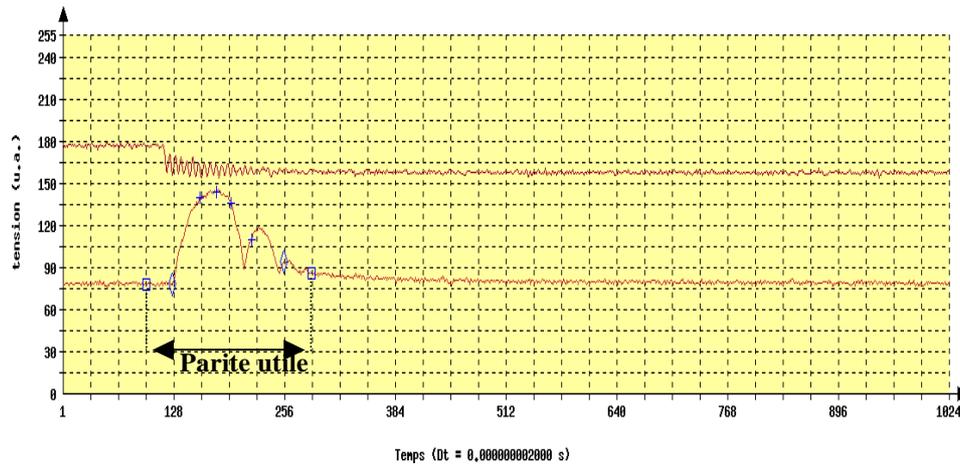


Figure IV-13 : Recherche des maxima et minima sur un signal brut correspondant à une bulle.

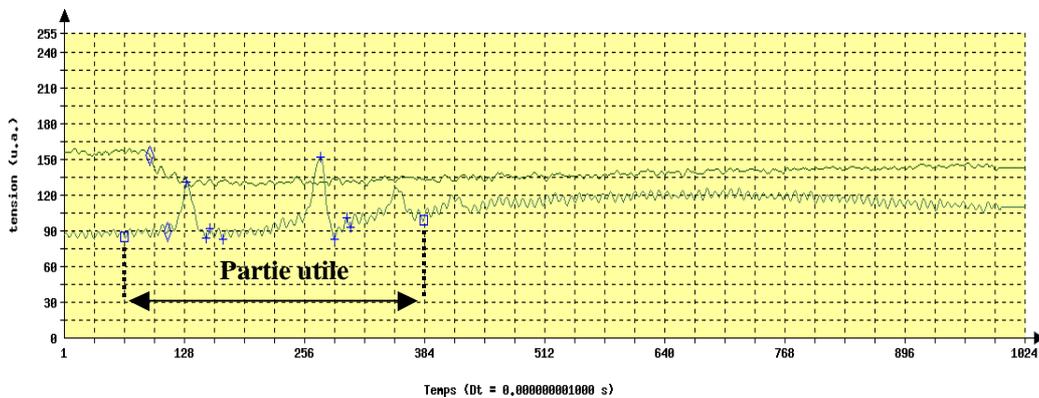
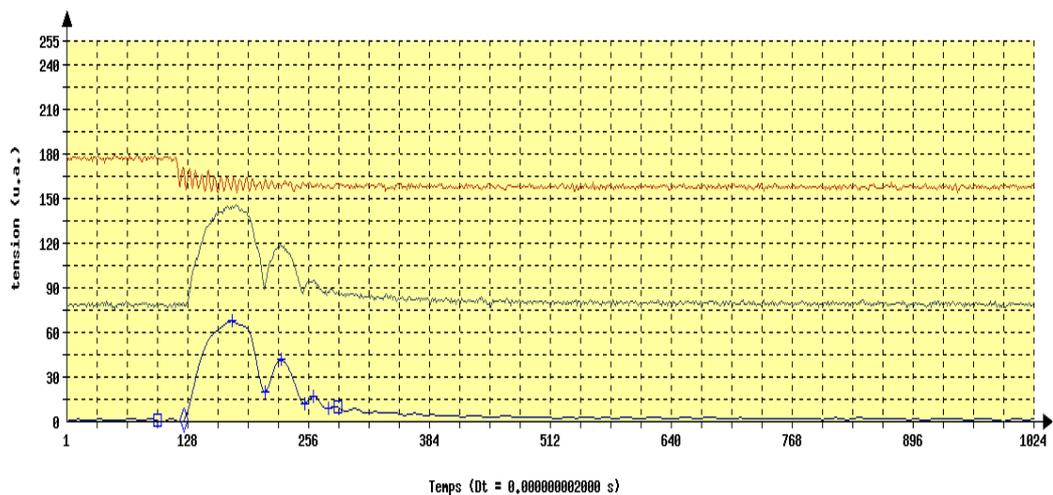


Figure IV-14 : Recherche des maxima et minima sur un signal brut d'ondes de choc/pression.

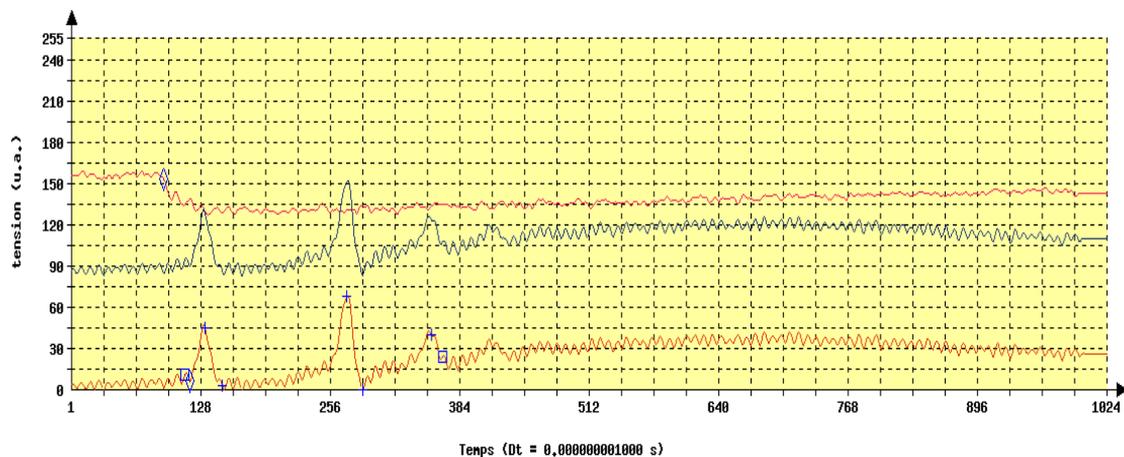
Tout d'abord, pour extraire rapidement les informations utiles sur la série d'acquisitions de signaux, on utilise une méthode automatique de recherche des maxima et minima sur chaque signal enregistré. Cette méthode consiste à trouver tout d'abord la "partie utile" du signal (matérialisée par les carrés sur les Fig. IV-13 et IV-14) puis dans ce signal utile nous recherchons les points de changement de pente, ces points ainsi déterminés doivent permettre le calcul des grandeurs comme le rayon maximum de la bulle, la variation du rayon en fonction du temps, l'amplitude des ondes, etc.. Cependant, bien que le signal brut des Figures

IV-13 et IV-14 ne soient pas excessivement bruités, on constate que la méthode de recherche des maxima et minima n'est pas satisfaisante. A partir de ce résultat, il n'est pas possible de calculer directement les grandeurs recherchées.

D'une manière générale, il est donc indispensable d'effectuer un filtrage préliminaire des signaux bruts avant d'entreprendre la recherche automatique des maxima et minima. Pour éviter que le filtrage n'introduise une déformation sensible du signal initial (i.e. un changement de la position des minima et maxima), nous avons la possibilité d'utiliser différents filtres adaptés à différents types de signaux. La figure IV-15 montre le résultat du traitement de recherche des maxima et minima sur le signal filtré de la figure IV-13. Comme le montre cette figure, la technique de recherche des maxima et minima s'avère cette fois-ci efficace (on utilise ici le signal dérivé), ce qui va nous permettre de calculer automatiquement les grandeurs utiles de la dynamique de la bulle (par exemple, la durée de vie de chaque cycle expansion-implosion de la bulle).

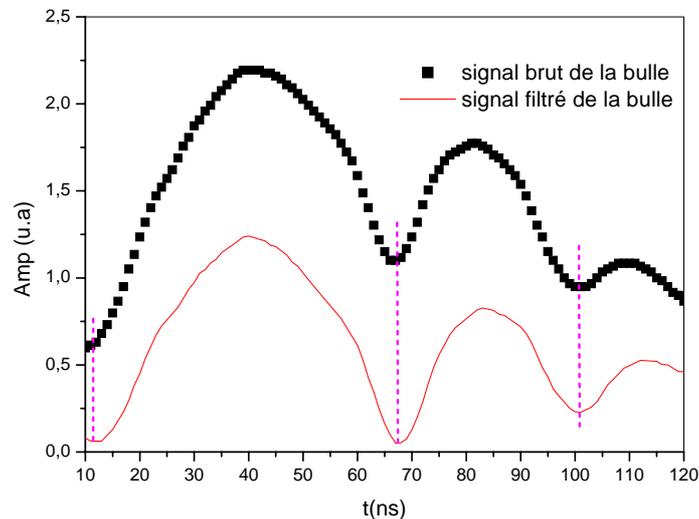


**Figure IV-15 : Recherche des maxima et minima sur le signal filtré de la figure IV-13. Dans ce cas, le filtre utilisé est passe-bas de fenêtre rectangulaire.**

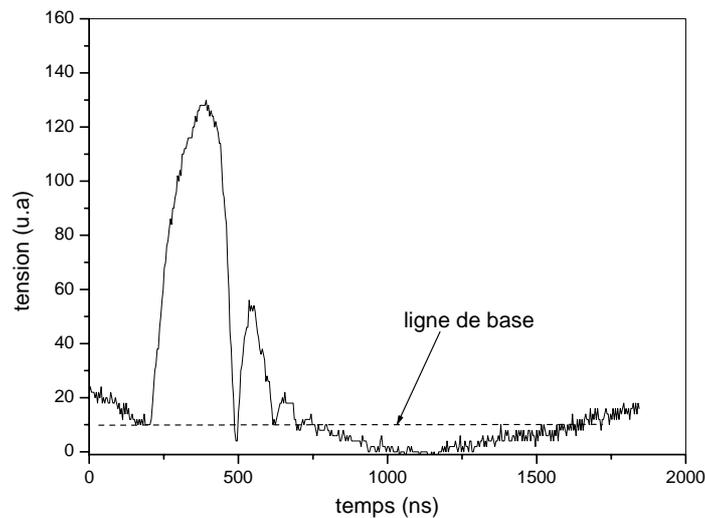


**Figure IV-16 : Recherche des maxima et minima sur le signal filtré de la figure IV-14. Dans ce cas, le filtre utilisé est un passe-bas numérique avec une fenêtre rectangulaire.**

En utilisant la même procédure pour le signal des ondes de choc/pression, on voit que la recherche des maxima et minima sur le signal filtré est également très satisfaisante (Fig. IV-16). Ceci rend possible le calcul automatique des différentes grandeurs associées à l'émission des ondes de choc/pression.



**Figure IV-17 : Signaux brut et après traitement de la dynamique de la bulle.**



**Figure IV-18 : Signal de la dynamique de la bulle sans ligne de base stable.**

Une difficulté supplémentaire dans le traitement des signaux est apparue du fait que certains signaux, surtout ceux correspondant à la dynamique de la bulle, présentent une ligne de base non constante ; soit le signal ne revient pas à sa valeur initiale à la fin du phénomène observé (voir fig. IV-11) soit la ligne de base fluctue en fonction du temps (voir fig. IV-18). Nous n'avons pas clairement identifié la source de ces phénomènes. Pour effectuer une analyse correcte des signaux, il faut introduire un traitement supplémentaire consistant à

filtrer le signal pour éliminer ces fréquences. Les grandeurs caractéristiques de la bulle sont alors correctement estimés après ce traitement, c'est le cas illustré Fig. IV-17. Il existe cependant des signaux pour lesquels le traitement automatique conduit à des résultats peu fiables. Un exemple de ce type est montré sur la figure IV-18. Pour de tels signaux, seul un traitement manuel donne des résultats exploitables.

En général le signal de la bulle est « pollué » initialement par le signal de l'onde, la figure IV-19 montre un signal de ce type. Par conséquent, nous avons des problèmes pour identifier précisément les caractéristiques de la phase initiale de la dynamique de la bulle.

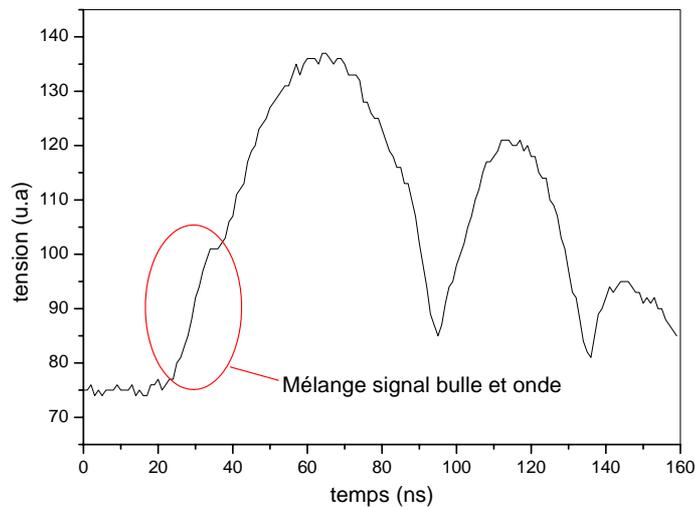


Figure IV-19 : Signal de la dynamique de la bulle « pollué » par le signal de l'onde.

#### IV-4 Conclusion

Un dispositif expérimental original a été réalisé pour visualiser simultanément la dynamique de la bulle et l'émission des ondes de choc/pression dans le liquide. La cellule est placée sur une table à trois axes (x,y,z), à déplacement de précision, pour permettre un réglage précis de la position des taches de focalisation des faisceaux lasers par rapport à la position du centre émetteur des phénomènes, qui est lui-même situé très près de la pointe. Un protocole expérimental strict a été établi de manière à assurer la meilleure reproductibilité possible des résultats.

Chaque ligne de détection des phénomènes (ondes et bulle) utilise un ensemble photodiode rapide+amplificateur relié à un oscilloscope numérique, lui-même connecté à un ordinateur pour l'acquisition des signaux bruts (des séries de 30). Le traitement automatique de ces signaux est ensuite effectué pour extraire les données utiles de chaque signal ( $\Delta V$ ,  $\Delta t_1$ ,  $\Delta t_2$ ,  $Amp1$ ,  $Amp2$ , etc.).

## **Présentation des résultats expérimentaux obtenus dans le n-pentane et le n-hexadécane**

### **V-1 Introduction**

L'objectif de ce chapitre est de présenter les phénomènes physiques induits par une micro-décharge électrique localisée près de la pointe, celle-ci étant identifiée par l'impulsion de courant qu'elle produit. L'étude menée au laboratoire par R. Kattan [Kat90], dans un domaine de pression hydrostatique inférieure à la pression critique  $P_c$  du fluide, a permis de montrer qu'il y a formation systématique d'une bulle de gaz après chaque impulsion de courant. Il a également montré que la formation de la bulle peut s'expliquer par un mécanisme d'ébullition locale et non par un mécanisme de cavitation ou de nucléation. Des résultats comparables ont été trouvés par F. Jomni [Jom 97] lors d'une étude effectuée dans de nombreux liquides (hydrocarbures et gaz liquéfiés) et dans un domaine de pression s'étendant jusqu'à des pressions supérieures à la pression critique  $P_c$  du fluide.

Cependant, ces différents résultats restent partiels et en partie non expliqués : par exemple, comment expliquer la formation d'une interface liquide/gaz lorsque la pression appliquée est supérieure à  $P_c$ . Nous avons donc entrepris une étude plus fine des différents phénomènes produits par une micro-décharge électrique en faisant varier deux paramètres cruciaux que sont la température du liquide ( $\leq 120$  °C) et la pression hydrostatique appliquée ( $\leq 10$  MPa).

Les coordonnées (lieu et instant) de la formation de la bulle sont connus, nous pouvons donc utiliser un procédé permettant de faire une analyse spatio-temporelle systématique et détaillée de l'évolution d'une bulle unique, en fonction de divers paramètres (énergie injectée, pression et température appliquées). Les grandeurs électriques ( $Q_i$ ,  $V_s$ ), la dynamique de la bulle ( $R(t)$ ) et des ondes de choc/pression sont mesurées simultanément à partir du moment du dépôt d'énergie (i.e. le déclenchement de l'impulsion de courant). La distance entre électrodes est suffisamment importante, devant la zone de formation et d'évolution des phénomènes, pour considérer le milieu liquide comme infini. D'autre part, du fait qu'il y a relativement peu d'études sur les phénomènes de formation de bulles à des pressions et températures élevées par des méthodes électriques, nous avons été amenés à faire une analyse comparative de nos résultats avec ceux obtenus par claquage laser.

L'énergie déposée par la micro-décharge électrique  $W_i (=Q_i V_s)$  est proportionnel à la charge injectée par l'impulsion de courant  $Q_i$ . Lorsque la pression hydrostatique est suffisamment élevée ( $>1\text{MPa}$ ),  $Q_i$  correspond effectivement à l'intégration d'une seule impulsion de courant formée par la micro-décharge en phase liquide. Pour des pressions plus faibles, un phénomène parasite secondaire intervient qui est l'apparition de décharges électriques secondaires dans la bulle formée par la décharge initiale. La formation et la dynamique de la bulle sont alors modifiées par ces décharges électriques secondaires. De plus, la charge  $Q_i$  est surévaluée car l'intégration du courant se fait sur la décharge initiale et sur les décharges secondaires ; le nombre et l'amplitude des décharges secondaires étant fonction du liquide et de la pression appliquée. Ainsi, la mesure de la variation de la charge  $Q_i$  avec la pression hydrostatique appliquée montre une légère diminution avec l'augmentation de la pression avant d'atteindre une valeur pratiquement constante pour des pressions élevées (voir Fig V-1). Ce phénomène sera à prendre en compte lors de l'analyse des résultats.

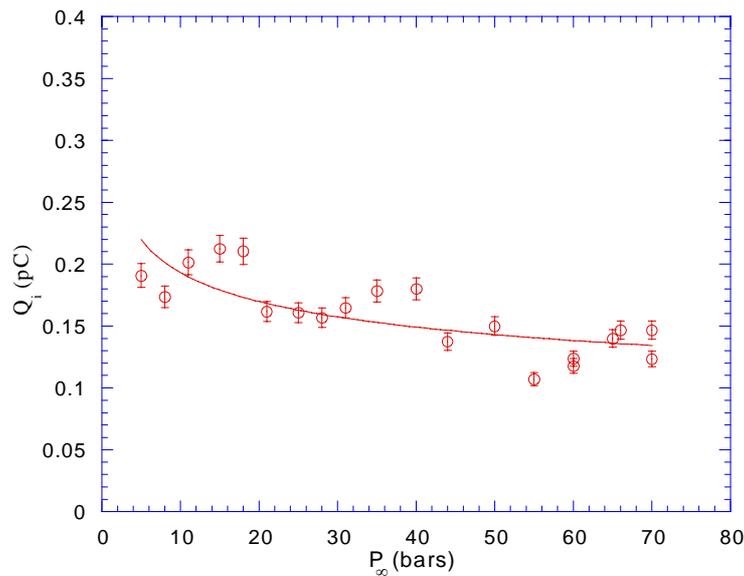


Figure V-1 : Variation de la charge injectée  $Q_i$  en fonction de la pression hydrostatique appliquée dans le n-pentane.

Il a été démontré que chaque impulsion de courant est le résultat d'une avalanche électronique se produisant en phase liquide [Den88, Den87, Hai91]. Une quantité de charge de l'ordre de pico Coulombs [Kat89, Kat90] ne dépendant que du liquide et du rayon de courbure de la pointe  $r_p$ , est injectée par l'avalanche en un temps extrêmement bref ( $\sim \text{ns}$ ) dans un volume très petit ( $\sim r_p^3$ ) situé devant la pointe. La densité d'énergie déposée ( $\sim 1 \text{kJ/cm}^3$  dans le n-pentane) est telle que le liquide est porté dans un état hors équilibre (liquide surchauffé), ce qui induit à l'émission systématique d'une onde de choc [Jom97]. Cette onde

de choc est suivie par la formation d'une bulle qui génère l'émission d'une onde de pression lors de son implosion. On observe ensuite plusieurs ondes de pression de moins en moins détectables, corrélées aux implosions successives de la bulle.

Tous les phénomènes physiques ainsi observés s'apparentent aux phénomènes décrits lors d'un claquage laser [Pat89]. Dans ces deux expériences, les phénomènes (ondes de choc/pression, bulle) apparaissent au-delà d'une valeur critique d'un paramètre : pour une micro-décharge électrique il s'agit de la tension appliquée  $V \geq V_s$  (pour un liquide donné,  $V_s$  ne dépend que du rayon de courbure de la pointe), et pour un claquage optique il s'agit de l'intensité du rayonnement électromagnétique du laser, celle-ci dépendant essentiellement de l'optique de focalisation utilisée. Cependant, ces deux expériences se distinguent par une très grande différence entre les énergies injectées : les énergies mises en jeu dans le cas du claquage laser sont de l'ordre du mJ tandis que dans notre cas elles sont de l'ordre du nJ, ce qui a des conséquences sur les grandeurs caractéristiques des phénomènes induits (rayon et durée de vie des bulles, amplitude des ondes de choc, etc.).

## V-2 Formation et dynamique de la bulle

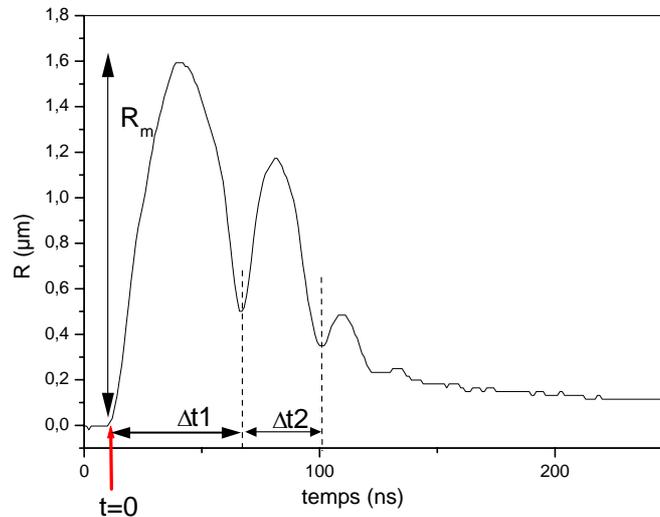


Figure V-2 : Dynamique d'une bulle produite dans le n-pentane ( $T_\infty=24^\circ\text{C}$ ,  $P_\infty=1,5\text{MPa}$ ).

La figure V-2 montre une variation typique du rayon de la bulle en fonction du temps  $R(t)$  (On prend la racine carré du signal redressé de la photodiode pour obtenir le rayon de la bulle  $R$ ). A la suite de l'impulsion de courant ( $t=0$ ), la bulle grossit rapidement, du fait que sa pression interne est bien supérieure à celle appliquée sur le liquide, puis elle atteint son rayon maximum  $R_m$  et ensuite son rayon diminue du fait d'une pression interne devenue inférieure à celle appliquée sur le liquide. La dynamique de la bulle est donc caractérisée par une phase d'expansion suivie d'une phase d'implosion à l'issue de laquelle la bulle atteint son rayon

minimum. A la fin de la phase d'implosion, le milieu contenu à l'intérieur de la bulle est fortement comprimé, ceci va induire un nouveau cycle expansion/implosion de la bulle, ce phénomène se reproduit plusieurs fois avant la disparition complète de la bulle. Par visualisation directe de la bulle, on observe que la géométrie du mouvement conserve une évolution à symétrie sensiblement sphérique, et que l'amortissement des rebonds successifs de la bulle est très rapide. Au cours des différents cycles, la bulle dissipe une partie de son énergie sous la forme d'ondes de pression, jusqu'à disparaître complètement dans le liquide.

### V-2.1 Durée de vie du 1<sup>er</sup> cycle expansion-implosion de la bulle

F. Jomni [Jom97] a mis en évidence l'existence systématique de la bulle après chaque impulsion de courant et cela bien au-delà de la pression critique du liquide. Résultat inattendu, puisqu'on observe toujours et de manière continue les mêmes mécanismes, que l'on applique sur le liquide une pression inférieure ou supérieure à sa pression critique; dans ce dernier cas la thermodynamique ne permet pas de prévoir l'existence d'une interface liquide-gaz à l'équilibre au-delà des conditions critiques du fluide. Nous avons confirmé ce précédent résultat et étendu l'étude à un domaine de pression et de température encore plus important. Nous avons tracé sur la figure V-3 la durée de vie  $\Delta t_1$  du premier cycle expansion/implosion de la bulle dans le n-pentane et le n-hexadécane, en fonction de la pression hydrostatique pour différentes températures du liquide. Rappelons que pour le n-hexadécane (figure V-3 (b)), nous avons pris  $\Delta t_1=2*\Delta t_{exp}$ , comme expliqué dans le chapitre IV, pour éliminer l'influence de la viscosité sur la durée de la phase d'implosion. Quelle que soit la température, les courbes  $\Delta t_1(P_\infty)$  suivent la même loi de variation, que  $P_\infty$  soit inférieure ou supérieure à la pression critique du fluide.

$P_\infty$ (MPa)	n-pentane		n-hexadécane	
	$\Delta t_{exp}$ (ns)	$\Delta t_{imp}$ (ns)	$\Delta t_{exp}$ (ns)	$\Delta t_{imp}$ (ns)
1,5	27,88	26,65	31,5	45
2,5	19,81	19,42	21	30
4,0	12,23	12	16,15	19
5,0	9,90	9,52	12	15,4

Tableau V-1 : Quelques valeurs de  $\Delta t_{exp}$  et  $\Delta t_{imp}$  dans le n-pentane et le n-hexadécane à  $T_\infty=24^\circ\text{C}$ .

Sur le tableau V-1, nous présentons quelques valeurs typiques de la durée de vie des phases d'expansion et d'implosion de la bulle dans les deux liquides étudiés. L'influence de la viscosité du liquide sur la phase d'implosion de la bulle dans le n-hexadécane est bien mise en évidence alors que dans le n-pentane on a toujours  $\Delta t_{\text{exp}} \cong \Delta t_{\text{imp}}$ .

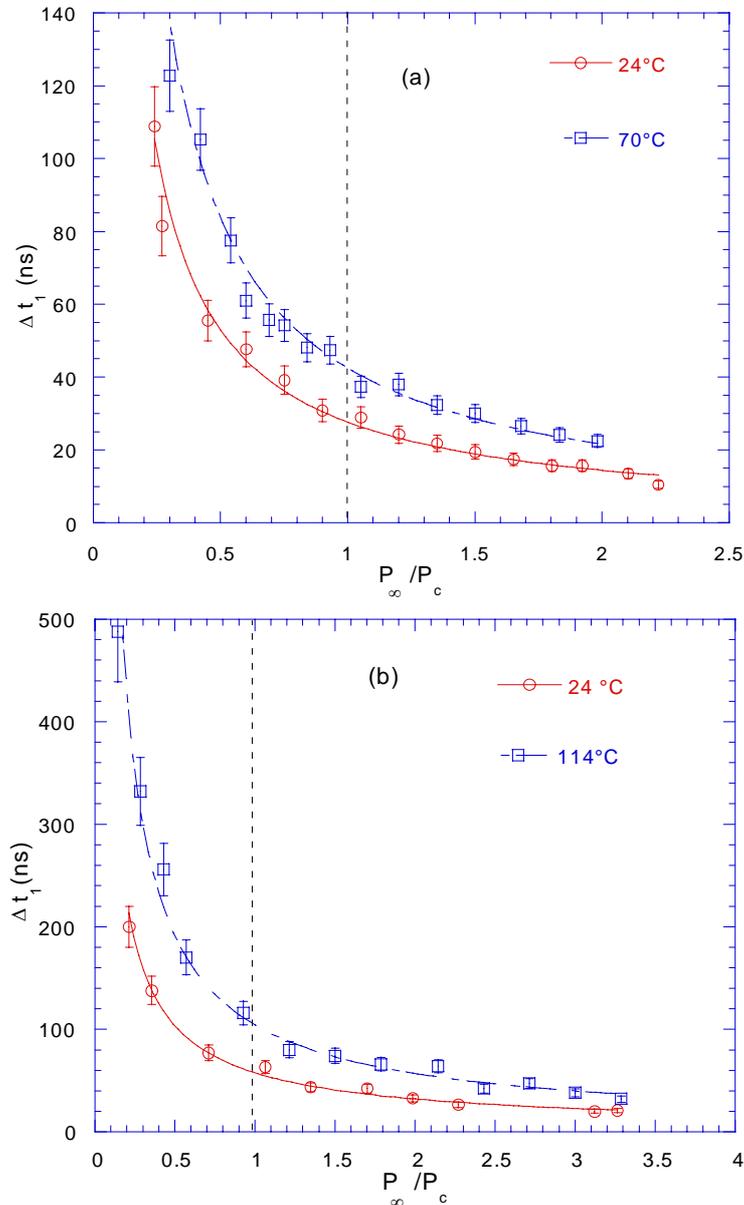


Figure V-3 : Durée de vie du premier cycle de la bulle en fonction de la pression réduite, pour différentes valeurs de  $T_\infty$  (a) n-pentane et (b) n-hexadécane.

### V-2.2 Durée de vie du 2<sup>ème</sup> cycle expansion-implosion de la bulle

Nous avons également déterminé la durée de vie du deuxième cycle expansion/implosion de la bulle dans les deux liquides étudiés. Nous présentons sur la figure V-4 l'évolution de  $\Delta t_2$

(durée de vie du 2<sup>ème</sup> cycle de la bulle) en fonction de la pression pour différentes températures du liquide.

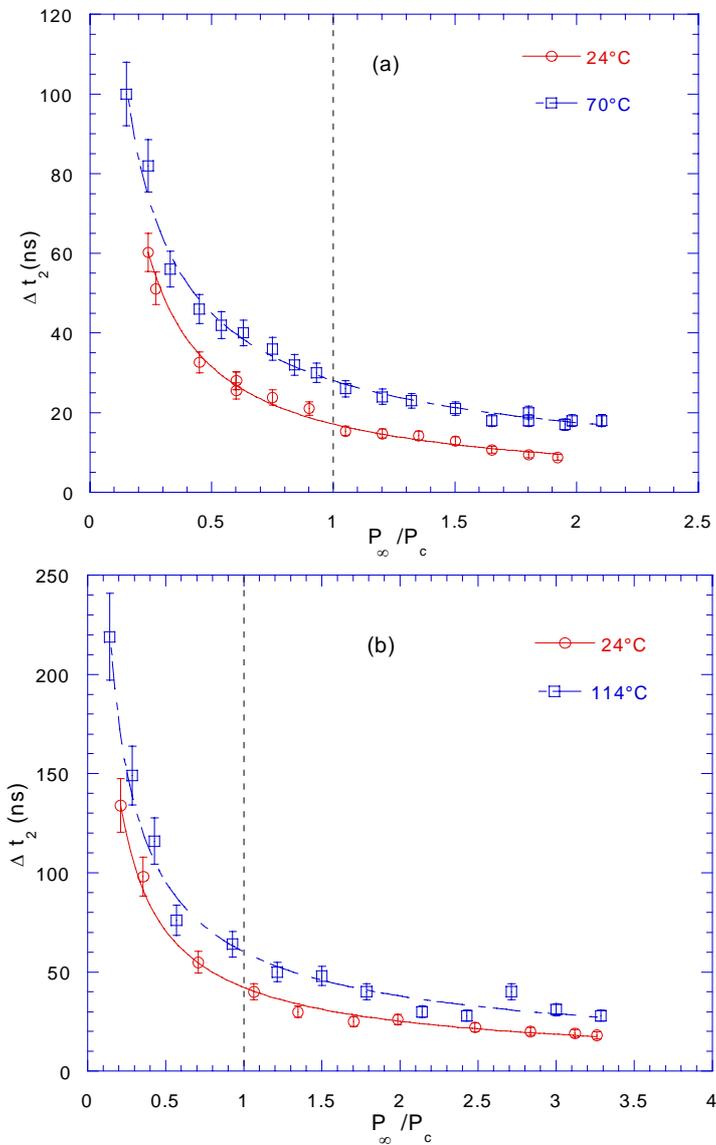


Figure V-4 : Durée de vie du deuxième cycle de la bulle en fonction de la pression réduite pour différentes valeurs de  $T_\infty$  : (a) n-pentane et (b) n-hexadécane.

**Remarque :** Pour ne pas encombrer les graphes, nous avons choisi de présenter les résultats correspondants à la température ambiante et à la température la plus élevée que nous avons réussi à exploiter pour chacun des liquides étudiés.

### V-3 Etude des ondes de choc/pression

#### V-3.1 Etude de l'onde de choc émise lors d'une micro-décharge électrique

Nous présentons dans ce paragraphe les résultats concernant l'étude de l'onde de choc (onde initiale) ayant comme origine la relaxation de l'énergie du plasma. Nous allons

présenter les résultats en grandeurs relatives soit à la pression critique ou la température critique, car il n'a pas été possible de calibrer le signal de la photodiode à l'aide d'une sonde de pression (l'amplitude des ondes émises étant trop faible et leur amortissement trop rapide devant les performances d'une sonde).

V-3.1.1 Influence de la pression et de la température

A partir des résultats montrés sur la figure V-5, on constate que l'amplitude relative de l'onde initiale  $Amp1$  est indépendante de la pression hydrostatique appliquée sur le liquide. Ceci confirme les résultats obtenus par F. Jomni [Jom97] dans d'autres liquides. Nous avons de plus montré que l'amplitude de l'onde de choc est pratiquement constante quelle que soit la température du liquide (Fig. V-5).

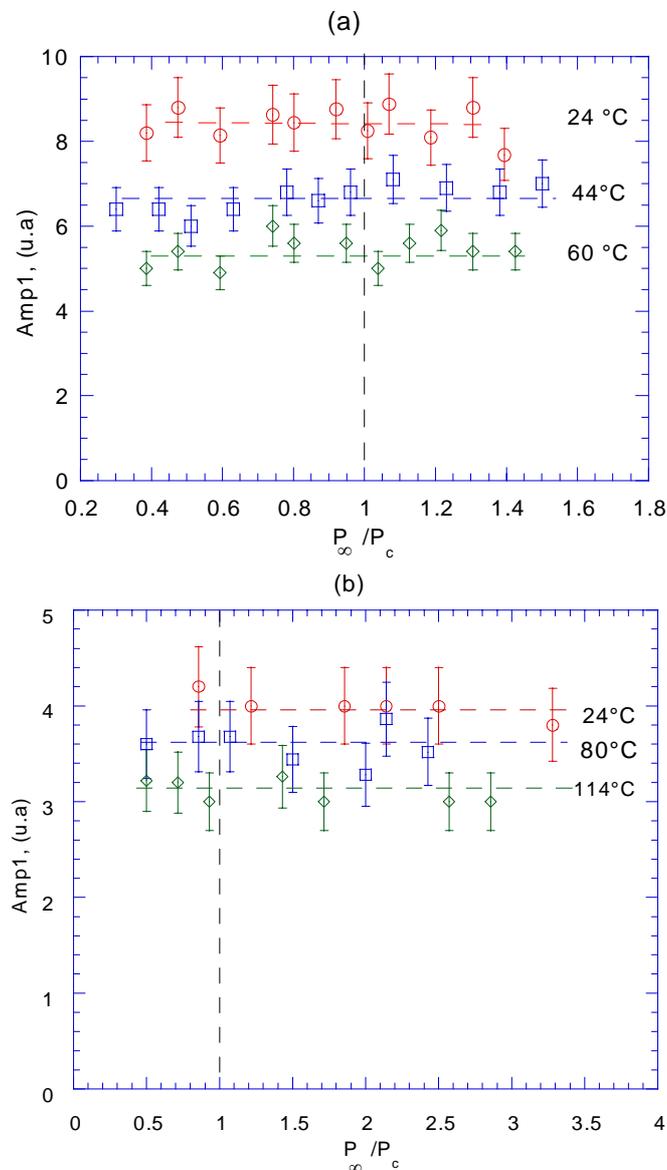


Figure V-5 : Amplitude relative  $Amp1$  de l'onde initiale en fonction de la pression réduite pour différentes températures  $T_{\infty}$  (a) n-pentane et (b) n-hexadécane.

V-3.1.2 Amortissement des ondes en fonction de la distance de propagation

Afin de réaliser la mesure de l'amortissement des ondes avec la distance parcourue, nous avons mis en œuvre une méthode consistant à mesurer les amplitudes  $Amp1$  et  $Amp2$  en fonction de la distance  $d$  à l'électrode pointe (ce qui correspond approximativement au centre émetteur des ondes) et ceci pour différentes pressions et températures. Les variations de  $Amp1$  avec la position  $d$  sont tracées sur la figure V-6. L'expérience est réalisée pour une énergie injectée constante  $W_i = 1$  nJ. Comme le montre la figure V-6, l'amortissement de l'amplitude relative de l'onde de choc initiale suit une loi du type  $(1/d)^\beta$  avec  $\beta = 1,2$ .

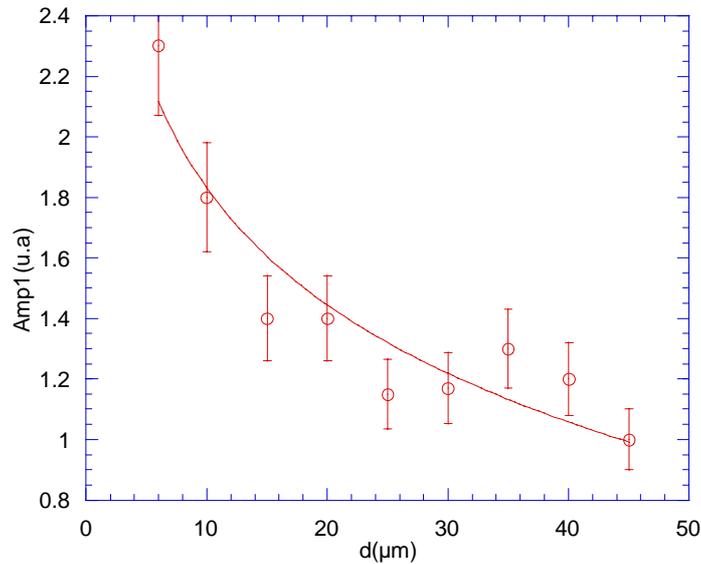


Figure V-6 : Variation de l'amplitude de l'onde initiale en fonction de la distance à la pointe dans le n-hexadécane ( $W_i=1$ nJ,  $P_\infty=1$ MPa).

V-3.2 Etude de l'onde de pression émise lors de la première implosion de la bulle

L'amplitude relative  $Amp2$  de l'onde de pression émise à la fin de la phase d'implosion du premier cycle de la bulle est, contrairement au cas de l'onde initiale, fonction de la pression hydrostatique  $P_\infty$  (figure V-7). Nous constatons que  $Amp2$  varie suivant une loi du type  $(P_\infty)^{-\alpha}$ . Le coefficient  $\alpha$  est de l'ordre de 0,24 pour le n-pentane et de 0,37 pour le n-hexadécane. Cette différence pourrait être due à la différence de viscosité entre ces deux liquides. En effet, la viscosité du n-hexadécane est treize fois plus grande que celle du n-pentane par conséquent la vitesse de l'interface à l'implosion se trouve diminuée par l'effet de la viscosité dans le n-hexadécane d'où il résulte une amplitude plus faible de l'onde de pression émise comparativement à un régime purement inertiel de l'implosion.

Il apparaît donc une différence de comportement très nette, en fonction de la pression hydrostatique appliquée, entre l'onde de choc initiale et l'onde de pression émise lors de la première implosion de la bulle.

En revanche, l'amortissement de l'amplitude de l'onde de pression  $Amp2$  avec la position  $d$  suit une loi identique ( $Amp2 \propto d^{\beta}$ ) à celle observée dans le cas de l'onde de choc initiale.

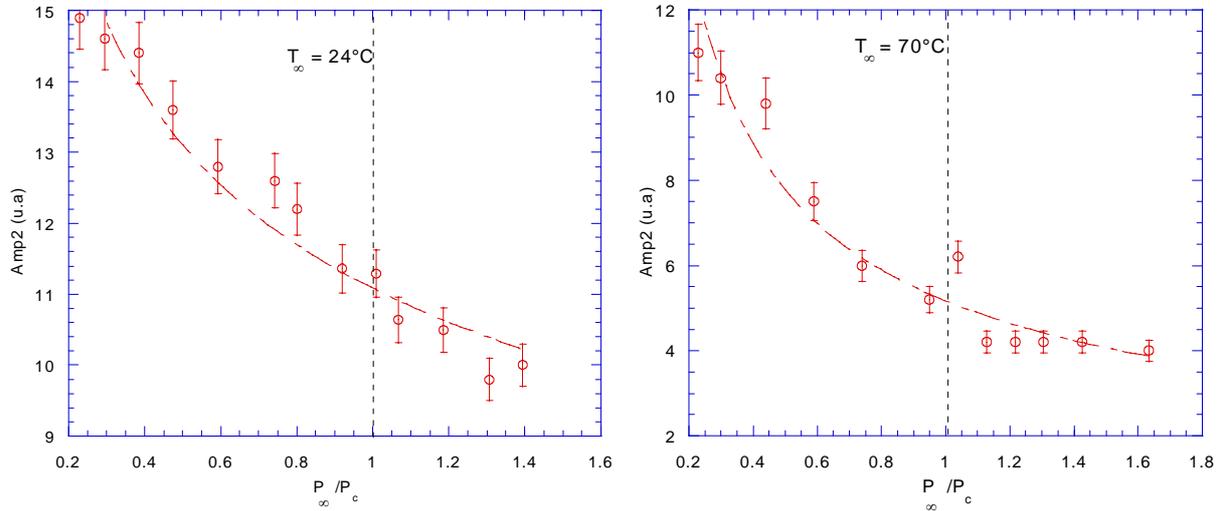


Figure V-7(a): Amplitude relative  $Amp2$  de l'onde de pression émise par la bulle en fonction de la pression réduite pour différentes températures  $T_{\infty}$  dans le n-pentane.

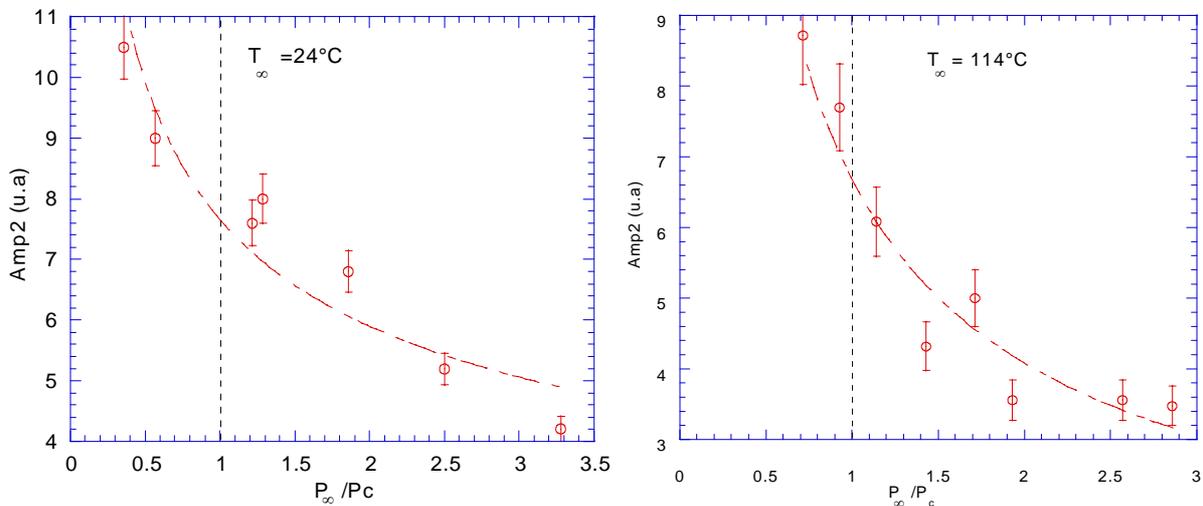
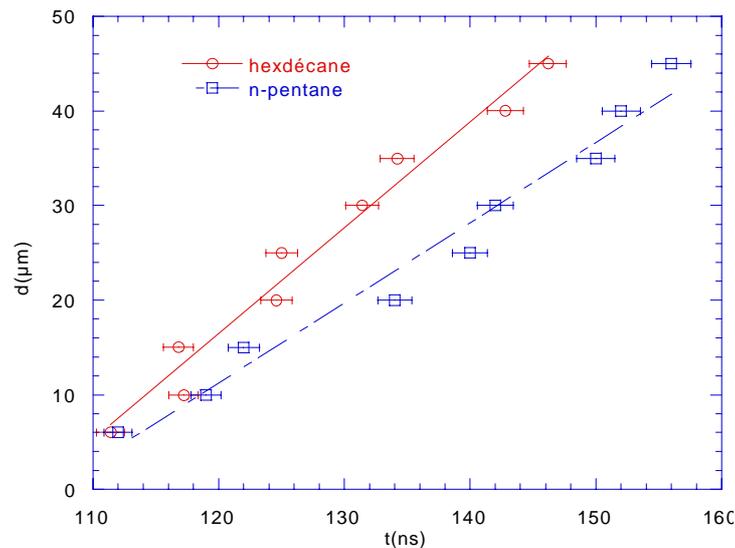


Figure V-7(b): Amplitude relative  $Amp2$  de l'onde de pression émise par la bulle en fonction de la pression réduite pour différentes températures  $T_{\infty}$  dans le n-hexadécane.

### V-3.3 Propagation des ondes de choc/pression

A partir des mesures strioscopiques, nous avons mesuré le temps de propagation  $t$  des ondes à différentes distances  $d$  à partir de la pointe (i.e. la tache focale du laser est déplacée par rapport à la pointe). L'évolution de ce temps en fonction de la position  $d$  doit nous

renseigner sur la vitesse de propagation des ondes en fonction de différents paramètres (distance au centre émetteur, pression, température, etc.). La figure V-8 montre des variations typiques  $d(t)$  de l'onde initiale dans le n-pentane et le n-hexadécane. On observe, comme il a été précédemment observé [Jom97], que  $d$  est proportionnel à  $t$  ; ceci indique que la vitesse de propagation est constante. La vitesse ainsi mesurée est trouvée égale à la vitesse de propagation du son dans les liquides considérés. Dans ces essais, nous n'avons pas cherché à mesurer la propagation des ondes à des distances suffisamment faible du centre émetteur ( $<30\mu\text{m}$ ) où une propagation supersonique de l'onde de choc est attendue [Jom97].



**Figure V-8 : Déplacement de l'onde initiale en fonction du temps dans le n-pentane et le n-hexadécane.**  
 Dans ce graphe la position  $d=0$  est arbitraire, elle ne correspond pas à la position de la pointe.

A l'aide de cette méthode, nous avons ainsi le moyen de déterminer la vitesse du son  $c_\infty$  dans les liquides en fonction de la température  $T_\infty$  et de la pression hydrostatique appliquée  $P_\infty$ . Rappelons que des mesures  $c_\infty(P_\infty)$  à température ambiante dans le n-pentane ont déjà été publiés [Jom97]. Pour une température donnée, les variations de  $c_\infty$  en fonction de  $P_\infty$  nous permettent de calculer les valeurs des paramètres  $n$  et  $B$  de l'équation d'état du liquide (équation de Tait modifiée, voir chapitre III) en analysant la courbe  $\rho_\infty c_\infty^2(P_\infty)$ . La figure V-9 illustre cette variation pour le n-hexadécane, dans cet exemple  $n = 14.9$  et  $B = 60.6$  MPa.

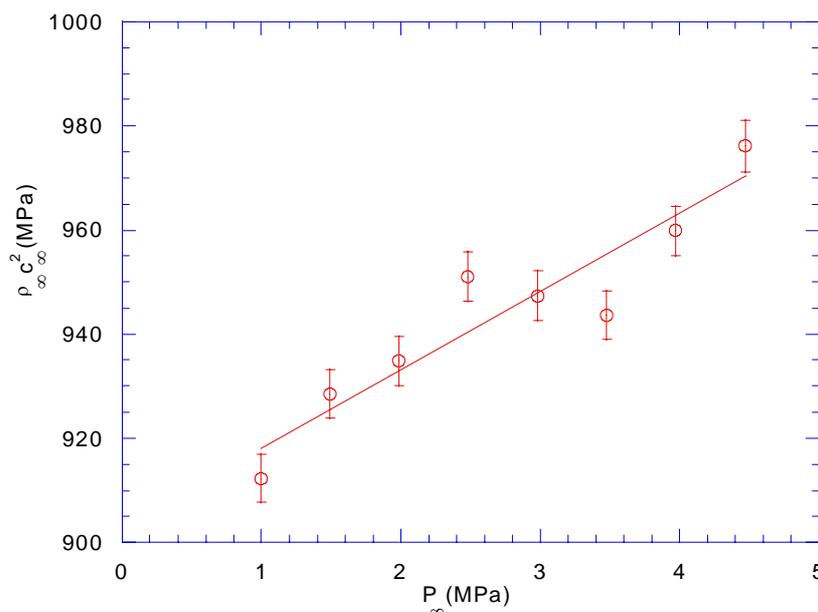
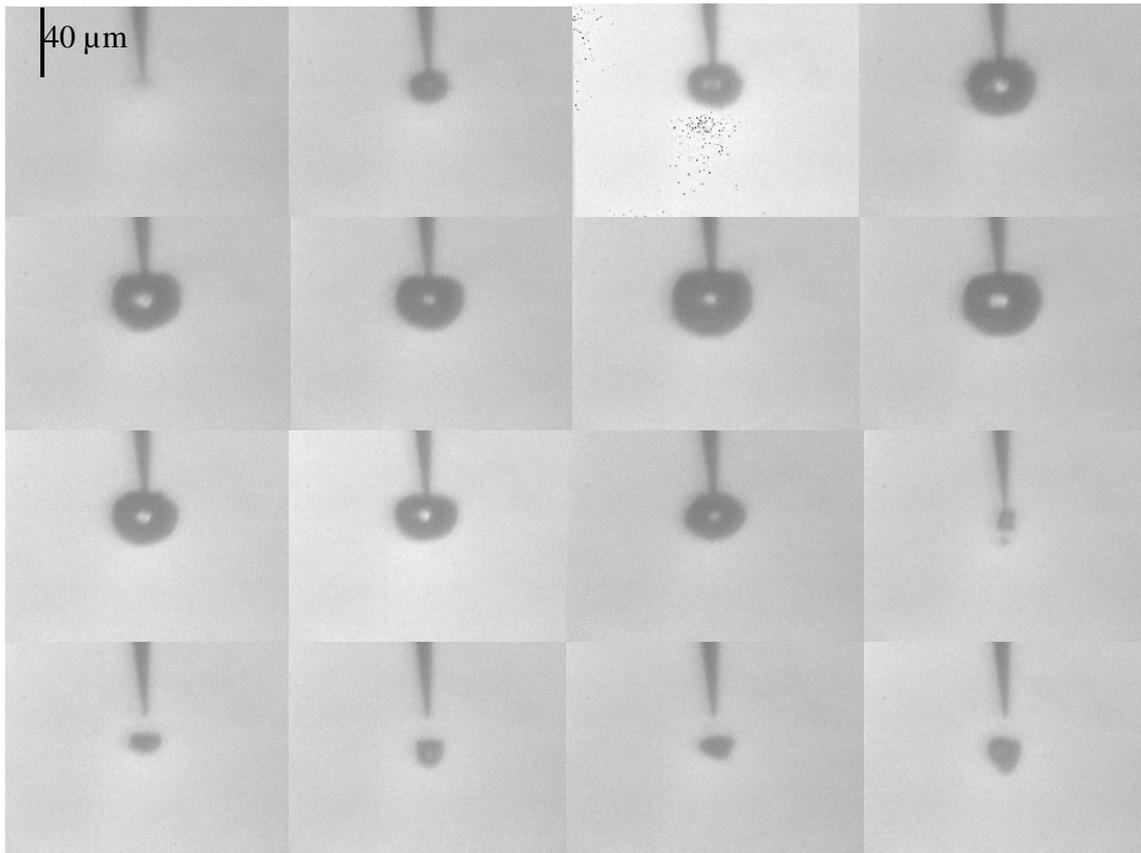


Figure V-9 : Variation du carré de la vitesse du son en fonction de la pression dans le n-hexadécane  $T_\infty=24^\circ\text{C}$ .

#### V-4 Comparaison des résultats obtenus par claquage laser et par micro-décharge électrique

La comparaison des résultats produits par ces deux types d'expériences nous permet d'affirmer que les phénomènes physiques mis en jeu et leur chronologie sont identiques. D'autre part, les grandeurs caractéristiques des phénomènes (rayon et durée de vie de la bulle, amplitude des ondes de choc, etc.) qui diffèrent d'une expérience à l'autre, s'avèrent parfaitement comparables si on les normalise par rapport à l'énergie injectée.

La figure V-10 montre l'évolution typique de la taille de la bulle au cours du temps. Chaque photo est prise après un retard variable par rapport à l'impulsion de courant. Notre système de visualisation n'étant pas assez rapide pour prendre une succession de photos du même événement (i.e. pour une impulsion de courant donnée), chaque photo correspond à l'état de la bulle à un temps de retard donné après une impulsion de courant différente à chaque fois. Ceci montre la grande reproductibilité des décharges successives et donc des événements qu'elles engendrent.



**Figure V-10 : Photographies successives de la bulle formée suite à un micro-décharge électrique dans l'eau,  $W_i \approx 20$  nJ. Temps entre deux images est 200 ns. ( $P_\infty = 0,1$  MPa,  $T_\infty = 24^\circ\text{C}$ )**

La forme de la bulle, formée par un micro-décharge électrique, peut être considérée comme pratiquement sphérique durant la majeure partie de son évolution : afin de pouvoir réaliser des photographies de la bulle, il est nécessaire d'injecter beaucoup d'énergie de manière à ce que son rayon et sa durée de vie soient suffisamment importants, ainsi la Fig. V-8 montre une bulle de grand diamètre qui de ce fait peut être influencée par des instabilités et par conséquent dévier de la sphéricité. Mais d'une manière générale, les bulles formées par micro-décharge électrique ne sont que peu affectées par la présence d'autres contraintes comme la présence de la pointe métallique. D'autre part, la bulle suit bien les cycles expansion/implosion comme cela a été mis en évidence par la méthode optique par ombroscopie.

Dans le cas d'une bulle formée suite à un claquage laser, les photographies de l'évolution de la taille de la bulle en fonction du temps (fig. V-11) montrent un comportement très similaire au cas précédent (fig. V-10).

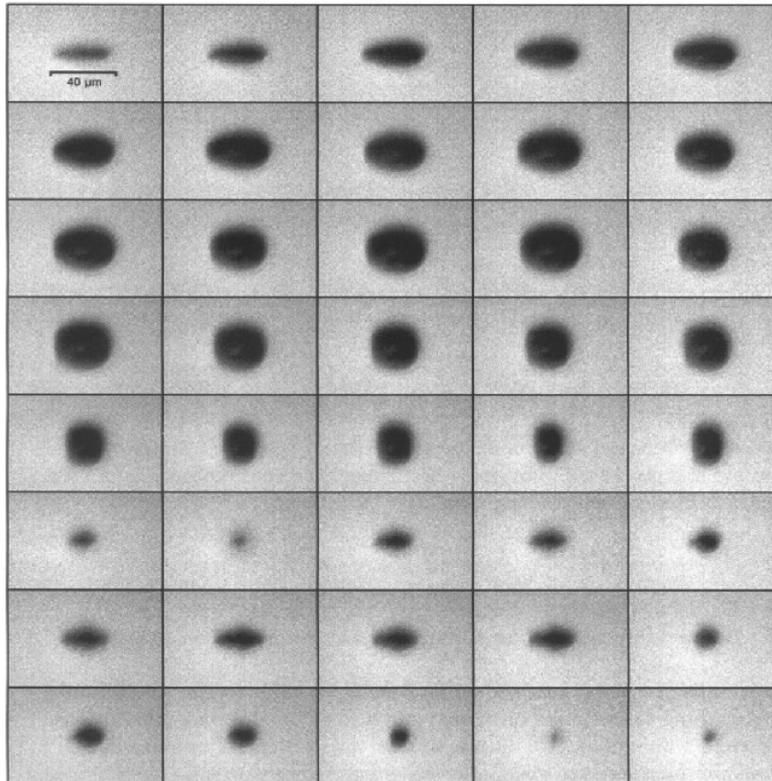
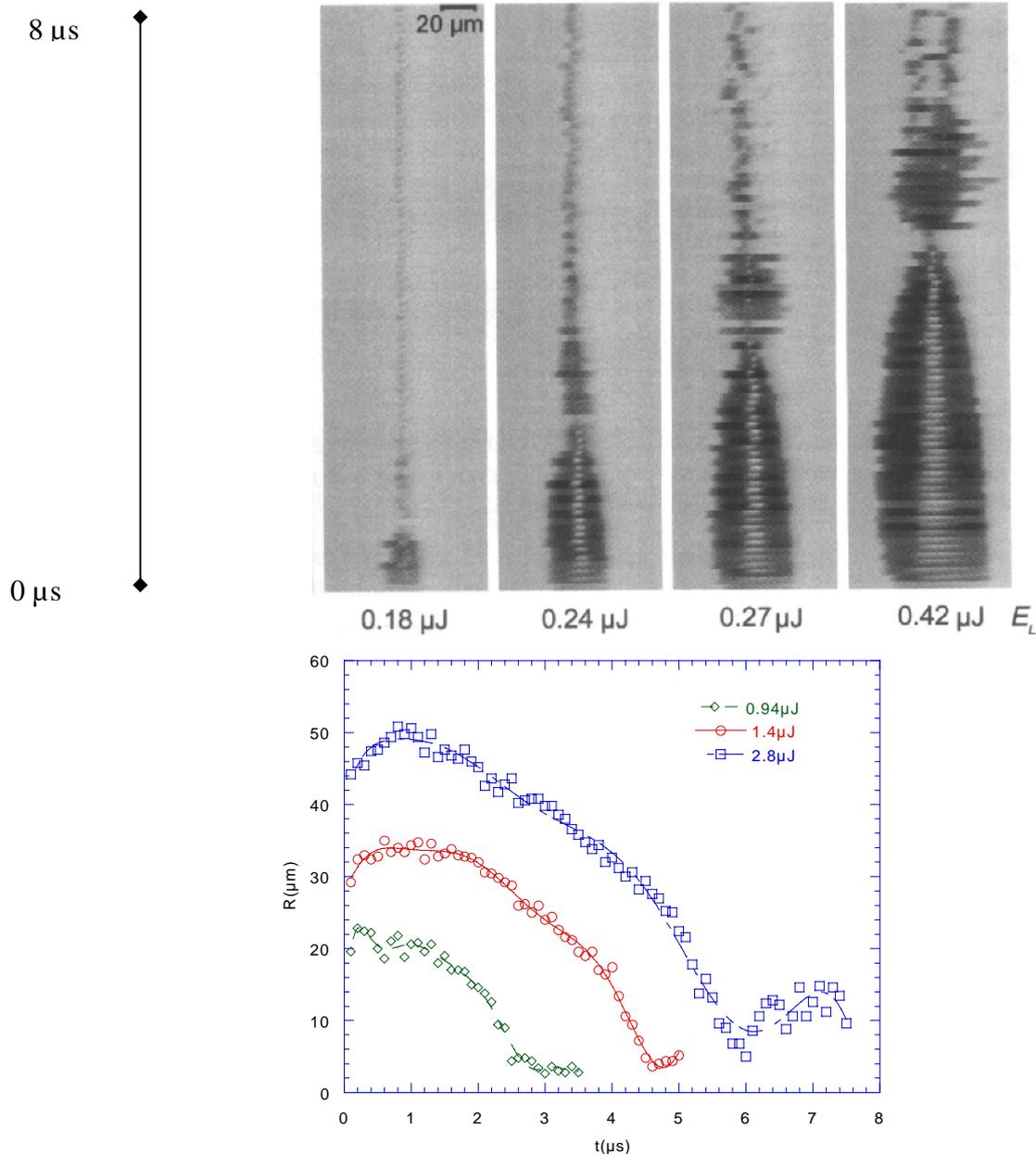


Figure V-11 : Photographies successives de la bulle formée suite à un claquage laser dans l'eau,  $W_i=0,26 \mu\text{J}$ . Temps entre deux images est 200 ns. ( $P_\infty = 0,1 \text{ MPa}$ ,  $T_\infty = 24^\circ\text{C}$ )

Dans le cas d'un claquage laser dans l'eau, la figure V-12 montre la variation du rayon de la bulle en fonction du temps ; cette variation est déterminée à partir de l'analyse des photographies de la bulle, ceci pour différentes énergies déposées. On observe bien l'augmentation de la taille maximale de la bulle ainsi que sa durée de vie lorsqu'on augmente l'énergie injectée.



**Figure V-12 : Rayon de la bulle en fonction du temps pour différentes énergies injectées par un claquage laser dans l'eau. ( $P_{\infty} = 0,1 \text{ MPa}$ ,  $T_{\infty} = 24^{\circ}\text{C}$ )**

Le plasma formé par le claquage laser absorbe le rayonnement incident. Si la durée de l'impulsion laser est importante devant le temps de formation du plasma, le plasma va se développer préférentiellement le long du faisceau incident pour produire une déformation de sa forme initiale sensiblement sphérique en une forme plus ou moins allongée (conique !) au tout début de son développement (voir la première photographie de la fig. V-9). Ce qui entraîne également une déformation de la forme de la bulle (Fig. V-10).

Pour minimiser ce problème, il faut se placer juste à la limite du seuil de claquage du liquide et utiliser une durée d'impulsion laser la plus courte possible.

*Remarque : Les figures V-10, V-11 et V-12 ont été obtenues lors de mon stage de 6 mois dans le laboratoire du Prof. Lauterborn à l'Institut de Physique de Göttingen (Allemagne).*

## **V-5 Conclusion**

Les phénomènes que nous avons observés dans le n-pentane et le n-hexadécane, suite à une micro-décharge électrique, sont en bon accord avec ceux précédemment décrits [Kat90] [Jom97]. Nous avons confirmé l'existence de la bulle au-delà de la pression critique du liquide ; la pression critique du liquide n'est donc pas un facteur déterminant pour l'apparition d'une bulle.

Nous avons observé une différence de comportement très nette entre l'onde de choc liée à la relaxation du plasma, qui reste pratiquement indépendante de la pression hydrostatique  $P_\infty$  pour tous les liquides étudiés, et l'onde de pression due à l'implosion de la bulle qui elle dépend de la pression suivant une loi en  $(1/P_\infty)^\alpha$ .

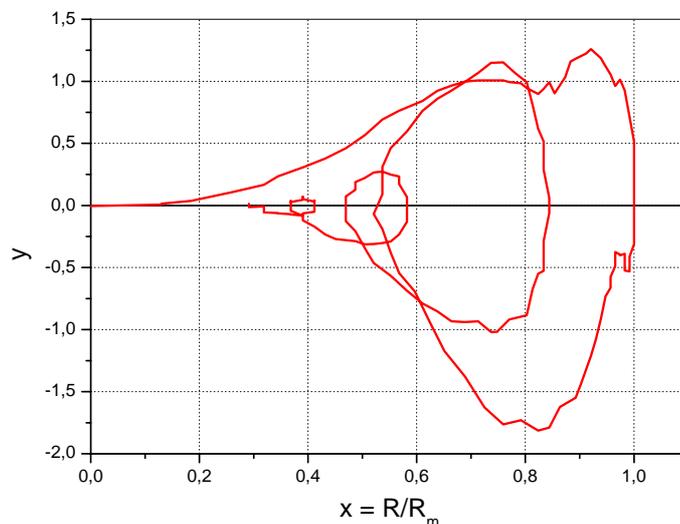
Nous avons aussi observé les mêmes évolutions des paramètres liées à la bulle et aux ondes dans les deux types d'expériences par claquage optique et par micro-décharge électrique.

Les essais effectués pour différentes températures du liquide (dans le domaine 20-120°C) ne montrent aucun effet particulier sur la dynamique de la bulle ou celle des ondes de choc/pression. Seule une analyse quantitative détaillée des résultats précédents permettra de préciser l'effet de la température du liquide sur ces phénomènes. Cette analyse des résultats nécessite de développer un modèle énergétique de la formation d'une bulle de gaz dans un liquide dans les conditions d'une micro-décharge électrique et pour une pression hydrostatique inférieure ou supérieure à sa pression critique. Ceci va nous conduire à proposer et discuter plusieurs hypothèses possibles pour un tel changement de phase.

## Bilan énergétique et transition de phase associées au phénomène de micro-décharge électrique

### VI-1 Introduction

Les résultats précédents démontrent que le milieu fluide dans la bulle a une masse volumique certainement comparable à celle de la vapeur du liquide lorsque celle-ci atteint son rayon maximum. Cette bulle est toujours la conséquence d'une impulsion de courant c'est-à-dire d'un dépôt d'énergie en volume. De plus, la dynamique de la bulle indique qu'elle ne contient pas de gaz permanent puisque celle-ci disparaît entièrement après quelques rebonds. La figure VI- 1 montre la dynamique d'une bulle dans l'espace des phases : on observe qu'il n'existe ni cycle limite (ce qui traduit la présence d'effets dissipatifs) ni rayon d'équilibre sur l'échelle de temps correspondante à la durée de vie de la bulle ; on peut définir éventuellement un rayon d'équilibre temporaire comme l'ont imaginé Lauterborn et al. [Lau85].



**Figure VI-1 : Espace de phase ( $y, x$ ). La grandeur  $y = 3x^3 \dot{x}$  représente la quantité de mouvement de l'interface dans le pentane.**

Pour une pression fixée, la taille du rayon maximum de la bulle est associée à la quantité d'énergie déposée. Les études antérieures ont montré que chaque impulsion de courant, dans un liquide donné, ne dépend que du rayon de courbure de la pointe. D'autre part, la charge injectée  $Q_i$  par impulsion de courant est indépendante de la tension appliquée  $V$  pour  $V > V_s$  et, également, indépendante de la pression  $P_\infty$ . L'énergie déposée  $W_i$  par chaque impulsion de courant peut donc être estimée par le produit  $Q_i V_s$ .

Consécutivement à l'injection d'énergie, on observe l'émission d'une onde de choc suivie de la formation d'une bulle unique. Tout au long de la dynamique de la bulle, chaque phase d'implosion de la bulle est associée à l'émission d'une onde de pression dans le liquide.

Nous allons analyser dans ce chapitre les résultats expérimentaux présentés dans le chapitre V en vue d'établir le bilan d'énergie, quelle que soit la pression hydrostatique appliquée (en particulier pour  $P_{\infty} > P_c$ ), du phénomène de micro-décharge électrique. On s'intéressera surtout au problème de prédiction de la taille maximale de la bulle connaissant l'énergie injectée et les propriétés thermodynamiques du liquide (voir tableau VI-1).

	n-pentane	n-hexadécane	cyclohexane	n-décane
$T_c$ (K)	469,6	722	554	617,7
$P_c$ (MPa)	3,33	1,41	4,04	2,12
$\rho_c$ (kg/m <sup>3</sup> )	231,993	219	273,25	228,02
$C_p$ (J/mol.K)	172,6	501	185,2	398,2
$T_{tr}$ (K)	143,47	291,30	279,47	243,5
$T_{eb}$ (K)	309	560	353	447,3
$L_v$ (kJ/mol)	25,749	81,380	30,096	39,250
$\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )	620	775	780	649
$\mu$ (10 <sup>-3</sup> Pl)	0,24	3,34	1,02	0,4
$\sigma$ (mN/m)	16	27,5	25,5	23,7

**Tableau VI-1 : Propriétés thermodynamiques, à  $T_{\infty}=293,15$  K et  $P_{\infty}=0,1$  MPa, de quelques liquides utilisés dans cette étude et dans les études antérieures.**

Dans cette étude, nous avons déterminé le rayon maximum de la bulle en utilisant les deux approches, déjà largement utilisées et validées expérimentalement dans les études antérieures, soit :

1.  $R_{ray}$  : déduit de la durée de vie  $\Delta t$  d'un cycle expansion/implosion de la bulle à partir de la relation de Rayleigh (III- 20) car nous avons montré dans le chapitre III que cette

relation constituait le meilleur compromis pour relier le temps d'implosion au rayon maximum de la bulle.

2.  $R_w$  : calculé en utilisant le modèle énergétique de Kattan-Denat décrit dans le chapitre III. Ce modèle uniquement statique nécessite la connaissance de l'énergie électrique  $W_i$  déposée ainsi que le coefficient thermodynamique  $k$  (voir Tableau VI-2).

	n-pentane	n-hexadécane	cyclohexane	n-décane
$k$	0,27	0,17	0,25	0,205

Tableau VI-2 : valeurs de  $k$  pour  $P_\infty=1\text{MPa}$  et  $T_\infty=24^\circ\text{C}$ .

Les deux paragraphes qui suivent sont destinés à rappeler comment on détermine, à partir des enregistrements expérimentaux, le rayon maximum de la bulle en utilisant chacune des méthodes citées ci-dessus. Ces deux méthodes conduisent à une valeur du rayon maximum différente. Nous allons par conséquent, dans les paragraphes suivants, analyser puis essayer de comprendre la raison de cette différence.

## VI-2 Dynamique de la bulle et rayon maximum $R_m$

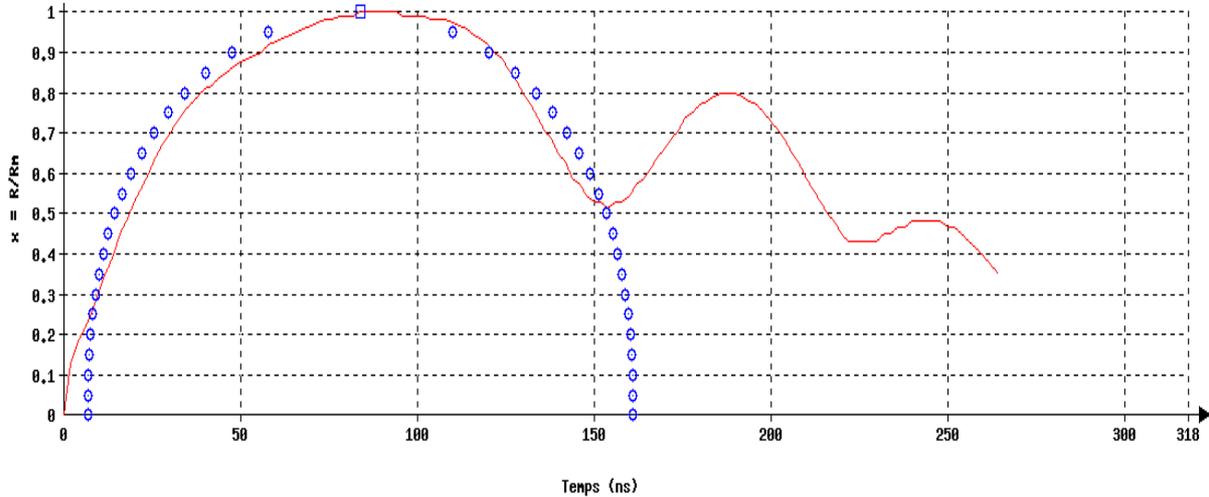
La première méthode envisagée pour déterminer le rayon maximum de la bulle s'appuie sur les modèles de dynamique de bulle décrits dans le chapitre III. La raison en est que le dispositif expérimental ne nous donne accès qu'à une information temporelle (signal de la photodiode, voir chapitre 4). Nous devons alors déduire de cette information temporelle, l'information spatiale que l'on recherche.

On admet alors tout simplement que le rayon maximum  $R_m$  de la bulle (correspondant au premier cycle expansion-implosion) peut être assimilé au rayon maximum  $R_{rayl}$  calculé à partir de l'équation de Rayleigh (III- 20), connaissant la durée  $\Delta t$  du cycle, de telle sorte que :

$$\Delta t = 2 \left( 0,915 R_{ray} \sqrt{\frac{\rho_\infty}{P_\infty}} \right) \quad (\text{VI-1})$$

Sur la figure VI-1 nous avons reporté une variation expérimentale typique de  $x(t) = R(t)/R_m$  dans le n-pentane ; cette figure est le résultat obtenue à partir de la moyenne de 30 acquisitions successives. La variation théorique  $x(t)$  calculée à partir du modèle de Rayleigh (III- 20) est également tracée sur la figure VI-2 : on observe, pour le premier cycle

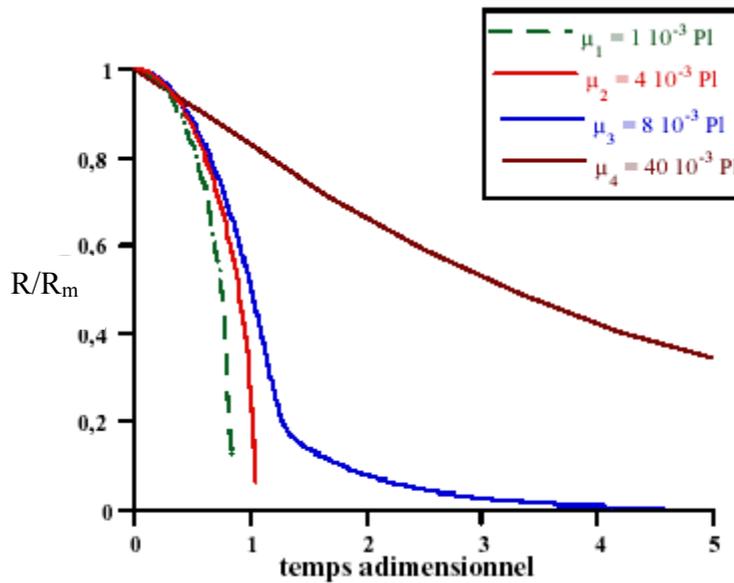
expansion/implosion de la bulle, un accord satisfaisant entre les variations expérimentale et théorique. Le modèle de Rayleigh permet donc de décrire de manière satisfaisante la dynamique du premier cycle de la bulle (voir chapitre III).



**Figure VI-2 : comparaison de la dynamique expérimentale de l'interface avec le modèle de Rayleigh pour le premier cycle expansion/compression dans le n-pentane ( $T_\infty=24^\circ\text{C}$ ,  $P_\infty=1$  MPa).**

On peut rappeler que dans la plupart des liquides étudiés, où il n'y a pas une influence trop grande de la viscosité, nous avons établi que le rayon maximum de la bulle déterminé à l'aide du modèle de Rayleigh est en accord avec celui mesuré expérimentalement à partir d'une photographie calibrée de la bulle à sa taille maximale (voir chapitre V). En conséquence, la valeur du rayon maximum  $R_m$  de la bulle pourra toujours être pris égal au rayon  $R_{\text{ray}}$  calculé connaissant la durée de vie de la bulle et la pression hydrostatique appliquée.

Cependant, il est important d'insister sur le fait que ce résultat  $R_{\text{ray}}=R_m$  n'est valable que lorsque l'effet de la viscosité du liquide sur la dynamique de la bulle est négligeable (Fig VI-3) [Jom97]. La viscosité du n-hexadécane ( $\mu=3,34 \times 10^{-3}$  Pa·s à  $24^\circ\text{C}$ ) est telle que dans nos conditions expérimentales, l'effet de la viscosité doit intervenir sur la phase d'implosion de la bulle. Ceci a bien été observé expérimentalement (voir chapitre V). En revanche dans le cas du n-pentane ( $\mu=0,24 \times 10^{-3}$  Pa·s à  $24^\circ\text{C}$ ), aucun effet de la viscosité sur la phase d'implosion de la bulle n'est à prévoir, ni n'a été observé.



**Figure VI-3 :** Evolution de la phase d'implosion d'une bulle, à  $P_\infty=0,1\text{MPa}$ , en fonction du temps (en coordonnées réduites) dans quatre liquides de viscosités différentes [Jom97], cette figure représente le résultat d'un calcul issu du modèle de Rayleigh-Plesset. (voir chapitre III)

Compte tenu de la dissymétrie entre le temps d'expansion ( $\Delta t_{\text{exp}}$ ) et le temps d'implosion ( $\Delta t_{\text{imp}}$ ) de la bulle dans les liquides visqueux, nous avons mesuré séparément chacun de ces temps ainsi que la durée totale du cycle ( $\Delta t_{\text{tot}}$ ). Notons toutefois que la phase d'expansion de la bulle est assez proche de celle observée dans les liquides de faible viscosité, elle est donc peu sensible à l'effet de la viscosité. Les calculs théoriques (fig. VI-2) et les résultats expérimentaux montrent que la différence entre le temps d'expansion et le temps d'implosion est d'autant plus importante que la viscosité du liquide est élevée.

En conclusion, pour les liquides visqueux nous avons calculé le rayon de Rayleigh  $R_{\text{ray}}$  à partir de la mesure de la durée de la phase d'expansion, tandis que pour les liquides faiblement visqueux le rayon de Rayleigh est déterminé à partir de la durée de la phase d'expansion puis d'implosion. Afin de comparer les temps obtenus dans tous les liquides en se référant à l'approche de Rayleigh, on posera artificiellement pour les liquides visqueux  $(\Delta t_{\text{tot}})_{\text{Rayleigh}} = 2\Delta t_{\text{exp}}$ .

### VI-3 Rayon maximum de la bulle en fonction de l'énergie injectée

La deuxième méthode envisagée pour déterminer le rayon maximum de la bulle s'appuie sur le modèle thermodynamique de Kattan-Denat décrits dans le chapitre III. Ce modèle s'appuie sur le fait que le processus de micro-décharge électrique s'apparente par divers

aspects à un processus d'ébullition. Aucun phénomène dynamique n'est ici considéré, il n'y a donc pas de référence temporelle. L'avantage de ce modèle est qu'il permet de déduire directement une information spatiale en considérant que toute l'énergie électrique  $W_i$  ( $W_i \sim 1 \text{ nJ}$  dans notre cas) de la décharge sert à vaporiser un volume de liquide  $\mathcal{G}_m = \frac{4}{3} \pi R_w^3$ . Ce modèle conduit à la relation suivante :

$$R_w = k \left( \frac{W_i}{P_\infty} \right)^{1/3} \quad (\text{VI-3})$$

où  $k$  un coefficient thermodynamique dont l'expression est assujettie à l'hypothèse que l'état thermodynamique de la bulle à son rayon maximum est un état d'équilibre thermodynamique, c'est-à-dire que la pression, la température et la masse volumique dans la bulle sont déterminées par l'état sur la courbe de pression de vapeur saturante correspondant à la pression  $P_\infty$ .

Le calcul de  $k$  fait intervenir le terme  $W_{\text{eb}}$  qui correspond à l'énergie molaire minimale nécessaire pour vaporiser le volume  $\mathcal{G}_m$  de liquide (équations III-4 à III-8). Il est encore une fois important de remarquer que dans ce calcul de  $k$ , les termes  $T_b(P_\infty)$  et  $L_v(T_b)$  ne sont définies que pour  $P_\infty < P_c$  (changement de phase à l'équilibre).

La combinaison des relations (VI-1) et (VI-3) nous montre que, pour un liquide et une énergie  $W_i$  donnés et en admettant que  $R_{\text{ray}} \cong R_w$ , la durée de vie  $\Delta t$  du premier cycle expansion/implosion dépend de la pression hydrostatique selon la loi  $\Delta t \propto P_\infty^{-5/6}$ . Cette dernière relation est vérifiée dans notre étude, quelles que soit la pression et la température (Fig. VI-4), ce qui signifie que les relations (VI-1) et (VI-3) sont cohérentes ensembles avec les résultats expérimentaux.

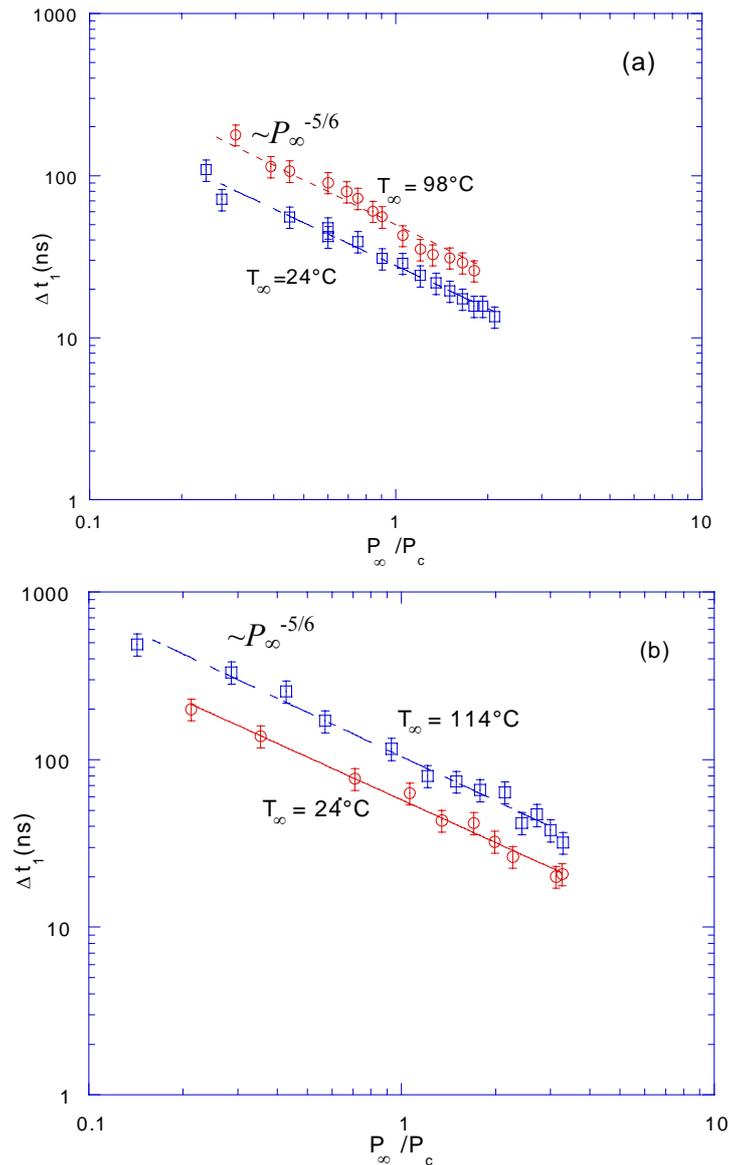


Figure VI-4 : Evolution de la durée de vie du 1<sup>er</sup> cycle expansion/implosion en fonction de la pression réduite pour différentes températures : (a) n-pentane, (b) n-héxadecane ( $W_i \approx 1\text{nJ}$ ).

Notons que beaucoup de mesures ont été réalisées entre  $24^\circ\text{C}$  et  $114^\circ\text{C}$  mais que seules quelques températures sont présentées afin de ne pas surcharger les graphiques.

On observe sur la figure VI-4 une évolution continue des variations de  $\Delta t$  en fonction de la pression réduite  $P_\infty / P_c$  quelle que soit la pression appliquée sur le liquide, c'est-à-dire pour une pression inférieure ou supérieure à la pression critique du fluide. Rappelons que dans ce dernier cas, le coefficient  $k$  n'est plus défini par les équations III-4 à III-8.

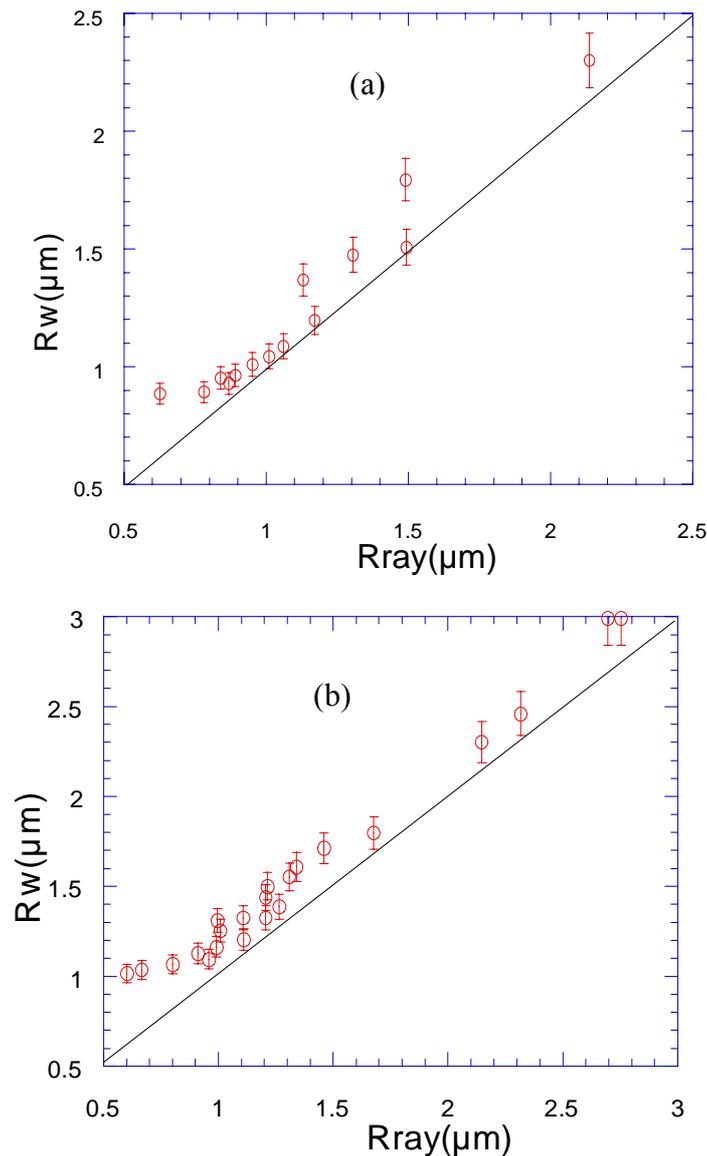


Figure VI-5 : Rayon énergétique,  $R_w$  en fonction du rayon de Rayleigh,  $R_{ray}$  dans le n-pentane pour différentes valeurs de  $P_\infty$ ; (a)  $T_\infty=24^\circ\text{C}$  et (b)  $T_\infty=40^\circ\text{C}$ .

Pour  $P_\infty < P_c$ , une autre manière simple d'examiner la cohérence du modèle de Rayleigh avec le modèle énergétique consiste à tracer les courbes  $R_w = f(R_{ray})$ . L'évolution de  $R_w$ , calculée à partir de la relation (VI-3), en fonction de  $R_{ray}$  dans le n-pentane et dans le n-hexadécane, sont montrées dans la figure VI-5. Comme précédemment observé dans les études antérieures, le rayon maximum  $R_w$  issu du modèle énergétique est trouvé systématiquement plus élevé que le rayon maximum  $R_{ray}$  issu du modèle de Rayleigh. Le rapport  $R_w/R_{ray}$  a une valeur de l'ordre de 1,15 indépendante de la pression hydrostatique  $P_\infty$ . Cette valeur du rapport est une conséquence directe de l'hypothèse admise dans le modèle énergétique que toute l'énergie injectée ne sert qu'à vaporiser le liquide.

Maintenant pour  $P_\infty > P_c$ , le tracé des courbes  $R_w(R_{ray})$  nécessite de pouvoir calculer  $R_w$  et donc le coefficient  $k$ . Au-delà de la pression critique, par définition  $L_v=0$ , et, en première approximation, nous pouvons calculer  $k$  en ne considérant que le terme d'enthalpie  $\int C_p dT$  entre la température appliquée  $T_\infty$  et une température très proche de la température critique du liquide soit  $(T_c - \varepsilon)$  car la valeur de  $C_p$  diverge pour  $T > T_c$  (Fig. VI-6). En utilisant cette nouvelle procédure pour  $P_\infty > P_c$ , on observe sur la figure VI-5 que, pour les pressions les plus élevées et donc les rayons les plus faibles ( $R$  diminue lorsque  $P_\infty$  augmente, voir fig. VI-7), le rapport  $R_w/R_{ray}$  n'est plus constant, il dépend de la pression appliquée  $P_\infty$ . Une des raisons de cette anomalie provient certainement de la façon très simplifiée de calculer le coefficient  $k$  dans le domaine de pression  $P_\infty > P_c$ .

On remarque également sur la figure VI-7 qu'il n'y a aucune discontinuité ou anomalie lorsque la pression appliquée devient très supérieure à la pression critique du liquide considéré.

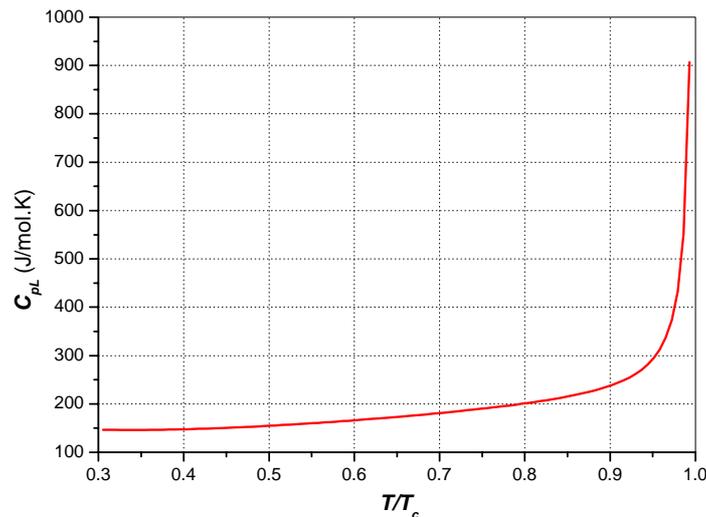


Figure VI-6 : Variation du  $C_p$  dans le n-pentane liquide en fonction de la température réduite  $T/T_c$  [NIST].

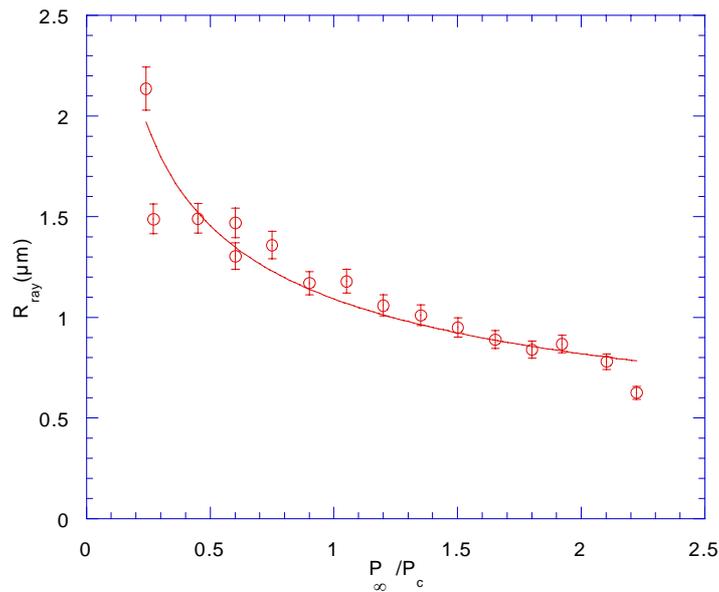


Figure VI-7 : Rayon maximum de la bulle  $R_{ray}$  dans le n-pentane en fonction de la pression réduite ( $W_i=1\text{nJ}$ ,  $T_{\infty}=24^{\circ}\text{C}$ ).

On peut résumer ainsi les principaux résultats de cette première analyse :

- d'une manière générale, les résultats obtenus dans les liquides étudiés montrent que la dynamique de la bulle est gouvernée essentiellement par les phénomènes inertiels. Ces résultats présentent une bonne cohérence avec les travaux antérieurs [Kat89, Jom97].
- Le rayon  $R_{ray}$  (ou  $R_{exp}$ ) est toujours trouvé de l'ordre de 10 à 20% inférieur au rayon  $R_w$  calculé à partir du modèle énergétique. Ceci provient du fait que l'énergie déposée ne sert pas uniquement à vaporiser le liquide. La chronologie des événements montre qu'une partie de l'énergie est utilisée à produire l'onde de choc initiale, à fournir le travail contre la force de pression, etc.
- Le calcul proposé du coefficient  $k$  pour  $P_{\infty} > P_c$  ne semble pas conduire à une estimation correcte du rayon maximum  $R_w$  de la bulle.
- La durée de vie  $\Delta t$  du premier cycle varie comme  $(P_{\infty})^{-5/6}$  dans tous les liquides étudiés et dans tout le domaine de température et de pression utilisé.

Dans ce qui suit nous allons effectuer un bilan énergétique le plus complet possible des phénomènes induits par le dépôt initial d'énergie afin d'obtenir une bonne évaluation du rayon maximum  $R_w$  de la bulle dans toutes les conditions de pression et de température. Ensuite nous proposerons différentes approches en vue de calculer correctement le coefficient  $k$  quelles que soit les conditions de pression et de température.

## VI-4 Analyse de la répartition de l'énergie injectée $W_i$ (bilan d'énergie)

Dans ce paragraphe nous allons analyser en détail les différents processus qui interviennent suite au dépôt initial d'énergie  $W_i$ .

Rappelons tout d'abord, que dans le cas des expériences de claquage laser, plusieurs auteurs [Tes77, Vog88] ont montré que typiquement 80% de l'énergie injectée est transformée en énergie thermique et le reste en énergie mécanique, sous la forme d'une émission d'une onde de choc (~20% de  $W_i$ ) et la formation d'une bulle de vapeur (moins de 5% de  $W_i$ ).

L'énergie localement injectée dans le liquide peut donc se décomposer suivant la somme de deux termes, une énergie thermique  $E_T$ , qui englobe l'énergie nécessaire à la vaporisation, et une énergie mécanique  $E_P$ . Le terme mécanique  $E_P$  peut lui-même se séparer en deux termes :  $E_P = E_b + E_{sw}$  où  $E_{sw}$  représente l'énergie de l'onde de choc et  $E_b$  l'énergie de la bulle [Tes77]. Pour établir le bilan énergétique, il est donc nécessaire de quantifier les différents termes  $E_{sw}$ ,  $E_b$ , etc. L'évaluation de chaque terme est réalisée théoriquement dans le modèle d'Aitken (voir chapitre III) par conséquent ce modèle va nous servir de guide pour la suite de l'analyse.

### VI-4.1 Energie $E_{sw}$ de l'onde de choc initiale

Suite à l'injection d'énergie, le premier phénomène qui va soustraire de l'énergie au volume  $\mathcal{V}_0$  est l'émission de l'onde de choc (voir chapitre II).

La figure VI-8 montre les ondes acoustiques transitoires enregistrées par la photodiode. La première impulsion d'amplitude  $Amp1$  représente l'onde de choc émise par la relaxation du plasma [Jom00]. Les impulsions suivantes correspondent aux ondes de pression émises par les rebonds successifs de la bulle.

L'énergie emportée par l'onde acoustique peut être déterminée par l'expression (II- 10) [Col65] (voir chapitre II). Cette expression établit une relation entre l'amplitude de l'onde et son énergie. Cette relation, valable pour des ondes acoustiques et des ondes de choc de faible amplitude, a été largement utilisée pour l'analyse des résultats expérimentaux dans le cas du claquage laser. Malheureusement, comme nous ne pouvons pas calibrer le signal de la photodiode, nous n'avons pas accès à des mesures quantitatives de l'amplitude des ondes  $P(t)$  et donc de  $E_{sw}$ .

On peut cependant analyser l'amplitude relative  $Ampl$  en fonction de la pression  $P_\infty$  et de la température  $T_\infty$  (Fig. V-5). Dans tous les liquides étudiés,  $Ampl$  ne montre aucune variation significative avec la pression pour une température donnée.

Dans l'expression (II- 10) de  $E_{sw}$  (voir chapitre II), le terme  $(P_{m0}-P_\infty)$  qui est proportionnel à  $Ampl$  est donc indépendant de  $P_\infty$ . D'autre part, le module d'élasticité en volume du liquide  $\rho_\infty c_\infty^2$  peut être considéré comme pratiquement constant car sa variation ne dépasse pas 10% dans la plage de pression utilisée. On peut d'ailleurs remarquer que cette variation peut être masquée dans les barres d'erreurs importantes des courbes  $Ampl(P_\infty)$  (fig. V-5). Comme  $r_0$  est également peu sensible à la pression ( $r_0$  dépend essentiellement du rayon  $r_p$  de la pointe), on démontre ainsi que l'énergie de l'onde de choc, dans la plage de pression étudiée, est indépendante de la pression hydrostatique  $P_\infty$ . L'énergie  $E_{sw}$  ainsi déterminée expérimentalement, permet de déduire l'ordre de grandeur de  $(P_{m0}-P_\infty)$  à travers la relation (II- 12). Le tableau VI-3 montre que  $(P_{m0}-P_\infty)$  est inférieure à  $\rho_\infty c_\infty^2$  pour différentes températures, et par conséquent le terme « d'onde de choc » est ici un peu usurpé.

$T$ (K)	298	330	358
$(P_{m0}-P_\infty)$ (MPa)	66	58	49
$\rho_\infty c_\infty^2$ (MPa)	1590	1480	1370

Tableau VI-3 : valeurs de  $P_{m0}-P_\infty$  déduites de  $E_{sw}$  pour différentes températures dans le n-hexadécane.

L'énergie de l'onde de choc  $E_{sw}$  étant une constante pour un liquide et une température donnés, cette énergie peut être alors soustraite à  $W_i$  dans le modèle énergétique de Kattan-Denat. L'estimation de l'énergie dissipée  $E_{sw}$ , pour une onde de choc de faible amplitude, conduit à une valeur de l'ordre de 10% à 20% de l'énergie totale déposée [Ait96a] [Jom00].

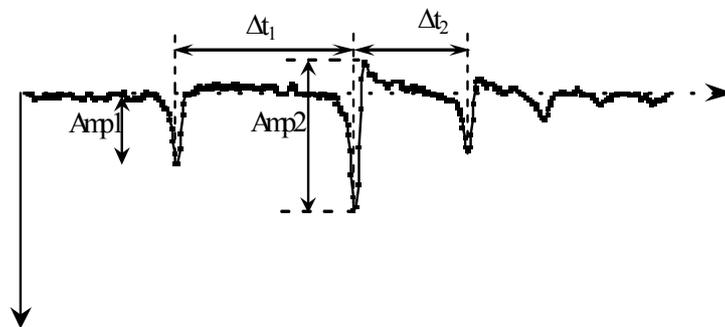


Figure VI-8 : Ondes de choc/pression dans le n-pentane,  $P_\infty=1,5$  MPa et  $T_\infty=24^\circ\text{C}$ .

### VI-4.2 Energie potentielle $E_b$ de la bulle

Dans nos conditions expérimentales où la pression hydrostatique  $P_\infty$  appliquée est élevée, l'énergie potentielle de la bulle lorsqu'elle atteint son rayon maximum est simplement donnée par la relation suivante, si on néglige la contribution  $E_{pg} = \int P_g d\mathcal{V}$  apportée par le gaz incondensable (voir [Hsi65]) :

$$E_b = \frac{4}{3} \pi R_{\max}^3 P_\infty \quad (\text{VI-6})$$

Expérimentalement, l'énergie  $E_{b1}$  (correspondant au premier cycle de la bulle) est approximativement constante, mais sa valeur moyenne dépend du liquide utilisé comme le montre la figure VI-9 : cette énergie représente 2 à 6% de l'énergie injectée  $W_i$ . Dans l'approximation dynamique du modèle de Rayleigh,  $E_{b1}$  correspond également à l'énergie cinétique initiale de l'interface de la bulle. Ces valeurs sont en bon accord avec les prédictions théoriques [Ait96a] et avec les valeurs obtenues lors du claquage laser.

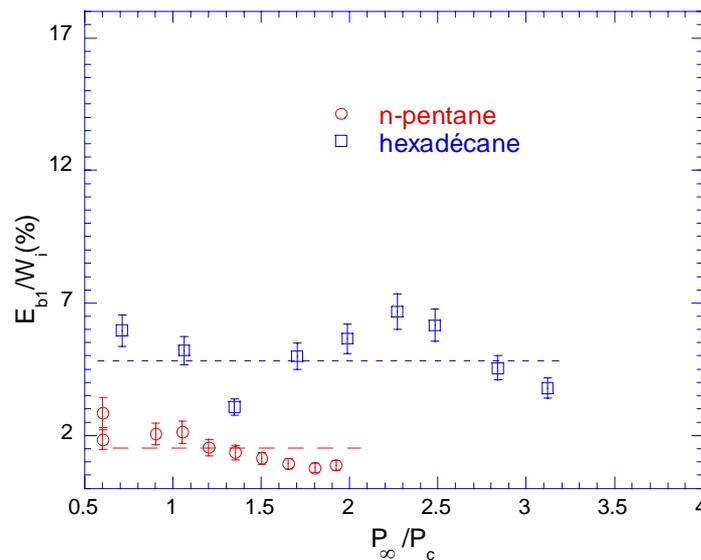


Figure VI-9 : Energie potentielle de la bulle en fonction de la pression réduite pour  $T_\infty=24^\circ\text{C}$ .

A l'aide de ces résultats, nous pouvons à présent évaluer l'énergie  $E_T$  requise pour la vaporisation du liquide qui s'écrit :  $E_T = W_i - E_{sw} - E_b$  conformément à la relation (III- 11). Comme  $E_{sw}$  et  $E_b$  sont pratiquement indépendants de  $P_\infty$  pour une énergie déposée donnée, cela revient à corriger d'une valeur constante l'énergie  $W_i$  et donc le rayon  $R_w$  calculé précédemment avec le modèle de Kattan-Denat. Nous obtenons ainsi une valeur de  $R_w^{\text{cor}}$  (= rayon calculé avec  $E_T$  dans l'équation VI-3) sensiblement égal à  $R_{\text{ray}}$  tant que  $P_\infty < P_c$ . En

revanche, pour des pressions plus élevées que  $P_c$ , il faut encore résoudre le problème du calcul de  $k$  pour pouvoir obtenir un  $R_w$  cohérent avec ce que donne le modèle de Rayleigh.

Dans tout le domaine de pression et de température étudié, nous pouvons déterminer un coefficient « expérimental »  $k_{\text{exp}}$ , obtenu à partir de la relation (VI-3) en admettant que  $R_w=R_{\text{ray}}$  et en remplaçant  $W_i$  par  $E_T$ . Ce coefficient  $k_{\text{exp}}$  est ensuite comparé au coefficient théorique  $k_{\text{th}}=k$  calculé à l'aide des relations (III-4) et (III-8) ; sauf pour  $P_\infty \geq P_c$  où on utilise seulement le calcul de  $\int C_p dT$  entre  $T_\infty$  et  $(T_c-\varepsilon)$ . Sur la figure VI-10, nous avons tracé le rapport  $k_{\text{exp}}/k_{\text{th}}$  en fonction de la pression réduite  $P_\infty/P_c$  pour différentes températures. Comme attendu d'après les précédentes analyses, le rapport  $k_{\text{exp}}/k_{\text{th}}$  est indépendant de la pression et de la température pour  $P_r < 1$ . De plus ce rapport est bien égal à 1. On observe cependant que le domaine de pression pour lequel ce rapport est constant et égal à 1 diminue lorsque la température du liquide augmente et celui-ci dépend également du liquide étudié (fig. VI-10).

Pour les pressions élevées, le rapport  $k_{\text{exp}}/k_{\text{th}}$  devient inférieur à 1 et la valeur de pression réduite  $P_r$  pour laquelle apparaît cette transition, est d'autant plus faible que la température est plus élevée. Ce résultat montre bien les limites de validité du modèle énergétique utilisé (voir chapitre III). L'évaluation de  $k$ , dans tout le domaine de pression et de température étudié, nécessite en particulier d'examiner d'autres chemins thermodynamiques possibles pour obtenir une bulle de gaz suite à une micro-décharge électrique.

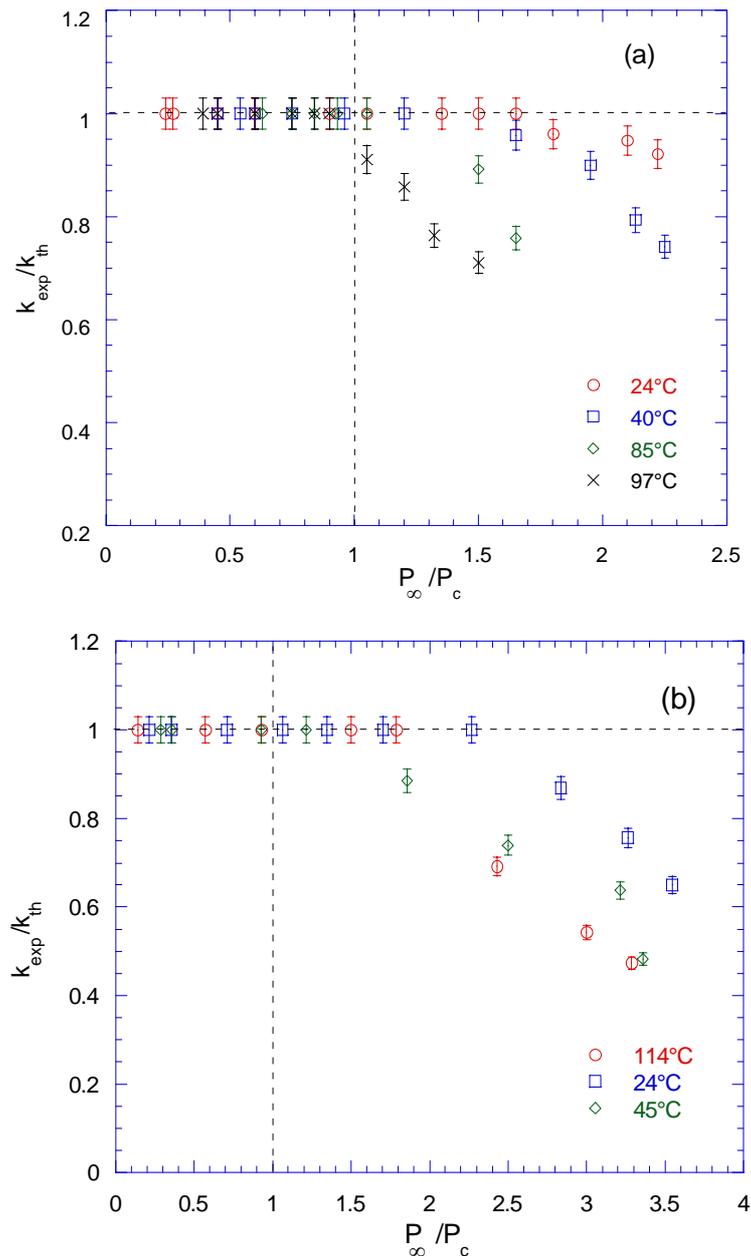


Figure VI-10 : Variation du rapport  $k_{\text{exp}}/k_{\text{th}}$  avec la pression réduite  $P_{\infty}/P_c$  pour différentes températures dans (a) n-pentane (b) n-hexadécane.

## VI-5 Détermination du coefficient thermodynamique $k$ valable dans tout le domaine de pression

Dans le paragraphe précédent nous avons montré que le prolongement du modèle énergétique de Kattan-Denat, même corrigé de l'énergie mécanique, ne permet pas de prédire le rayon maximum de la bulle pour  $P_r \geq 1$ . Ceci montre que l'hypothèse  $W_{eb} = \int_{T_c}^{T_c - \varepsilon} C_p dT$ ,

c'est-à-dire admettre que la température du gaz est limitée à  $T_c - \varepsilon$  lorsque  $R = R_m$  quelle que soit  $P_\infty > P_c$ , n'est pas valable à elle seule. Etant donné que la Figure VI-10 montre que  $k_{exp} < k_{th}$  cela nous indique que la quantité d'énergie prise en compte dans  $W_{eb}$  n'est pas suffisante. Ainsi, l'objectif de ce paragraphe est de rechercher les termes d'énergie qui doivent être inclus dans  $W_{eb}$ .

### VI-5.1 Prolongement du chemin thermodynamique

Puisque au-delà de la pression critique, il n'existe plus d'équilibre thermodynamique entre le liquide et sa vapeur, ainsi la première correction que l'on peut envisager est que le chemin thermodynamique ne s'arrête plus à la température critique  $T_c$  mais la température dans la bulle lorsque  $R = R_m$  se trouve à une température  $T_m > T_c$  (Fig. VI-11). Ceci signifie que pour former une bulle dans le liquide, il faut chauffer le milieu plus que ce qui est prévu par le modèle énergétique de Kattan-Denat, corrigé de l'énergie mécanique et limité à la température critique du liquide  $T_c$ . Il s'ensuit que la quantité d'énergie  $W_{eb}$  nécessaire pour vaporiser une mole du liquide devient plus élevée.

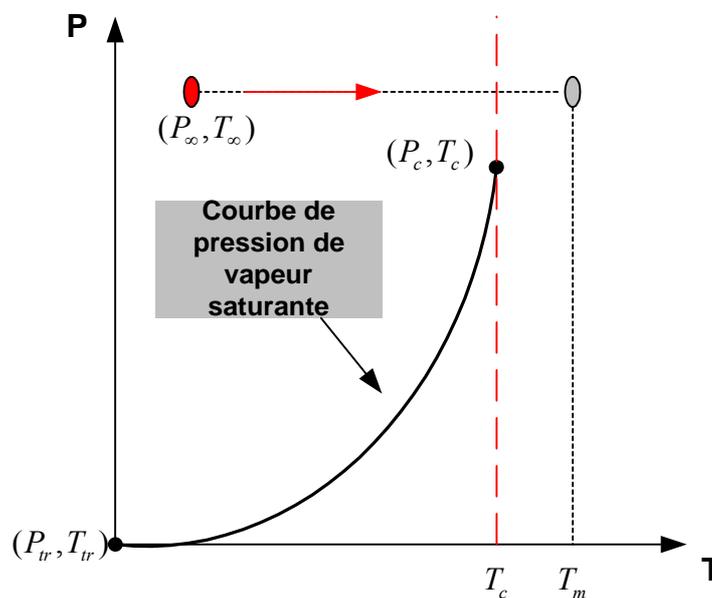


Figure VI-11 : Illustration de la position possible de  $T_m$  dans le diagramme  $(P,T)$ .

Pour déterminer la température  $T_m$ , nous avons remplacé dans la relation (III-8) l'expression de  $k$  par  $k_{exp}$  et  $T_c$  par  $T_m$ , d'où l'expression de  $k_{exp}$  qui devient, pour  $P_\infty \geq P_c$  (sachant que  $L_v=0$ ) :

$$k_{\text{exp}}^3 = \frac{\Re T_m}{\frac{4}{3} \pi \left[ \int_{T_\infty}^{T_c - \varepsilon} C_{pL}(T) dT + \int_{T_c}^{T_m} C_p^0(T) dT \right]} \quad (\text{VI-7})$$

où  $C_{pL}(T)$  et  $C_p^0(T)$  représentent respectivement les capacités calorifiques du liquide et du gaz. La variation de capacité calorifique montre cependant toujours une discontinuité à  $T_c$ , discontinuité représentative d'une transition d'ordre 1 au sens d'Ehrenfest.

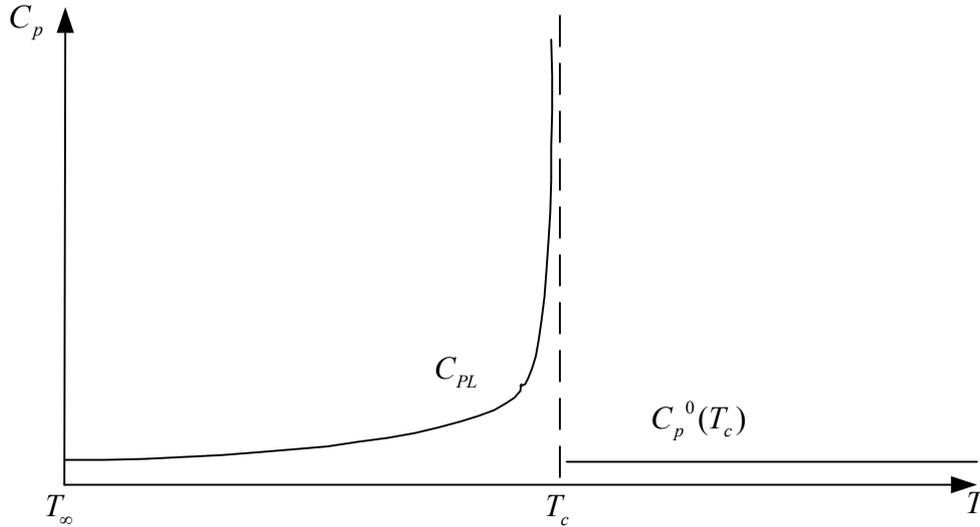


Figure VI-12 : Dessin représentant la variation de capacité calorifique en fonction de la température pour une valeur de  $P_\infty$  fixée telle que  $P_\infty < P_c$ .

Pour déterminer  $T_m$ , il nous faut connaître la variation  $C_p^0(T)$ . Si on prend comme référence la variation donnée par Reid et al. [Rei87],  $C_p^0(T)$  s'écrit comme un polynôme de degré 4 tel que  $\frac{C_p^0(T)}{\Re} = a_0 + a_1 T + a_2 T^2 + a_3 T^3 + a_4 T^4$  mais compte tenu des valeurs des coefficients  $a_0, a_1, a_2, a_3$  et  $a_4$ , on peut considérer, en première approximation, pour la plage de température attendue que  $C_p^0(T) \approx C_p^0(T_c)$  (voir tableau VI-4). L'expression de  $T_m$  se déduit alors de la relation (VI-7) telle que :

$$T_m \approx \frac{4}{3} \pi k_{\text{exp}}^3 \frac{\Delta H_{Lc} - \bar{C}_{pc}^0 T_c}{\Re - \frac{4}{3} \pi k_{\text{exp}}^3 \bar{C}_{pc}^0} \quad \text{avec} \quad \Delta H_{Lc} = \int_{T_\infty}^{T_c - \varepsilon} C_{pL}(T) dT \quad \text{et} \quad \bar{C}_{pc}^0 = C_p^0(T_c) \quad (\text{VI-8})$$

	n-pentane	n-hexadécane	cyclohexane	n-décane
$C_p^0(T_c)/\mathfrak{R}$	20,83	89,60	25,18	49,85

Tableau VI-4 : valeurs de  $C_p^0(T_c)/\mathfrak{R}$  pour les liquides présentés dans le tableau VI-1.

La figure VI-13 montre les résultats de l'évaluation de  $T_m$  par l'expression (VI-8) en fonction de la pression réduite ( $P_r > 1$ ) et, pour différentes températures  $T_\infty$  du liquide dans le cas du n-pentane. Des résultats similaires sont obtenus dans le n-hexadécane.

Les valeurs calculées de  $T_m$  ainsi que les variations  $T_m(P_r)$  montrent que le chemin thermodynamique ainsi considéré ne traduit pas la réalité physique de la bulle. En effet, les valeurs de  $T_m$  obtenues ( $\sim 2000\text{K}$ ) sont beaucoup plus élevées que les températures estimées dans la bulle ( $\sim 500\text{-}800\text{K}$ ) à partir d'une analyse spectrale de la lumière émise [Nur97]. D'autre part, les variations  $T_m(P_r)$  dépendent fortement de la température  $T_\infty$  du liquide, ce qui est difficilement compréhensible car le comportement du fluide ne montre aucune cohérence alors que les grandeurs expérimentales montrent un comportement parfaitement reproductible et continu.

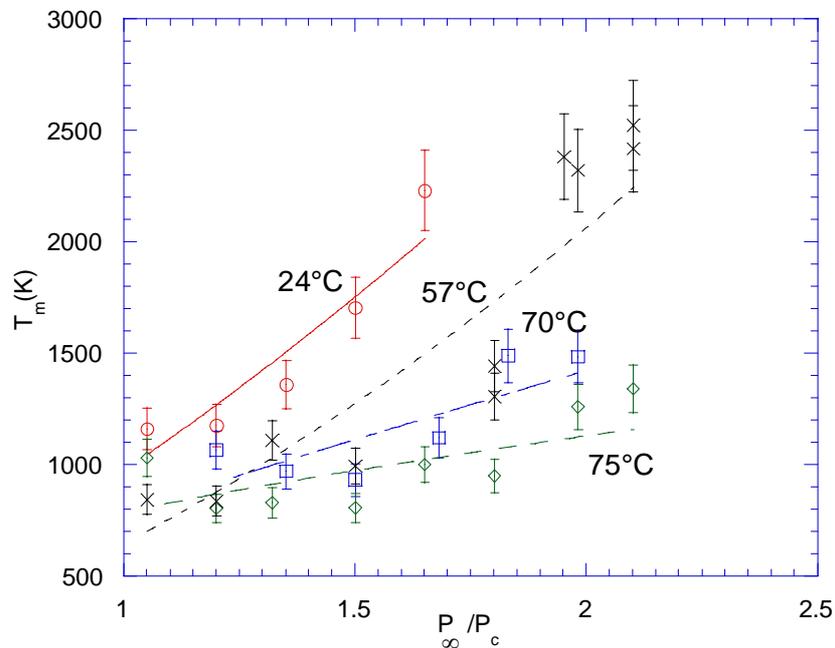


Figure VI-13 : Evolution de la température  $T_m$  avec la pression réduite dans le n-pentane pour différentes valeurs de la température  $T_\infty$  du liquide.

### VI-5.2 Recherche d'un équilibre thermodynamique local

Il apparaît que l'hypothèse utilisée pour calculer  $k_{th}$  au-dessus de la pression critique du fluide n'est pas réaliste pour pouvoir décrire correctement le processus physique incriminé. Pour une pression  $P_\infty < P_c$ , le modèle de Kattan-Denat corrigé de l'énergie mécanique semble bien s'accorder avec l'hypothèse que la bulle atteint l'équilibre thermodynamique pour  $R = R_m$ , c'est-à-dire que les grandeurs thermodynamiques dans la bulle se trouvent définies par l'état sur la courbe de pression de vapeur saturante correspondant à  $P_\infty$ . Du fait de la continuité de toutes les grandeurs expérimentales observées, il doit donc exister également pour  $P_\infty > P_c$  une courbe traduisant l'équilibre local que la bulle va essayer d'atteindre à l'instant  $t = t(R_m)$ . La courbe de pression de vapeur saturante représente une transition de phase d'ordre 1 au sens d'Ehrenfest, c'est-à-dire qu'en traversant cette courbe à pression constante, on observe une discontinuité de la capacité calorifique  $C_p(T)$ , autrement dit l'étude de la variation de  $C_p(T)$  est un bon indicateur pour rechercher une éventuelle transition de phase définissant ainsi un équilibre local. Dans le paragraphe précédent nous avons imposé cette transition à la valeur  $T_c$ . L'analyse de l'évolution de la capacité calorifique des liquides  $C_p(T)$  pour différentes pressions  $P_\infty > P_c$  (Fig. VI-14, [NIST]) montre que la courbe de  $C_p(T)$  ne diverge pas à  $T = T_c$  mais que cette courbe passe par un maximum à une température qui augmente avec l'augmentation de pression.

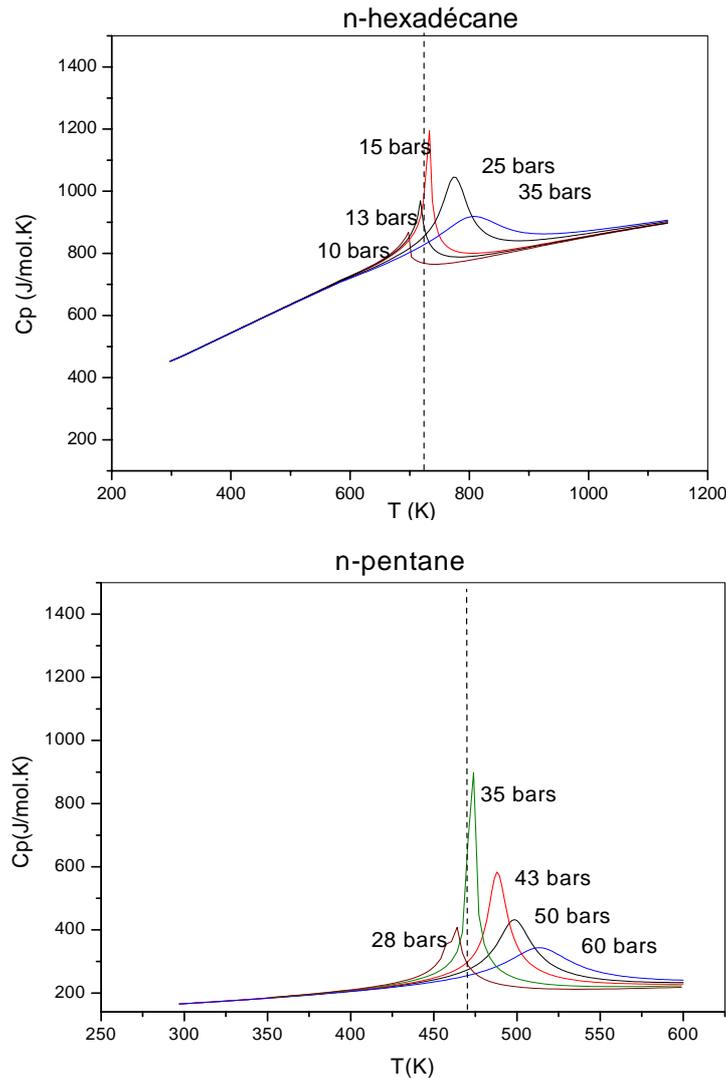


Figure VI-14 : Evolution de la capacité calorifique  $C_p$  en fonction de la température pour différentes pressions dans le n-pentane et le n-hexadécane.

Si on trace les coordonnées  $(P, T)$  du maximum de  $C_p(T)$  pour  $P_\infty > P_c$ , on obtient des points qui prolongent rigoureusement la courbe de pression de vapeur saturante dans le domaine supercritique (figure VI-15). L'évolution  $C_p(T)$  ainsi observée n'est expliquée par aucun modèle théorique ni par aucune simulation numérique mais on peut cependant affirmer que le maximum du  $C_p$  représente une transition liée à un changement de densité du milieu dans la région supercritique, transition qui peut être assimilée à celle que représente la courbe de pression de vapeur saturante  $T_b(P_\infty)$  dans le domaine  $P_\infty < P_c$ . En effet, le fait que  $C_p$  passe par un maximum traduit le fait que le système libre, au voisinage du maximum, un certain nombre de degrés de liberté, c'est en quelques sortes l'idée initiale utilisée pour reproduire l'évolution  $C_p(T)$  : la représentation analytique de cette évolution fait appelle à la distribution

de Planck-Einstein  $P(u) = \frac{1}{e^u - 1}$  avec  $u = \frac{\theta_e}{T}$  et  $\theta_e = \frac{\hbar\omega_E}{k_B}$ , où  $\omega_E$  représente la fréquence de

l'oscillateur harmonique (la même dans tous les modes) et  $k_B$  la constante de Boltzmann, de telle sorte que la capacité calorifique est représentée par le développement en série suivant les fréquences  $\omega_E$ , soit :

$$C_{p_{res}} = \sum_k f(\omega_E^{(k)}) \quad \text{où} \quad f(\omega_E^{(k)}) = \frac{u_k^2 e^{u_k}}{[e^{u_k} - 1]^2}.$$

Typiquement, il faut considérer une trentaine de termes pour reconstituer correctement la variation expérimentale  $C_p(T)$ . On peut donc s'interroger sur la pertinence physique au bout du compte de ce développement.

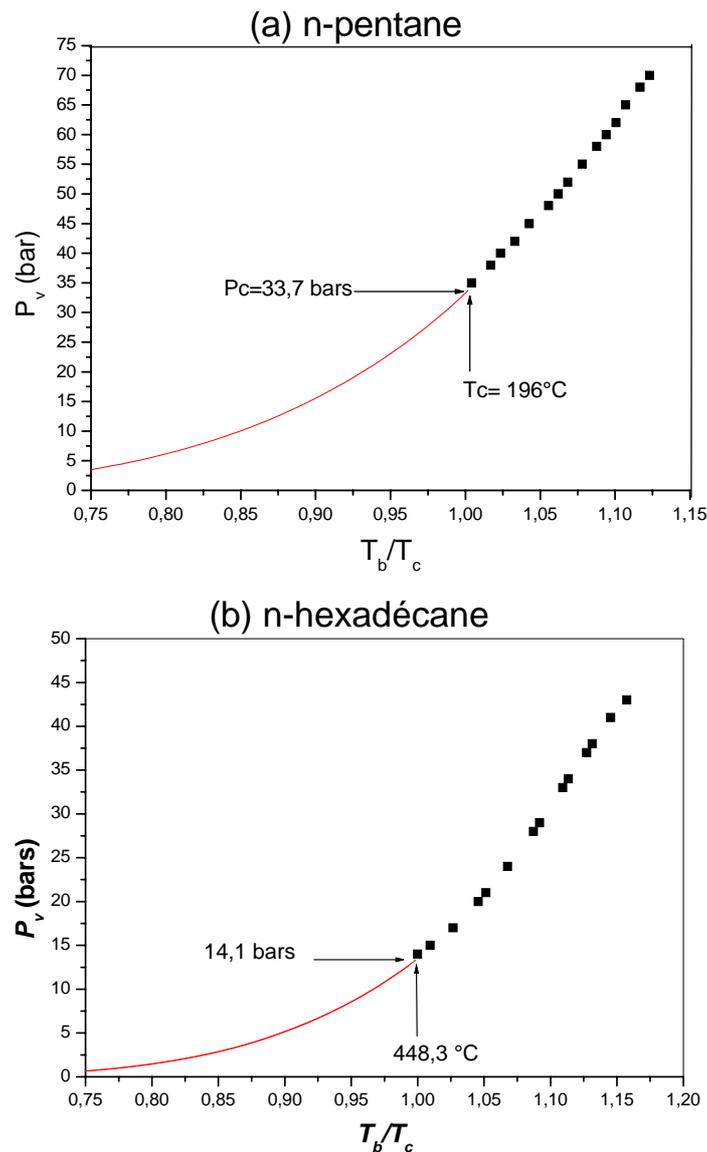


Figure VI-15 : La courbe de pression de vapeur saturante et les points correspondants au maximum de  $C_p$  dans la région surcritique dans le n-pentane (a) et le n-hexadécane (b).

Compte tenu de ce que nous venons de dire, il apparaît naturel maintenant d'admettre que la courbe de pression de vapeur saturante et son prolongement en utilisant le maximum du  $C_p$

dans le domaine supercritique constitue l'équilibre local que la bulle va essayer d'atteindre lorsque  $R = R_m$ . Ceci signifie encore que l'état des grandeurs thermodynamiques dans la bulle pour  $R = R_m$  se trouve entièrement définies par l'état correspondant à  $P_\infty$  sur cette courbe de « pression de vapeur saturante ». A partir de ces hypothèses, on en déduit que le calcul de  $\int C_p dT$  peut être effectué dans tout le domaine de pression et de température en utilisant la courbe de pression de vapeur saturante étendue à la région supercritique, comme le montre la figure VI-15.  $T_b^*$  représente la « température d'ébullition » équivalente dans la région supercritique. La variation d'enthalpie  $\Delta H_L$  du liquide est alors calculée de  $T_\infty$  à  $T_b^*$ , pour une pression donnée  $P_\infty$ , par l'expression :

$$\Delta H_L = \int_{T_\infty}^{T_b^*} C_p(T) dT \quad (\text{VI-9})$$

Si on pose  $W_{\text{eb}} = \Delta H_L$  dans la relation (III-8), on peut alors calculer  $k_{\text{th}}$  pour  $P_\infty > P_c$ . Malheureusement, cette méthode de calcul de  $k_{\text{th}}$  ne conduit pas à une correction suffisante des variations du rapport  $k_{\text{exp}}/k_{\text{th}}$  en fonction de la pression réduite observées pour  $P_r > 1$  dans la figure VI-10 (figure VI-16).

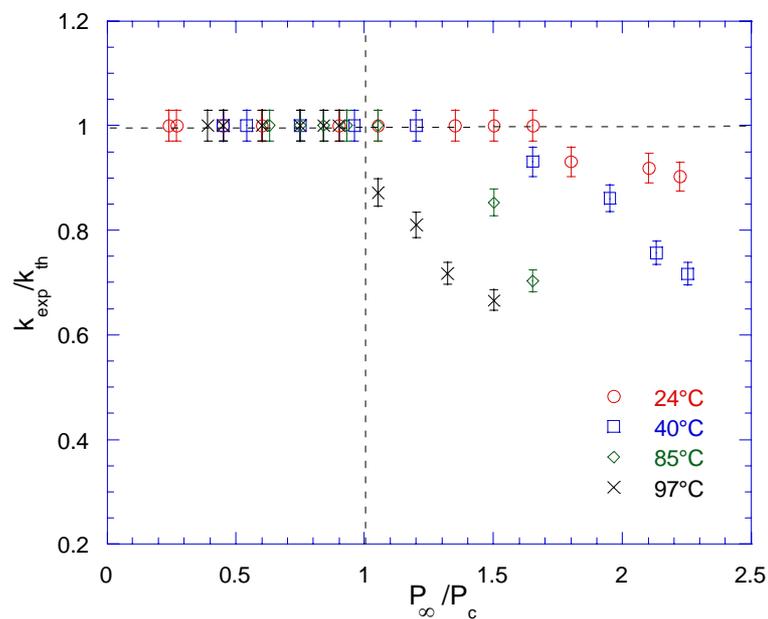


Figure VI-16 : Variation du rapport  $k_{\text{exp}}/k_{\text{th}}$  avec la pression réduite  $P_\infty/P_c$  pour différentes températures dans le n-pentane.

L'expression de  $\Delta H_L$  donnée par la relation (VI-9) possède maintenant une évolution continue en fonction de la pression ( $P_\infty$  inférieur ou supérieur à la pression critique  $P_c$ ) pour une température  $T_\infty$  imposée :  $\Delta H_L$  augmente lorsque  $P_\infty$  augmente (figure VI-17).

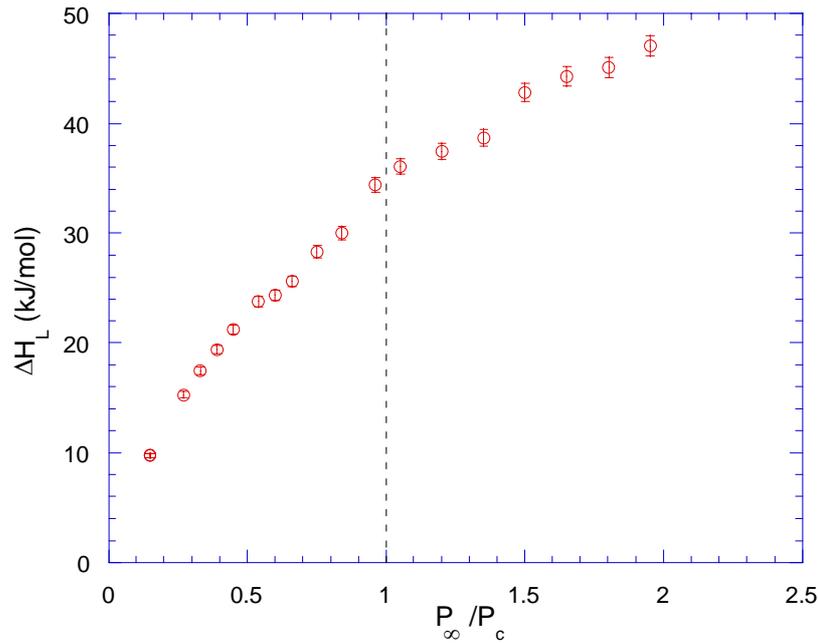


Figure VI-17 : Variation de  $\Delta H_L$  en fonction de la pression réduite.  
 $\Delta H_L$  est calculé à partir de la relation (VI-9).

Pour une pression  $P_\infty < P_c$ , l'expression de  $W_{eb}$  contient le terme de chaleur latente  $L_v(T_b)$  mais celui ici devient inexistant lorsque  $P_\infty \geq P_c$  et il n'a plus aucune signification au-delà lorsqu'on considère un système à l'équilibre. Cette absence de  $L_v$  au-delà de la pression critique dans le terme  $W_{eb}$  va produire une diminution brutale de ce terme. Cette diminution est à l'origine de l'écart observé entre  $k_{exp}$  et  $k_{th}$ . Ceci signifie que le bilan d'énergie semble vouloir conserver un terme d'énergie analogue à la chaleur latente de vaporisation mais comme la thermodynamique à l'équilibre ne nous permet pas de décrire un tel terme, nous allons modifier le terme  $W_{eb}$  en l'écrivant sous la forme générale suivante :

$$W_{eb} = \Delta H_L + E_S \quad (VI-10)$$

où  $E_S$  est un terme d'énergie qui est égal à  $L_v(T_b)$  si  $P_\infty \leq P_c$  mais qui reste à définir pour  $P_\infty > P_c$ .

L'énergie  $W_{eb}$  est maintenant déduite de la relation (VI-3) en posant  $k=k_{exp}$ . L'énergie  $E_S$  est ensuite calculée, connaissant  $\Delta H_L$  (équation VI-9), par la relation (VI-10), ceci pour toutes les valeurs de  $P_\infty$  et  $T_\infty$  employées.

Les résultats montrent, comme attendu, que pour  $P_\infty < P_c$ ,  $E_S \cong L_v$ . Au-dessus de  $P_c$ , le terme  $E_S$  peut être considéré comme un équivalent à la « chaleur latente de vaporisation » qui exprime l'énergie à fournir pour faire passer une mole de fluide de la masse volumique  $\rho_\infty$  à une masse volumique  $\rho_g < \rho_\infty$  à  $T=T_b^*(P_\infty)$ . Tout semble donc s'accorder, mais il ne faut pas

oublier que l'ensemble de ces résultats a été obtenu avec l'hypothèse que le milieu fluide dans la bulle se comporte comme un gaz parfait. Or nous avons vu que pendant la phase d'injection d'énergie, le milieu inclus dans  $\mathcal{G}_0$  est à la densité du liquide, autrement dit on s'attend à ce que ce milieu soit plutôt régi par une équation d'état adapté à la description de l'état liquide comme par exemple l'équation de Tait modifiée (voir chapitre III). Ensuite, la dynamique de la phase d'expansion depuis  $R = r_0$  jusqu'à  $R = R_m$ , semble entièrement gouvernée par l'inertie du liquide et complètement indépendante de l'état du fluide dans la bulle sauf par la présence d'un coefficient de tension interfaciale, qui reste malgré tout à définir lorsque  $P_\infty > P_c$ . Il apparaît, dans ces conditions, difficile d'admettre un comportement global de gaz parfait. Nous devons alors maintenant porter notre attention sur les conséquences d'une telle hypothèse.

### ***VI-5.3 L'équation d'état thermique du milieu fluide dans la bulle***

Un fluide est défini thermodynamiquement si l'on connaît son équation d'état thermique et son équation d'état de la chaleur, c'est-à-dire d'une part une relation entre les grandeurs  $P$ ,  $V$  et  $T$  et d'autre part une relation entre les grandeurs  $U$ ,  $V$ ,  $T$  (voir chapitre III). L'équation  $l(U, V, T) = 0$  doit reproduire la variation du  $C_p$  mais nous avons vu dans le chapitre III qu'aucun modèle présenté ne permet de considérer une dépendance du  $C_p$  avec le volume spécifique ou encore avec la pression. Etant donné que nous avons pris en compte l'évolution expérimentale du  $C_p$  dans notre modèle énergétique, nous nous intéresserons essentiellement dans ce paragraphe à l'équation d'état thermique qui intervient également dans le modèle énergétique.

La grande difficulté de l'étude de l'état liquide provient de l'impossibilité de définir une équation d'état idéale comme celle du gaz parfait. Beaucoup d'équations d'état du liquide ont été proposées mais aucune d'elles n'est entièrement satisfaisante. L'équation d'état est liée implicitement aux forces d'interactions entre les molécules, ces interactions ne sont pas décrites par des théories qui permettent la description adéquate des résultats expérimentaux dans une grande plage de température et de pression. Dans ces conditions, l'utilisation d'équations d'état empiriques reste la solution la plus souvent utilisée.

Nous allons montrer que le traitement de nos résultats expérimentaux par le modèle énergétique développé précédemment est très sensible à la forme d'équation d'état thermique choisie. Il est donc nécessaire d'affiner l'analyse en vue de sélectionner les critères les plus satisfaisants pour la description des processus de formation d'une bulle par micro-décharge électrique.

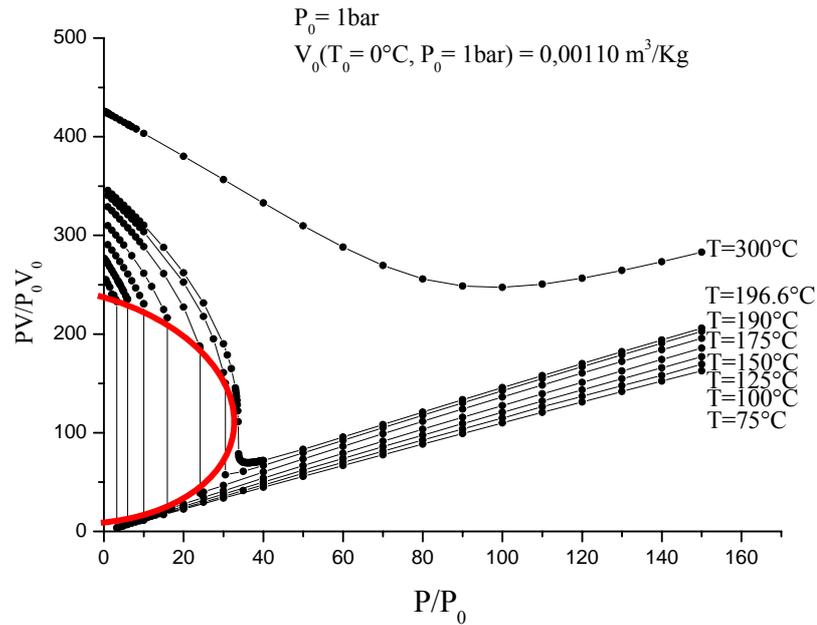


Figure VI-18 :  $PV/P_0V_0$  en fonction de  $P/P_0$  dans le n-pentane à différentes températures (diagramme d'Amagat).

En traçant les isothermes dans le diagramme d'Amagat  $PV=f(P)$  (Fig. VI-18), en fonction de la plage de pression correspondante à nos conditions expérimentales, on trouve que les isothermes du liquide sont bien représentés par une équation d'état de la forme :

$$P(\mathcal{V} - \mathcal{V}_b) = N\mathcal{R}T \quad (\text{VI-11})$$

où  $\mathcal{V}_b$  représente un volume caractéristique de référence. Si on se réfère à la première modification conduisant à l'équation de Van der Waals (voir chapitre III),  $\mathcal{V}_b$  s'identifie alors au covolume  $b$ . La loi des états correspondants montre que  $b = \bar{\mathcal{V}}_c/3$ , où  $\bar{\mathcal{V}}_c$  représente le volume molaire critique. Le tableau VI-5 montre que la masse volumique correspondante  $\rho_b = 3\rho_c$  est toujours faible devant la masse volumique au point triple  $\rho_{tr}$ , sauf dans le cyclohexane, autrement dit il existera tout un domaine du diagramme thermodynamique  $(P, V, T)$  du liquide où  $V - V_b < 0$ , ce qui n'est pas possible. La logique voudrait que  $\mathcal{V} = \mathcal{V}_b$  à  $T = 0 \text{ K}$  et  $P = 1 \text{ bar}$  ; dans ce cas, il n'existe plus le problème tel que  $V - V_b < 0$ , puisque  $\rho(0 \text{ K}, 1 \text{ bar}) = \rho_0$  est toujours grand devant  $\rho_{tr}$  (voir tableau VI-5). Mais puisque l'équation (VI-11) est censée représenter les isothermes du liquide, le volume  $\mathcal{V}_b$  dans le diagramme d'Amagat apparaît comme la pente des isothermes : si on observe attentivement la fig. VI-18, on s'aperçoit que les isothermes ne sont pas tout à fait parallèle entre elles, ce qui signifie que

$\vartheta_b$  change avec la température, mais dans la plage de températures considérée, la variation de la pente est inférieure à 10% ; la valeur moyenne de la pente conduit à une masse volumique moyenne  $\rho_{\text{Amagat pentane}} = 555,55 \text{ kg/m}^3$ , autrement dit on trouve encore une masse volumique plus faible que  $\rho_{tr}$ .

	n-pentane	n-décane	cyclohexane	n-hexadécane
$\rho_{tr} \text{ (kg/m}^3\text{)}$	762,14	769,23	791,49	809,67
$\rho_b \text{ (kg/m}^3\text{)}$	695,97	684,06	819,75	657
$\rho_0 \text{ (kg/m}^3\text{)}$	914	950	1033,50	1017

Tableau VI-5 : Différentes masses volumiques caractéristiques des liquides présentés dans le tableau VI-1.

En identifiant  $V_b$  avec  $\rho_{tr}$  ou  $\rho_0$ , on peut parcourir tout le diagramme thermodynamique du liquide mais alors on ne représente qu'imparfaitement les isothermes. Afin de pouvoir choisir entre  $\rho_{tr}$  ou  $\rho_0$ , il est tout d'abord intéressant de tracer le facteur de compressibilité  $Z$ , défini à partir de la relation (VI-11) en considérant  $V_b$  égal à  $1/\rho_{tr}$ , soit  $Z_{\text{Amagat}} = \frac{P(V - V_b)}{rT}$  avec  $r = \mathfrak{R}/M$ . La Fig. VI-19(b) représente alors l'évolution, pour le n-pentane, de ce coefficient en fonction de la température le long d'isobares. On peut dès lors faire les remarques suivantes :

- Toutes les courbes se trouvent à présent contenues dans un plan tel que  $Z_{\text{Amagat}} \in [0,1]$ , contrairement à ce que l'on peut observer sur la Fig. VI-19(a), si on trace le facteur de compressibilité défini à partir de l'équation des gaz parfaits, soit  $Z_{\text{Gaz Parfait}} = \frac{PV}{rT}$ . De plus, on observe que la variation  $Z_{\text{Amagat}}(T)$  est une variation toujours « monotone » croissante contrairement à la variation  $Z_{\text{Gaz Parfait}}(T)$ , autrement dit la fonction  $Z_{\text{Amagat}}(T)$  semble plus à même de mieux représenter la physique sous-jacente.
- Toutes les courbes  $Z_{\text{Amagat}}(T)$  semblent converger vers l'état du point triple, contrairement à la variation  $Z_{\text{Gaz Parfait}}(T)$ .

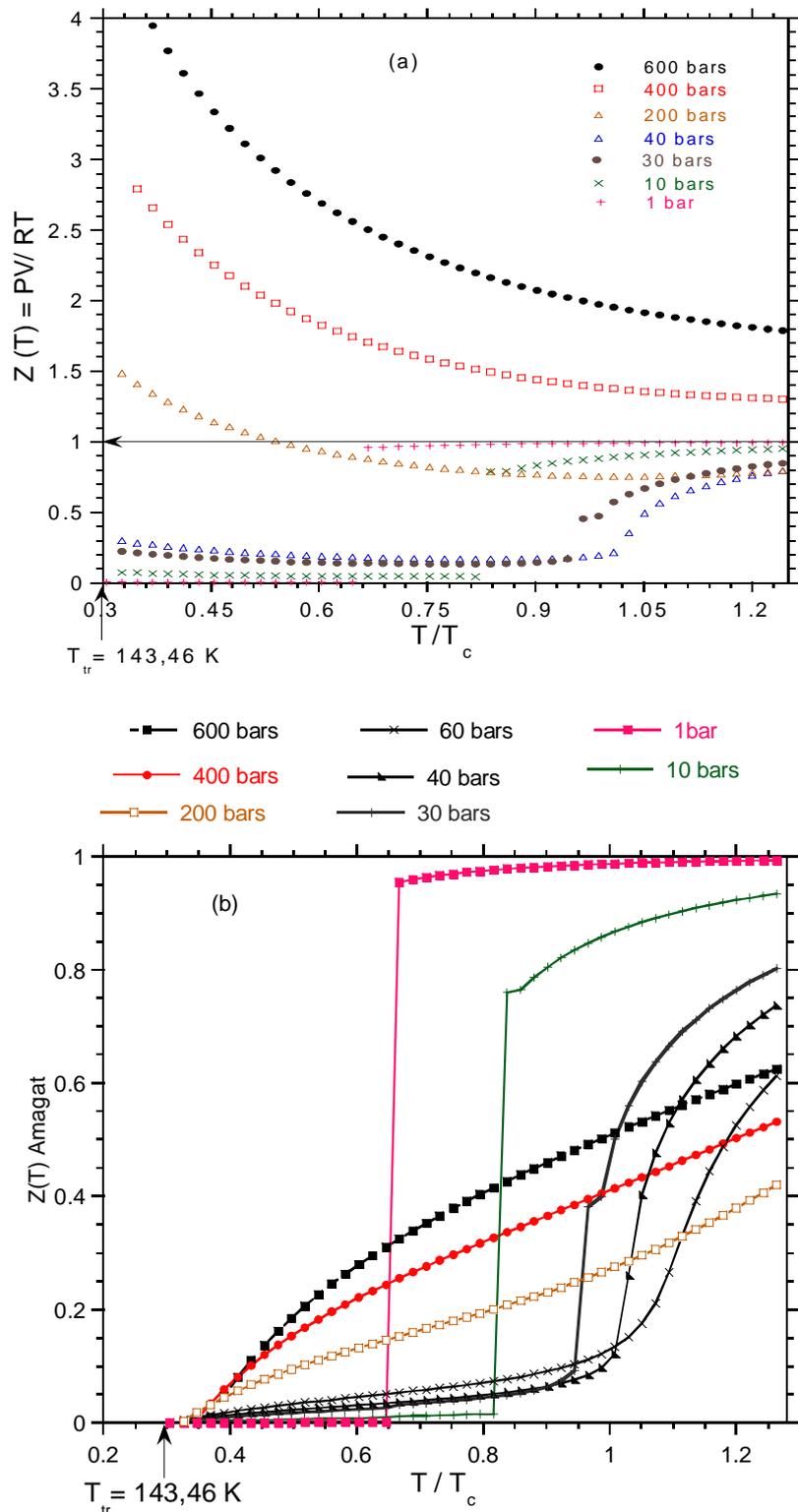


Figure VI-19 : (a) Variation de  $Z(T)$  en fonction de température pour différentes pression (b) Variation de  $Z_{Amagat}$  en fonction de température pour différentes pression (résultats Volino).

Maintenant si, au lieu de considérer  $V_b = 1/\rho_{tr}$ , on avait pris  $V_b = 1/\rho_0$ , alors on obtiendrait une figure  $Z_{0_{Amagat}}(T)$  toujours comprise dans l'intervalle  $[0,1]$ , mais au lieu que les isobares convergent vers  $T_{tr}$ , elles ne convergent plus vers une valeur unique de température.

De plus, F. Volino a montré dans l'argon liquide [communication privée], que pour avoir une convergence parfaite des isobares vers le point triple dans un diagramme  $Z_{Amagat}(T)$ , il fallait non pas prendre  $\rho_{tr}$  mais la densité du liquide sur la courbe de saturation pour la solidification. Tant que l'on ne considère pas des isobares à pression élevée, cette correction ne joue pas un rôle majeur mais ceci permet de trancher entre  $\rho_{tr}$  ou  $\rho_0$  dans la relation (VI-11). En effet, si on examine attentivement, la Fig. 19(b), on observe que la convergence des isobares n'est pas rigoureusement parfaite, mais si on introduit la correction de F. Volino alors on obtient une parfaite convergence. Or introduire cette même correction dans la relation (VI-11), si on considère  $\rho_0$  au lieu de  $\rho_{tr}$ , n'a plus aucun sens physique, par conséquent la masse volumique à prendre en considération est  $\rho_{tr}$  ou, encore mieux, serait de considérer la masse volumique du liquide à saturation sur la courbe de solidification. Mais compte tenu de la plage de pression utilisée, nous pouvons nous contenter de  $\rho_{tr}$ . Dans ce cas, on en déduit que la relation (VI-11) se ramène à  $Z_{Amagat}(T) = 1$ , ce qui correspond à la limite asymptotique de toutes les isobares dans la Fig. (VI-19), autrement dit l'équation (VI-11) ne constitue qu'une approximation qui sera d'autant meilleure que la température considérée est élevée. Pour prendre en compte l'effet de la température, on peut corriger simplement la relation (VI-11) en admettant que  $Z_{Amagat}(T) = 1 - \frac{T_{tr}}{T}$ . L'équation d'état thermique que l'on va utiliser prend donc la forme suivante :

$$P(\mathcal{G} - \mathcal{G}_{tr}) = N\mathfrak{R}T \left( 1 - \frac{T_{tr}}{T} \right) = N\mathfrak{R}TZ_{Amagat}(T) \quad (\text{VI-12})$$

$W_{eb}$  étant l'énergie molaire, le calcul de l'énergie total  $E_T = NW_{eb}$  demande la détermination du nombre de mole  $N$  dans la bulle de volume  $\mathcal{G}_m = (4/3)\pi R_{ray}^3$  à  $t = t(R_m)$ . Ce nombre de moles  $N$  est relié à la pression et à la température ( $P_g$ ,  $T_g$ ) du milieu fluide dans la bulle par une équation d'état. Rappelons que la relation (III-5) a été établie en considérant le gaz dans la bulle comme un gaz parfait, avec les conditions suivantes:  $P_g = P_\infty$ , et  $T_g = T_b(P_\infty)$  pour  $R = R_m$ . Puisque l'équation (VI-12) représente d'une manière plus satisfaisante les conditions rencontrées dans nos expériences, nous l'avons utilisée pour calculer  $N$ . Connaissant  $N$ , on peut maintenant en déduire les variations de la masse volumique  $\rho_g(R_m)$  en fonction de la pression : on observe alors sur la Fig. VI-20 qu'à basse pression (ou de manière équivalente

pour  $T_b/T_c < 0,9$ ), la masse volumique dans la bulle à  $t = t(R_m)$  correspond, comme attendu, à la masse volumique de la vapeur sur la courbe de saturation ; en revanche lorsque la pression augmente, on observe que la masse volumique du gaz s'éloigne fortement de la courbe de saturation pour la vaporisation ; de plus, la valeur obtenue devient beaucoup plus dépendante de l'équation d'état thermique qui relie  $N$  aux conditions de pression et de température dans la bulle. On en déduit que la courbe définie par les carrés sur la Fig. VI-20 représente la « courbe équivalente à la courbe de saturation » pour la vaporisation lorsque l'on a l'équilibre thermodynamique. Si il semble que l'on puisse définir une « courbe de saturation équivalente pour la vaporisation », on peut se demander en revanche si il existe également une courbe de saturation pour la condensation du liquide et si oui, comment cette courbe s'arrange t'elle avec la courbe de saturation du liquide à l'équilibre thermodynamique ? Il paraît bien difficile de pouvoir répondre à cette question car aucune information expérimentale ne peut être directement déduite à ce sujet.

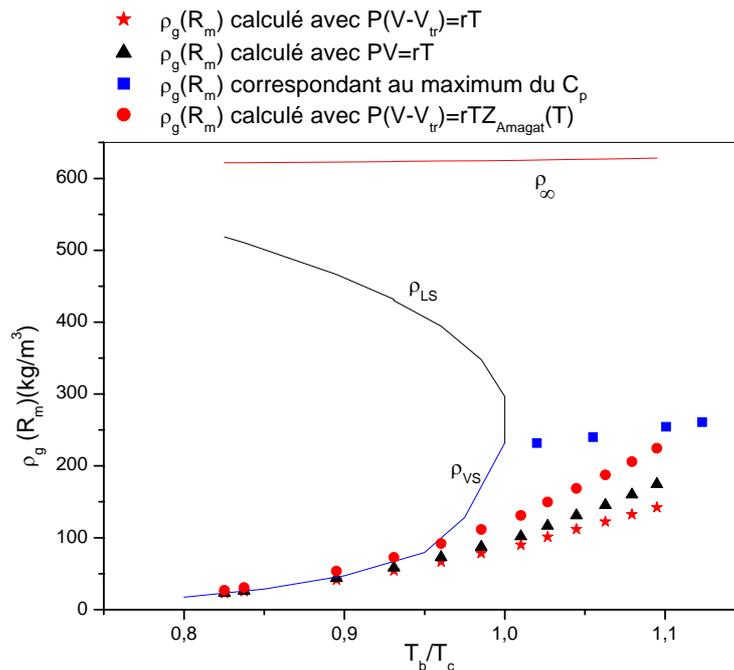


Figure VI-20 : Masse volumique du gaz lorsque la bulle à son rayon maximum dans le n-pentane.

A partir des relations (VI-10) et (VI-12), une nouvelle expression théorique pour  $k=k_{th2}$  est obtenue :

$$k_{th2} = \left[ \frac{\mathfrak{R}Z_{Amagat}(T_b)T_b^*(P_\infty) + P_\infty MV_{tr}}{(4/3)\pi W_{eb}} \right]^{1/3} \quad (VI-13)$$

A partir de l'expression (VI-13), nous pouvons extraire le terme  $E_s$  en considérant  $k_{th2} = k_{exp}$  et ainsi suivre sa variation avec la température, pour ensuite le comparer avec l'énergie de vaporisation  $L_v$ , soit :

$$E_s = \frac{\mathfrak{R}T_b^* Z_{Amagat}(T_b) + P_\infty MV_{tr} - \Delta H_L}{k^3_{exp}(4/3)\pi} - \Delta H_L \quad (VI-14)$$

L'énergie  $E_s$ , calculée en utilisant  $k_{th2}=k_{exp}$ , est tracée sur la figure VI-21 en fonction de la température d'ébullition réduite  $T_b^*/T_c$  (sachant que pour  $P_\infty < P_c$ ,  $T_b^* = T_b$ ). Pour  $T_b/T_c < 0,85$ , ce qui correspond à des pressions inférieures à la pression critique, nous retrouvons approximativement le résultat  $E_s \cong L_v$ . Ceci signifie que la bulle a un comportement très proche d'une bulle classique de vapeur, c'est-à-dire avec une interface liquide-vapeur.

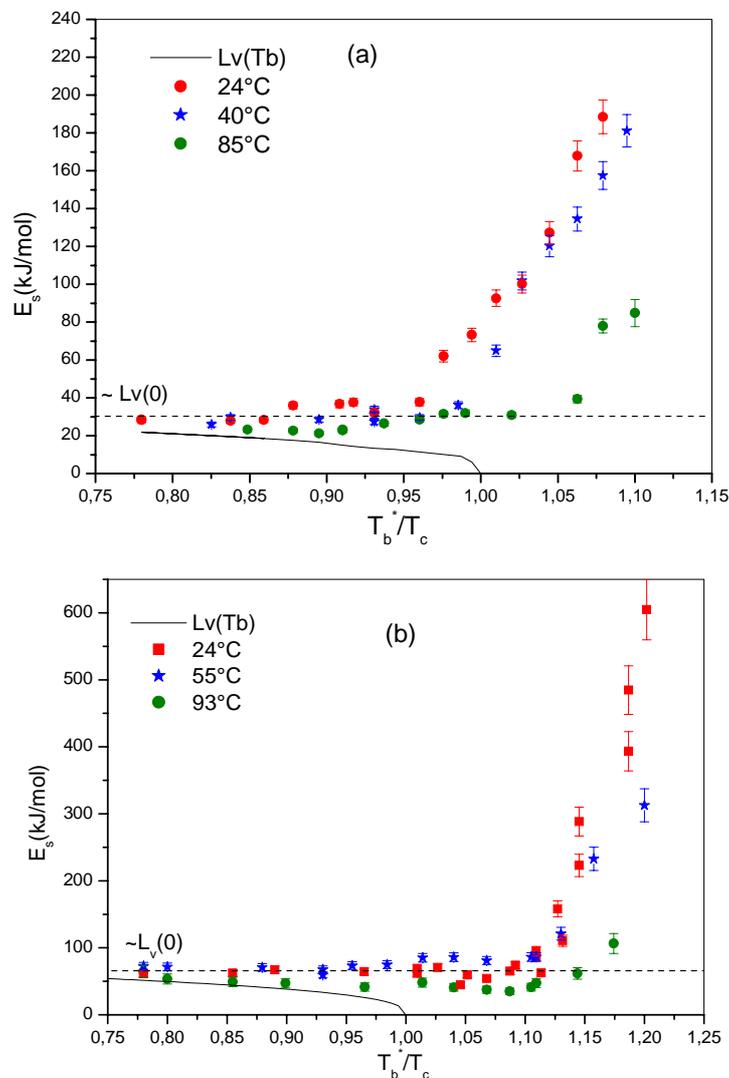


Figure VI-21 :  $E_s$  en fonction de la température d'ébullition réduite  $T_b^*/T_c$  dans (a) le n-pentane et (b) le n-hexadécane.

Pour des pressions plus élevées, correspondant à  $T_b/T_c > 0,85$ , la bulle de vapeur ne semble plus pouvoir être décrite avec une interface à l'équilibre thermodynamique. La différence de densité entre le liquide (milieu environnant) et le fluide à l'intérieur de la cavité devient de plus en plus faible. En effet, l'augmentation de pression entraîne une augmentation de la densité dans la bulle (voir Fig VI-20) et la transition de phase exigera plus d'énergie pour s'accomplir. En effet, les courbes de la Fig. VI-21 montre, qu'en moyenne, l'énergie  $E_s$  se trouve constituée par la somme d'une composante d'énergie constante quelles que soient la pression et la température du liquide, et dont la valeur s'accorde bien avec la chaleur latente de vaporisation à température nulle  $L_v(0)$ , et d'une composante énergétique supplémentaire au-delà de la pression critique. Il est intéressant de remarquer que la chaleur latente de vaporisation à température nulle représente l'énergie maximale de cohésion des molécules. F. Volino a montré [communication privée] que c'est une propriété intrinsèque au liquide, qui peut s'exprimer de la manière suivante :

$$L_v(0) = \frac{12\pi^2 \mathfrak{R}T_c}{n_b \bar{\mathcal{G}}_c} \quad (\text{VI-15})$$

où  $n_b$  représente le nombre de molécules dans la maille du cristal et  $\bar{\mathcal{G}}_c$  représente le volume molaire critique, par conséquent l'énergie  $L_v(0)$  s'exprime ici en  $\text{J/m}^3$  (voir tableau VI-6).

	n-pentane	n-décane	Cyclohexane	n-hexadécane
$L_v(0) (\text{J/m}^3)$	$3,72 \cdot 10^8$	$2,43 \cdot 10^8$	$4,42 \cdot 10^8$	$3,44 \cdot 10^8$
	$n_b = 4$	$n_b = 4$	$n_b = 4$	$n_b = 2$
$L_v(T_{tr})(\text{J/m}^3)$	$3,55 \cdot 10^8$	$2,85 \cdot 10^8$	$3,13 \cdot 10^8$	$2,67 \cdot 10^8$

Tableau VI-6 : Valeurs de  $L_v(0)$  déduites de la relation (VI-15) pour les différents liquides présentés dans le tableau VI-1.

On peut également interpréter la présence dans notre problème de ce terme constant d'énergie en considérant l'analyse du changement de phase du point de vue cinétique (microscopique) : la théorie cinétique indique que l'énergie de vaporisation correspond à l'énergie nécessaire pour vaincre le travail de la force d'attraction  $f_{attraction}$ , soit

$$W_{attraction} = \int_{\sigma}^{\infty} f_{attraction}(r) dr ; \text{ pour qu'une molécule du liquide puisse entrer dans la phase}$$

gazeuse, il faut donc qu'elle possède une énergie cinétique suffisante  $E_c = \frac{1}{2}mv^2$ , c'est-à-dire supérieure au travail  $W_{attraction}$  qu'elle doit fournir dans sa sortie contre la force d'attraction  $f_{attraction}$ . Toutes les molécules n'ont pas la même vitesse mais lorsqu'on élève la température, on augmente l'énergie cinétique de toutes les molécules, ainsi il existe un plus grand nombre de molécules qui possèdent une énergie supérieure au travail de la force d'attraction, et par conséquent le nombre de molécules qui peuvent sortir de la phase liquide augmente, ce qui se traduit par une énergie de vaporisation  $L_v(T)$  qui décroît pour atteindre la valeur nulle à  $T = T_c$ . Dans le phénomène de micro-décharge électrique, l'avalanche électronique dépend essentiellement du champ électrique local et pratiquement pas des conditions de pression et de température appliquées sur le liquide (i.e. l'électron ne voit aucun changement). Il s'ensuit que l'énergie fournie au système est toujours la même quelles que soient la pression et la température du liquide, autrement dit on fournit toujours le même accroissement d'énergie cinétique aux molécules. La force d'attraction ne dépend pas de la vitesse des molécules et elle diminue rapidement lorsque la distance diminue entre les molécules (terme  $a/V_\infty^2$  de Van der Waals), mais dans la plage de pression considérée on peut raisonnablement admettre que celle-ci est approximativement constante ( $\rho_\infty(P_\infty) \approx Cste$ , voir Fig. VI-20), autrement dit  $W_{attraction}$  est une quantité quasiment constante. Il en résulte que l'écart d'énergie apportée est toujours dans un rapport constant avec  $W_{attraction}$  d'où la composante constante d'énergie.

Les courbes de la figure VI-21 montrent un comportement monotone croissant de l'énergie  $E_s$ ; ceci ressemble à un comportement que l'on peut qualifier de « physiquement correct ». Mais avant d'aller plus loin dans l'interprétation de  $E_s$ , nous devons analyser maintenant l'influence de la forme de l'équation d'état thermique sur le comportement de  $E_s$ . Ainsi, sur la figure VI-22 nous avons tracé l'énergie  $E_s$  en utilisant les formes d'équations d'état les plus usuelles (voir chapitre III) :

1. L'énergie  $E_s(1)$  est calculée en utilisant l'équation d'état des gaz parfait  $P\mathcal{V}=N\mathcal{R}T$ . On remarque une variation brutale de  $E_s(T)$  à  $T=T_c$  (discontinuité sur la tangente). En effet lorsque  $T \rightarrow T_c$ ,  $E_s=L_v \rightarrow 0$  pour ensuite augmenter très rapidement avec  $T$ . Etant donné que les états d'équilibre thermodynamique local supposés se trouvent être répartis le long d'une courbe parfaitement continue, cette variation brutale ne paraît pas physique mais seulement due au mauvais choix de l'équation d'état.

2. Lorsque l'on corrige l'équation du gaz parfait par le volume  $\mathcal{G}_b$ , c'est-à-dire en utilisant l'équation (VI-12), on observe dans ce cas une variation proche de celle de  $E_s(1)$  mais  $E_s(2)$  ne présente plus de variation rapide au voisinage de la température critique. Cette variation monotone semble plus conforme aux observations expérimentales.
3. L'énergie  $E_s(3)$  est calculée à partir de l'équation d'état  $(P + B)(\mathcal{G} - \mathcal{G}_r) = N\mathcal{R}T$ . C'est une forme d'équation générale, proposée pour la première fois par Hirn en 1867, et dans laquelle on peut retrouver à la fois l'équation de Van der Waals et de Tait modifiée si on admet que  $B$  est une fonction de  $V$  ou de  $T$ . Cette équation conduit à des valeurs négatives de l'énergie  $E_s$  pour une valeur de  $B = 1$  bar, ce qui est physiquement irréaliste (le coefficient  $a/V^2$  de l'équation de Van der Waals est de l'ordre de 722 bars pour  $V = 1 / \rho_\infty$  dans le n-pentane).

Cette analyse illustre la grande sensibilité du terme  $E_s$  vis-à-vis de l'équation d'état thermique utilisée. On peut juste ici en conclure de manière sûre et certaine qu'une forme d'équation d'état du type de celle proposée par Hirn n'est pas physiquement permise. En terme d'interprétation statistique cela revient à dire que les forces d'attraction ne jouent aucun rôle durant le processus d'expansion de la bulle.

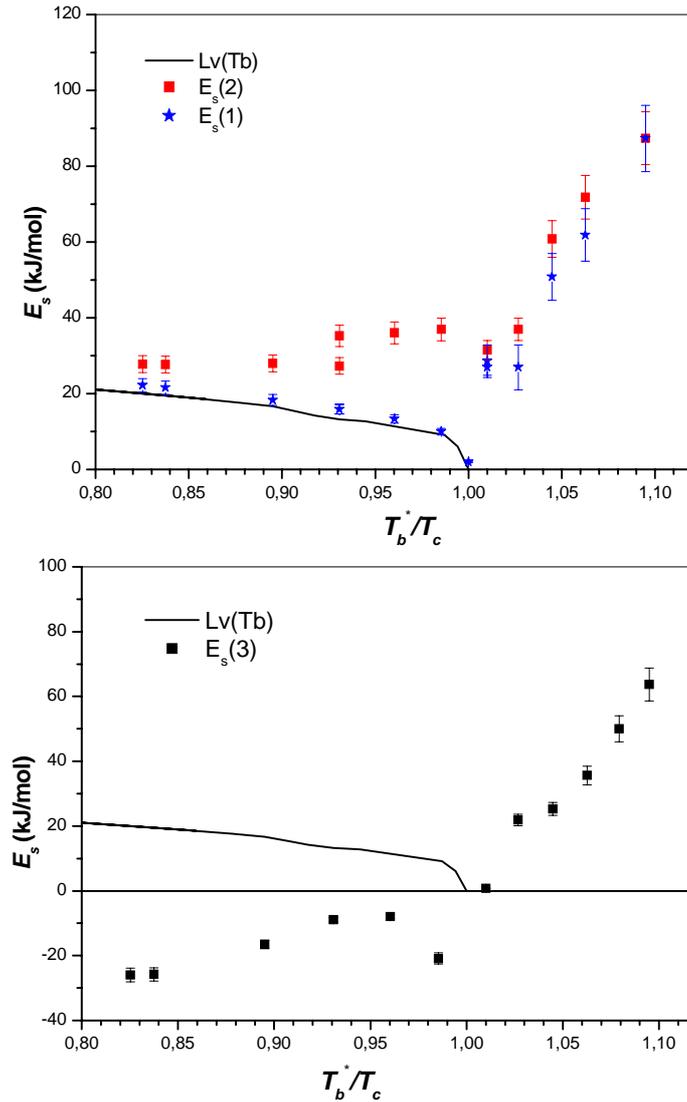


Figure VI-22 : Calcul de l'énergie  $E_s$  en fonction du rapport  $T_b^*/T_c$  dans le n-pentane pour différentes équations d'état.  $T_\infty=24^\circ\text{C}$ .

En admettant que la forme monotone croissante du terme  $E_s$  est la forme la plus réaliste, nous pouvons dès lors analyser ce terme d'énergie qui représente un équivalent à la « chaleur latente de vaporisation » pour  $P_\infty > P_c$ . En enlevant la composante continue  $L_v(0)$  à  $E_s$ , il nous reste alors à comprendre l'évolution de la quantité  $E_s^* = E_s - L_v(0)$  qui apparaît au-delà de la pression critique. Nous avons tracé, sur la figure VI-23, le rapport  $E_s^*/\Delta H_L$  en fonction de la température du liquide et de la pression hydrostatique  $P_\infty$ . Il se trouve que les points expérimentaux sont bien reproduits par l'expression semi-empirique suivante :

$$\frac{E_s^*}{\Delta H_L} = \left( \frac{1 - T_r}{\gamma_0 - 1 + T_r} \right) \left( 1 - \frac{P_c}{P_\infty} \right) \quad (\text{VI-16})$$

dans laquelle le premier terme entre parenthèses correspond exactement à l'expression (III-12) du modèle d'Aitken, réécrite en J/mol. L'expression (VI-16) montre que l'on doit corriger l'expression (III-12) par un facteur qui devient nul lorsque  $P_\infty = P_c$ . (sachant que  $E_s^*$  représente l'énergie liée à la dilatation thermique)

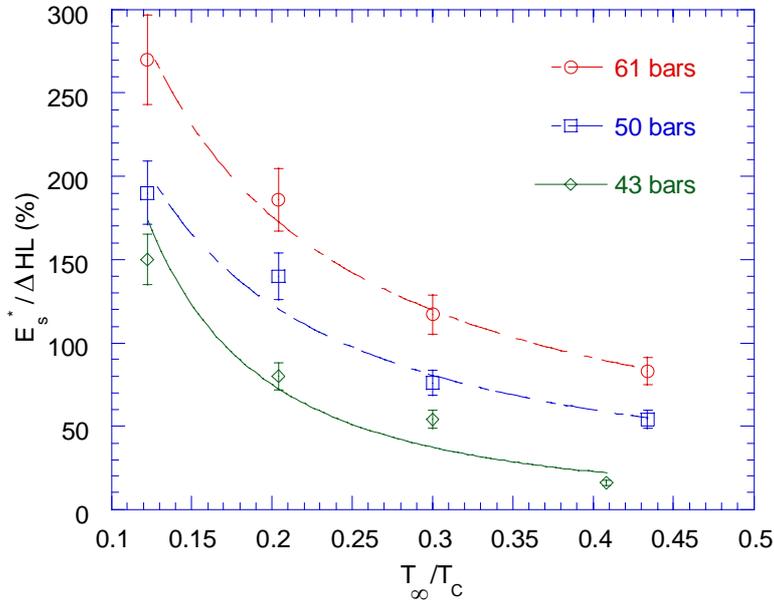


Figure VI-23 : Evolution de  $E_s^*/\Delta H_L$  en fonction de la température réduite dans le n-pentane pour des pressions  $P_\infty > P_c$ .

## VI-6 Conclusion

Finalement, on en conclut que la bulle atteint, pour  $R = R_m$ , un équilibre thermodynamique local défini par la courbe de pression de vapeur saturante pour  $P_\infty \leq P_c$  et par son prolongement déduit du maximum du  $C_p$  pour  $P_\infty > P_c$ . En admettant cette hypothèse, on en déduit que la répartition d'énergie thermique  $E_T = N W_{eb}$  s'écrit de telle sorte que :

$$W_{eb} = \int_{T_\infty}^{T_b^*} C_{pL}(T) dT + \underbrace{L_v(0) + E_s^*}_{=E_s} \quad (\text{VI-17})$$

$$\text{avec } N = \frac{P_\infty \vartheta_m}{\Re T_b^*(P_\infty) Z_{Amagat}(T_b^*) + P_\infty M V_{tr}}$$

En résumé, les principaux résultats de ce chapitre sont les suivants :

- Pour  $P_\infty > P_c$ , une bulle est toujours générée et sa taille maximale peut être calculée à l'aide de l'évaluation d'une « chaleur latente équivalente » et de l'équation d'état d'Amagat modifiée.
- Le modèle thermodynamique ainsi corrigé, fournit un bon outil pour évaluer correctement la taille de la bulle et la distribution de l'énergie initiale injectée dans toute la plage de pression et de température étudiée.
- Nous avons aussi tenté de comprendre la signification de l'énergie  $E_s$  pour  $P_\infty > P_c$  et de l'exprimer en fonction de quantités thermodynamiques classiques. Le développement d'une approche fondée sur l'analyse fine des résultats expérimentaux a conduit à des résultats proches de ceux proposés suite à une analyse théorique de ces phénomènes [Ait98b].

Après avoir évalué la répartition de l'énergie initialement injectée dans le liquide, nous allons poursuivre notre analyse énergétique au cas des rebonds successifs de la bulle où des pertes d'énergie importantes se produisent entre le premier et le second cycle de la bulle. La compréhension des mécanismes dissipatifs entre deux rebonds de la bulle reste, à ce jour, un problème non résolu.

## **Analyse des mécanismes dissipatifs entre les deux premiers cycles expansion/implosion de la bulle**

### **VII-1 Introduction**

Dans ce chapitre nous présentons les résultats d'une étude sur la dynamique des bulles en fonction de différents paramètres : pression hydrostatique  $P_\infty$ , température  $T_\infty$  et nature du liquide (i.e. de propriétés physiques différentes, viscosité, etc.). Chaque bulle est générée dans une région connue du liquide et à un instant déterminé, ce qui nous permet d'effectuer une analyse systématique des phénomènes mis en jeu.

Les résultats montrent clairement une influence très importante des différents paramètres cités ci-dessus sur la dynamique de la bulle et des ondes de pression associées à l'implosion. Des études antérieures ont déjà montré :

- que des processus dissipatifs autres que la viscosité doivent intervenir pendant la durée de vie de la bulle ;
- qu'entre le 1<sup>er</sup> cycle expansion/implosion et le 2<sup>ème</sup> cycle, la bulle perdait de moins en moins d'énergie sous la forme d'une émission d'onde acoustique lorsqu'on augmentait la pression et la température (influence de la compressibilité du milieu fluide à l'intérieur de la bulle ?).

Afin de comprendre l'origine de l'amortissement très rapide des oscillations des bulles observées expérimentalement, nous allons présenter les résultats d'une analyse détaillée du bilan d'énergie entre les deux premiers cycles de la bulle dans le n-pentane et le n-hexadécane.

### **VII-2 Etude de la dynamique des deux premiers cycles expansion/implosion de la bulle**

Cette étude de la dynamique des bulles a été effectuée à partir des signaux de la photodiode (voir chapitre IV). On rappelle qu'après chaque impulsion de courant, une bulle se dilate avec une pression interne bien supérieure à celle appliquée sur le liquide. Au cours de cette phase d'expansion, le volume de la bulle augmente jusqu'à atteindre son rayon maximum  $R_m$  ; à cet instant précis sa pression interne devient inférieure à la pression appliquée sur le liquide et

surtout inférieure à la pression correspondant à l'équilibre (voir chapitre III), par conséquent cet instant marque le point de départ de la phase d'implosion à l'issue de laquelle la bulle atteint son rayon minimum  $R_{min}$ . A la fin de la phase d'implosion, le milieu fluide à l'intérieur de la bulle, qui est comprimé, se détend à nouveau et donne naissance à plusieurs rebonds (cycles expansion-implosion).

### VII-2.1 Influence de la pression hydrostatique et de la température sur la durée de vie du 1<sup>er</sup> et du 2<sup>ème</sup> cycle expansion/implosion de la bulle.

Afin d'illustrer l'influence directe de la température sur le comportement de la bulle, nous avons tracé sur la figure VII-1 l'évolution du rayon de la bulle en fonction de la température pour une pression donnée dans le n-pentane. Cette figure montre clairement l'augmentation de la durée de vie de la bulle avec l'augmentation de la température, ce qui est une conséquence de l'augmentation de sa taille maximale (voir modèle de Rayleigh, chapitre III).

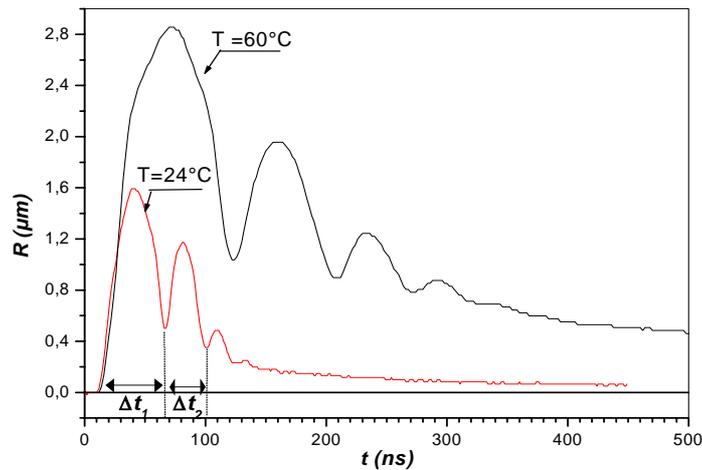


Figure VII-1 : Dynamique de la bulle dans le n-pentane ( $W_i=1nJ$ ,  $P_\infty=1,5 MPa$ ).

Pour bien suivre la dynamique de la bulle, nous avons décidé d'analyser séparément le 1<sup>er</sup> et le 2<sup>ème</sup> cycle de la bulle, en fonction des deux principaux paramètres : la pression hydrostatique et la température du liquide. Nous avons tracé sur la figure VII-2, l'évolution de la durée de vie du 1<sup>er</sup> et du 2<sup>ème</sup> cycle de la bulle en fonction de la pression et de la température pour les deux liquides étudiés. Notons que des mesures ont été réalisées jusqu'à 114 °C, mais seules quelques mesures sont présentées.

Comme nous l'avons constaté pour le premier cycle, la durée de vie du 2<sup>ème</sup> cycle de la bulle augmente en fonction de la température ; en revanche, la loi  $\Delta t \propto P_\infty^{-5/6}$  n'est plus

vérifiée à partir d'une certaine pression  $P_\infty$  (voir chapitre V). Ces résultats semblent indiquer qu'entre le 1<sup>er</sup> et le 2<sup>ème</sup> cycle, la bulle dissipe moins d'énergie lorsqu'on augmente la pression et la température puisque les durées  $\Delta t_1$  et  $\Delta t_2$  tendent à devenir égales. D'autre part, une différence remarquable de comportement entre l'écart des durées de vie des 1<sup>er</sup> et 2<sup>ème</sup> cycle est observée entre les deux liquides étudiés. Une première approche pour analyser ce phénomène consiste à tracer le rapport entre les deux rayons maximums successifs. Ce rapport nous donne une idée sur le taux d'amortissement de la bulle d'une oscillation à l'autre.

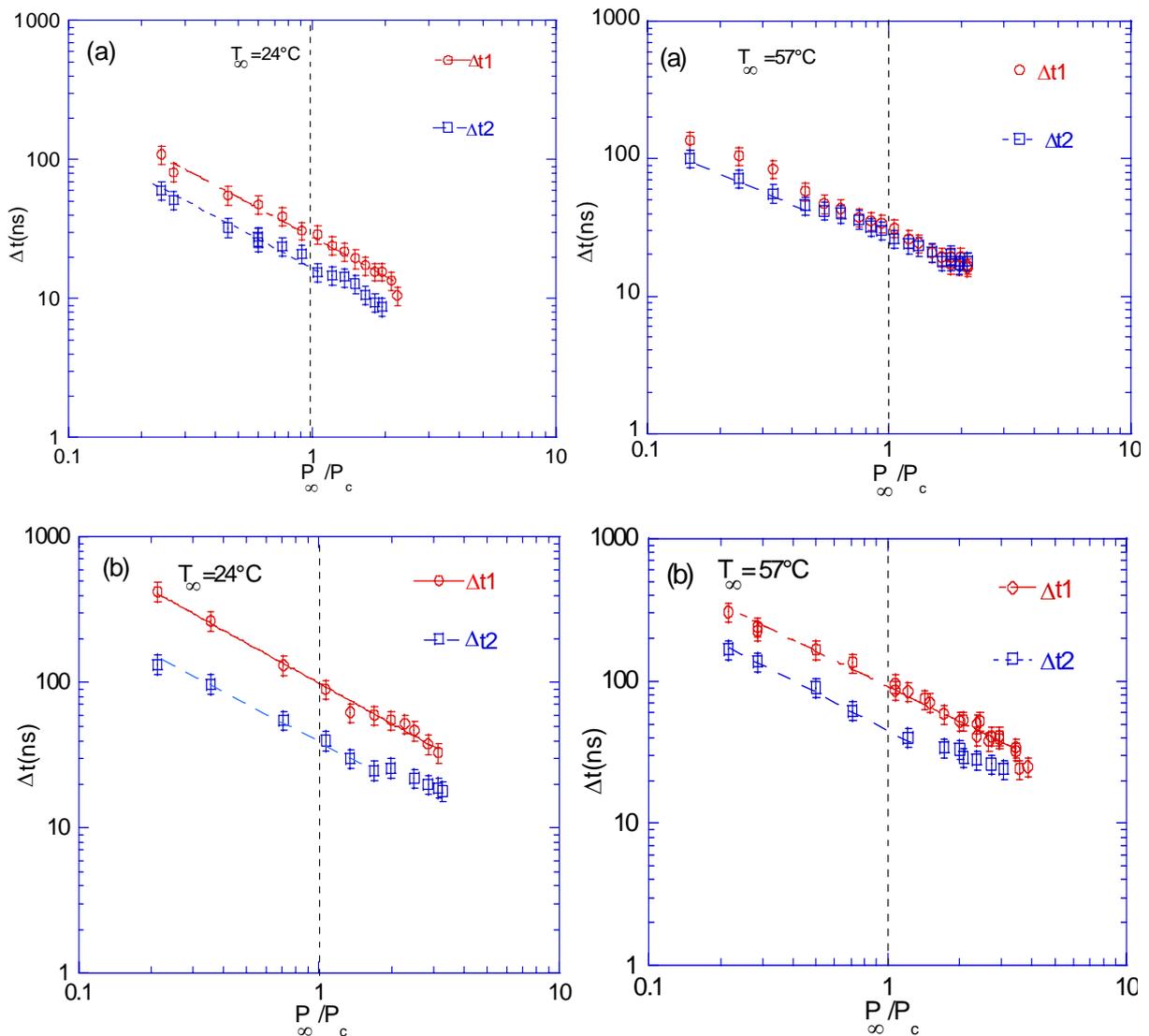


Figure VII-2 : Evolution de la durée de vie du 1<sup>er</sup> et du 2<sup>ème</sup> cycle de la bulle, ( $W_i=1$  nJ).  
(a) n-pentane, (b) n-hexadécane.

On définit le facteur d'amortissement par le rapport entre les deux rayons maximums successifs de la bulle, soit  $\delta = R_{m2}/R_{m1}$ . Une étude comparative entre le n-pentane et le n-

hexadécane, montre, que pour la même température, l'amortissement de la bulle est plus important dans le n-hexadécane que dans le n-pentane (Fig. VII-3). De plus, le rapport  $\Delta t_2/\Delta t_1$  (durée de vie du premier cycle/durée de vie du deuxième cycle de la bulle), pour la même énergie injectée, la même pression et la même température, est plus élevé dans le n-pentane que dans le n-hexadécane : par exemple, pour  $P_\infty = 1$  MPa et  $T_\infty = 24^\circ\text{C}$  :  $\Delta t_2/\Delta t_1 = 0,6$  dans le n-pentane et,  $\Delta t_2/\Delta t_1 = 0,4$  dans le n-hexadécane.

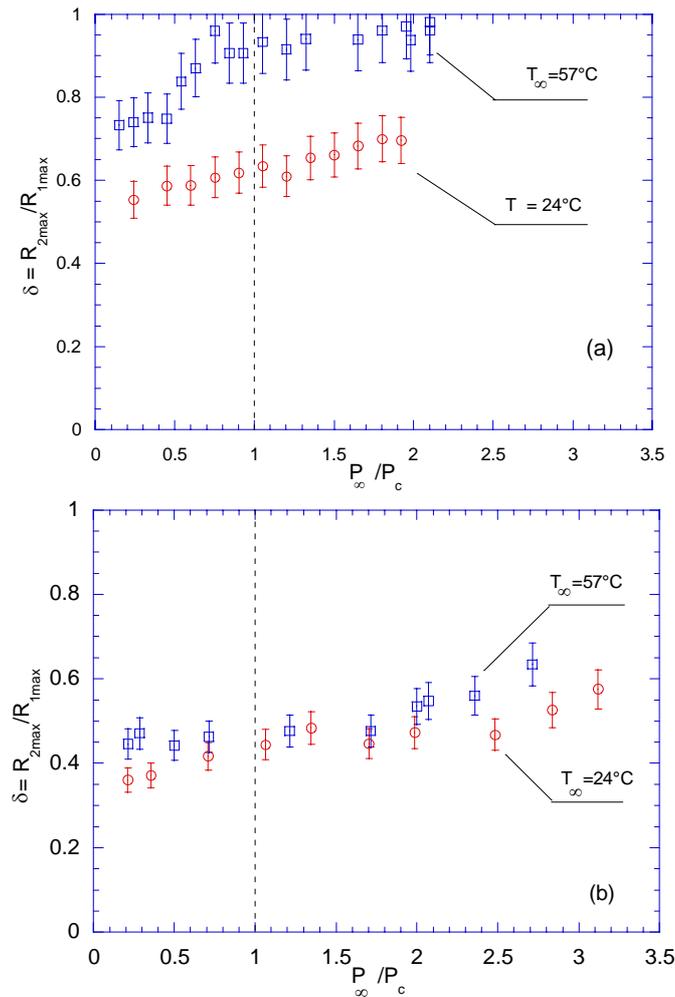


Figure VII-3 : Evolution du rapport  $\delta$  en fonction de la pression pour différentes températures dans (a) le n-pentane et, (b) le n-hexadécane ( $Wi \approx 1nJ$ ).

Compte tenu de toutes ces observations, nous pouvons dire que les mécanismes dissipatifs qui interviennent entre le premier et le deuxième cycle ne sont pas de même ampleur dans ces deux liquides : ils sont plus importants dans le n-hexadécane que dans le n-pentane (*N.B : la viscosité du n-hexadécane est au moins treize fois plus grande que celle du n-pentane à  $24^\circ\text{C}$* ).

Les constatations ci-dessus s'appliquent également au cas de la formation des bulles dans l'eau par claquage laser (expériences effectuées à l'Université de Göttingen). Rappelons que les bulles formées par claquage laser sont la conséquence de dépôts d'énergies largement supérieurs à ceux possibles par micro-décharge (au moins trois ordres de grandeur) et ont donc des rayons plus élevés et des rebonds observables plus nombreux (voir chapitre V). De plus, on peut remarquer que l'amplitude relative des rebonds dépend fortement de l'énergie du laser (voir fig. V-10). Les mécanismes qui contrôlent la dynamique de la bulle dépendent donc de l'énergie injectée. Le modèle d'Aitken [Ait98a] montre que ce n'est pas l'énergie injectée qui importe mais le paramètre élastique  $\Sigma$  (voir chapitre III). Comme dans cette étude des phénomènes de micro-décharges électriques nous n'avons pas fait varier l'énergie injectée, nous allons seulement examiner, dans la suite de ce chapitre, l'influence de la pression, de la température et de la viscosité du liquide sur la dynamique de la bulle.

### **VII-2.2 Evolution de l'énergie potentielle entre deux rebonds successifs de la bulle**

Une autre manière de regarder l'amortissement entre les deux premiers rebonds consiste à observer l'évolution de l'énergie potentielle de la bulle à différents instants. L'énergie potentielle de la bulle lorsqu'elle atteint son rayon maximum est relativement bien décrite par la relation (VI-6). Soit  $E_{b1}$  et  $E_{b2}$  l'énergie de la bulle lorsqu'elle atteint son rayon maximum successivement lors du 1<sup>er</sup> puis du 2<sup>ème</sup> cycle. La figure VII-4 montre la variation du rapport  $\delta^3 = E_{b2}/E_{b1}$  en fonction de la pression pour différentes températures. On observe que, suivant les liquides et les conditions de pression et de température, ce rapport peut varier entre 5% et 90% ; il augmente avec l'augmentation de la pression  $P_\infty$  et, pour une pression donnée, il augmente avec la température. On peut également constater que, dans des conditions identiques, le rapport  $E_{b2}/E_{b1}$  est beaucoup plus faible dans le n-hexadécane que dans le n-pentane ; ceci indique que la dissipation d'énergie entre les deux rayons maximums successifs est plus élevée dans le n-hexadécane que dans le n-pentane.

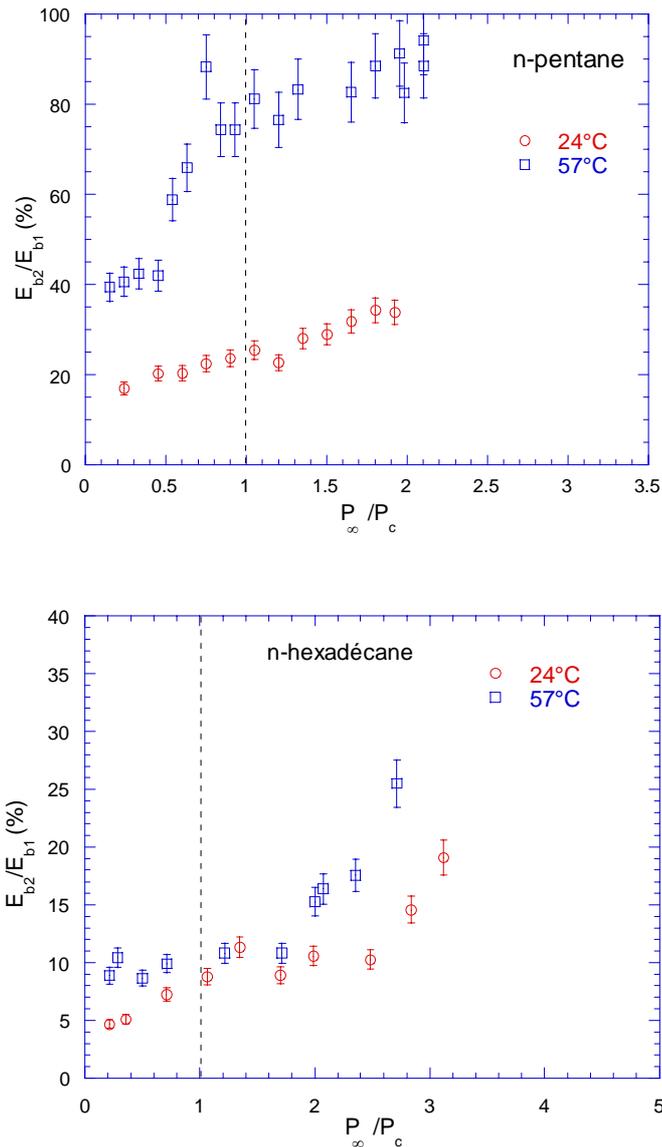


Figure VII-4 : Variation du rapport  $E_{b2}/E_{b1}$  en fonction de la pression  $P_{\infty}$  dans le n-pentane et le n-hexadécane pour différentes températures.

### VII-2.3 Onde de pression émise entre les deux premiers rebonds

Lorsqu'une bulle implose, l'amplitude de l'onde de pression émise (appelée Amp2) à la fin de cette phase est fortement dépendante de la pression hydrostatique  $P_{\infty}$  comme on peut le constater sur la figure VII-5 (voir aussi chapitre V). Cette forte dépendance vis-à-vis de la pression hydrostatique est caractéristique d'un événement corrélé à la dynamique de la bulle. En effet, nous avons déjà vu dans le chapitre V que la première onde émise (appelée Amp1) est quand à elle peu sensible à la pression : la Fig. VII-6 montre sous un éclairage différent cette différence de comportement. La Fig. VII-6 montre encore que l'amplitude de l'onde peut être corrélée au rapport  $R_m/R_{min}$  : en effet, les deux dynamiques de bulles semblent montrer approximativement la même valeur du rayon minimum tandis qu'elles ont des rayons

maximums très différents. Le modèle de Rayleigh-Plesset comme le modèle de Shima & Tomita montrent effectivement que le maximum de pression dans le liquide à l'interface est obtenu lorsque  $R = R_{min}$  (où  $\dot{R} = 0$ ) : en effet, la relation (III-39) comme la relation (III-48) s'écrivent alors sous forme adimensionnelle  $P_{Li}^*(x_{min}) = \frac{\tilde{m}}{x_{min}^{3\gamma_0}} - \frac{We}{x_{min}}$  où  $P_{Li}^* = P_{Li}/P_\infty$  et  $x_{min} = R_{min}/R_m$ , autrement dit plus  $x_{min}$  est petit (ou  $R_m/R_{min}$  grand) et plus l'amplitude de l'onde de pression émise est grande.

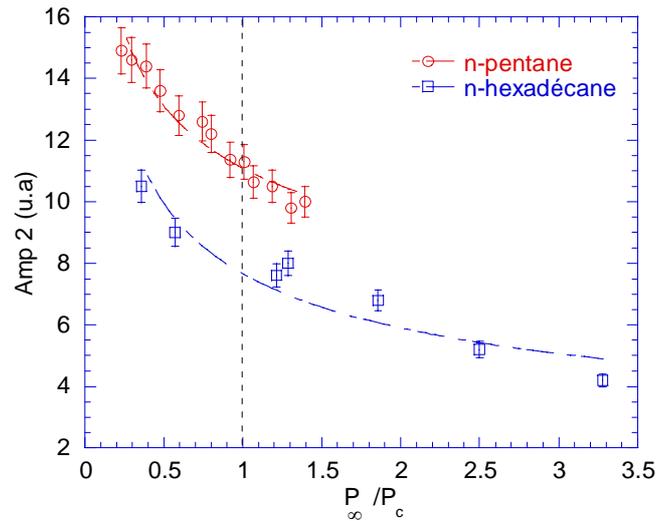


Figure VII-5 : Evolution de l'amplitude de l'onde de pression (onde 2) en fonction de la pression réduite  $P_\infty/P_c$  à  $T_\infty = 24^\circ\text{C}$ .

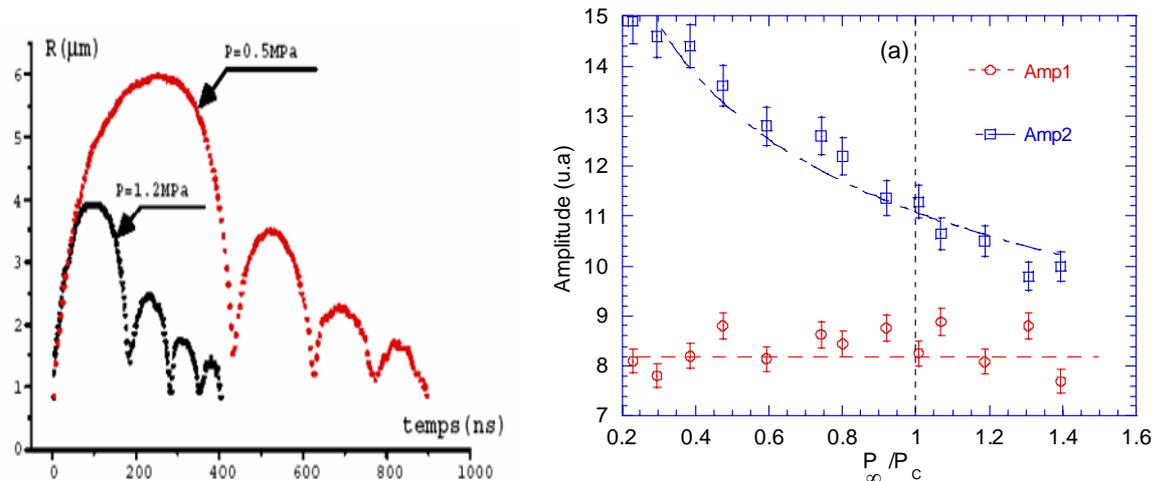


Figure VII-6 : Dynamique de la bulle et amplitude des ondes en fonction de la pression appliquée  $P_\infty$  pour  $T_\infty = 24^\circ\text{C}$  dans le n-pentane.

Lorsqu'une bulle de gaz implose, une partie de son énergie est transformée en énergie acoustique, l'autre partie reste dans la bulle et elle est utilisée pour le développement du cycle suivant. Par conséquent, plus l'énergie dissipée par l'onde est élevée, plus l'amortissement entre deux cycles est grand ( $\delta \rightarrow 0$ ). Le phénomène est mis en évidence sur les graphes de la figure VII-7 : étant donné que l'évolution du carré de l'amplitude de l'onde représente bien l'évolution de son énergie, on observe que la durée  $\Delta t_2 \rightarrow \Delta t_1$  ( $R_{m2} \rightarrow R_{m1}$ ) en même temps que le rapport d'amplitude  $\text{Amp2}/\text{Amp1} \rightarrow 1$ , ce qui accrédite l'hypothèse que l'amortissement entre deux rebonds est essentiellement dû à l'énergie perdue par radiation acoustique. Nous savons bien que le principal effet de la compressibilité du liquide est de dissiper une grande partie de l'énergie de la bulle sous la forme d'ondes de pression [Gil52, Vok86].

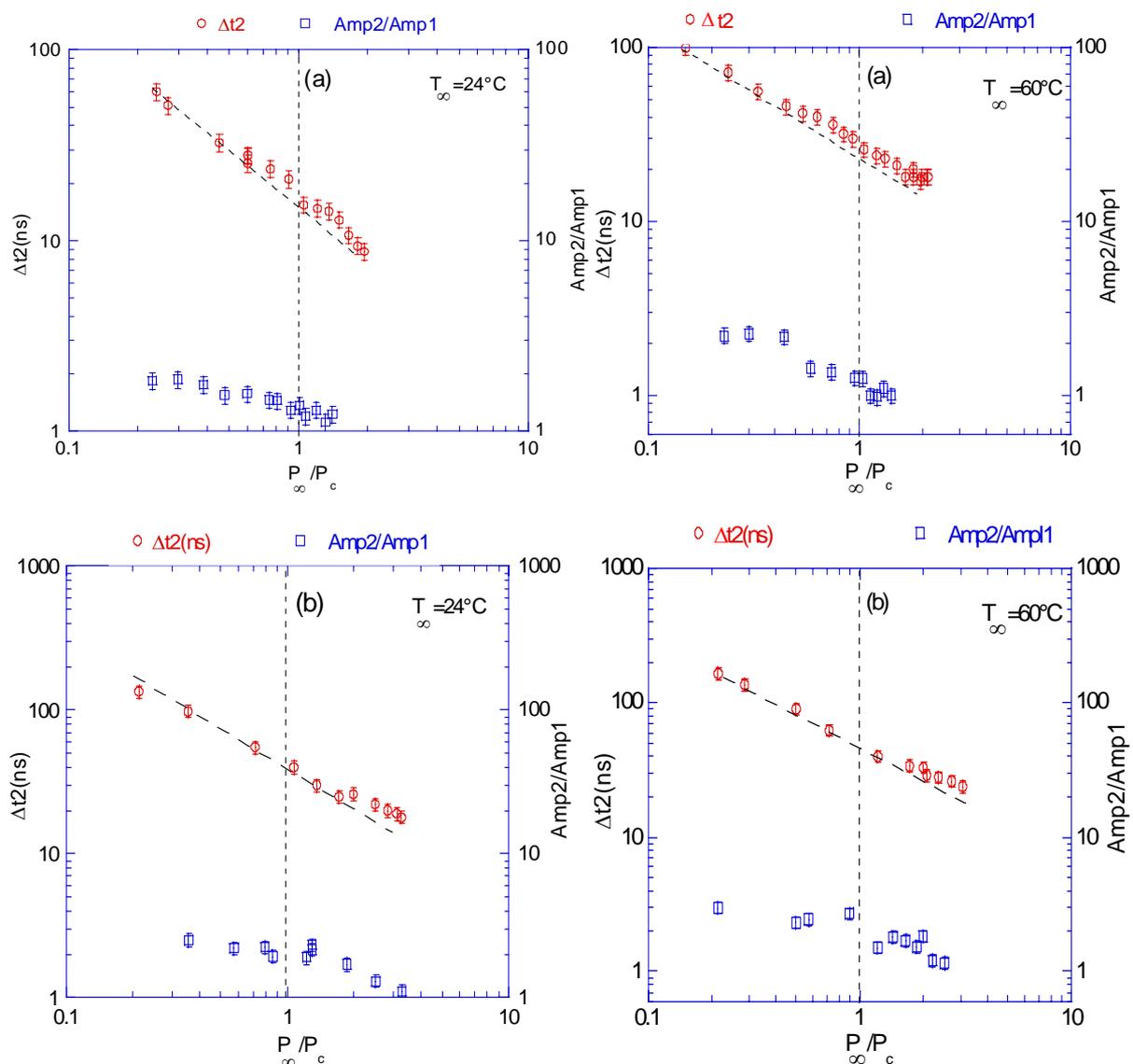


Figure VII-7 : Evolution du rapport  $\text{Amp2}/\text{Amp1}$  ainsi que de la durée de vie du 2<sup>ème</sup> cycle de la bulle, (a) n-pentane, (b) n-hexadécane. La ligne tracée en pointillés sur chaque courbe correspond à la loi  $\Delta t \propto P_\infty^{-5/6}$  ( $W_i = 1 \text{ nJ}$ ).

Du point de vue théorique, l'équation (II-10) nous donne une relation entre l'amplitude de l'onde et son énergie (voir chapitre II). Malheureusement, faute de la possibilité de calibrer notre mesure, nous ne pouvons pas calculer directement l'énergie des ondes. Nous devons utiliser une méthode indirecte fondée sur l'évaluation d'autres termes intervenants dans le bilan d'énergie afin de pouvoir remonter à une estimation de l'énergie des ondes.

### VII-3 Bilan d'énergie entre les deux premiers cycles expansion-implosion

L'atténuation des oscillations successives de la bulle est due à l'intervention de divers processus dissipatifs : émission d'une onde acoustique, viscosité du liquide, etc.. Cependant, tous les modèles dynamiques développés pour décrire les rebonds successifs de la bulle ne permettent pas d'expliquer de manière satisfaisante l'amortissement expérimentalement observé (voir chapitre III).

Dans cette partie, nous allons analyser nos résultats expérimentaux en passant en revue tous les facteurs susceptibles d'intervenir sur l'amortissement des rebonds de la bulle en vue de comprendre leur importance relative à la lueur du modèle de Rayleigh-Plesset.

Pour un système fermé, la conservation de l'énergie cinétique pour un fluide incompressible peut se déduire par intégration de l'équation de conservation de la quantité de mouvement (III-16), de telle sorte qu'entre les deux premiers cycles de la bulle ( $\dot{R} = 0$  pour  $R = R_{m1}$  et  $R = R_{m2}$ ) on a :

$$\int_{\vartheta_{m1}}^{\vartheta_{m2}} \left( R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 \right) d\vartheta = \int_{\vartheta_{m1}}^{\vartheta_{m2}} \frac{P_{Li} - P_{\infty}}{\rho_{\infty}} d\vartheta$$

soit encore

$$2\pi\rho_{\infty} \int_{R_{m1}}^{R_{m2}} \frac{d}{dR} (R^3 \dot{R}^2) dR = 4\pi \int_{R_{m1}}^{R_{m2}} (P_{Li} - P_{\infty}) R^2 dR$$

Comme  $\dot{R} = 0$  pour  $R = R_{m1}$  et  $R = R_{m2}$ , l'intégrale du membre de gauche de cette équation est nulle et on en déduit que :

$$E_{b1} - E_{b2} = 4\pi \int_{R_{m2}}^{R_{m1}} P_{\infty} R^2 dR = 4\pi \int_{R_{m2}}^{R_{m1}} P_{Li} R^2 dR \quad (\text{VII-1})$$

Maintenant pour le modèle de Rayleigh-Plesset, la conservation de la quantité de mouvement normale à l'interface est donnée par la relation (III-39), par conséquent la relation (VII-1) devient :

$$E_{b1} - E_{b2} = 4\pi \int_{R_{m2}}^{R_{m1}} P_{Li} R^2 dR = 4\pi \int_{R_{m2}}^{R_{m1}} P_g(R) R^2 dR - 8\pi\sigma \int_{R_{m2}}^{R_{m1}} R dR - 16\pi\mu \int_{R_{m2}}^{R_{m1}} \dot{R} R dR \quad (\text{VII-2})$$

où  $P_g(R)$  représente la pression du gaz à l'intérieur de la bulle,  $\sigma$  représente le coefficient de tension interfaciale et  $\mu$  la viscosité dynamique du liquide. On observe que seul le terme représentant la tension interfaciale peut s'intégrer aisément dans la relation (VII-2), d'où :

$$E_{b1} - E_{b2} = \underbrace{4\pi \int_{R_{m2}}^{R_{m1}} P_g(r) r^2 dr}_{E_{Pg}^{(RP)}} - \underbrace{4\pi\sigma R_{m1}^2 (1 - \delta^2)}_{E_\sigma} + \underbrace{16\pi\mu \int_{t(R_{m1})}^{t(R_{m2})} R(t) U(t)^2 dt}_{E_\mu} \quad (\text{VII-3})$$

Cette relation s'écrit encore sous forme abrégée :  $E_{b1} - E_{b2} = \Delta E_{b12} = E_{Pg}^{(RP)} - E_\sigma + E_\mu$ , équation dans laquelle :

- le terme  $E_{Pg}^{(RP)}$  représente le travail des forces de pression du gaz incondensable à l'intérieur de la bulle. Il n'est pas inutile de rappeler ici que c'est la présence d'un gaz dit « incondensable » qui modifie considérablement la pression à l'interface et qui, par conséquent, conduit à l'émission d'une onde de pression à chaque implosion de la bulle. Cette pression de gaz nous étant totalement inconnue, on peut faire simplement l'hypothèse que le travail qu'elle réalise sur l'interface se retrouve dans l'énergie emportée par l'onde de pression au sein du liquide.
- le terme  $E_\sigma$  représente le travail requis par la force de tension interfaciale.
- le terme  $E_\mu$  représente l'énergie dissipée par les forces visqueuses dans le liquide.

Nous allons à présent évaluer ces deux derniers termes ( $E_\sigma$  et  $E_\mu$ ) à partir de l'analyse des résultats expérimentaux puis nous en déduisons à l'aide de l'équation bilan (VII-3) l'énergie  $E_{Pg}^{(RP)}$ .

### VII-3.1 Evaluation du terme d'énergie de surface $E_\sigma$

La relation (VII-3) montre que l'énergie  $E_\sigma$  peut être évaluée si on connaît les valeurs de  $R_{m1}$ ,  $\delta = R_{m2}/R_{m1}$  et  $\sigma$  dans nos différentes expériences. Comme le montre la figure VII-8, la variation de  $E_\sigma^* = \frac{E_\sigma}{E_{b1}} = \frac{3}{2} We(1 - \delta^2)$  décroît avec l'augmentation de la pression  $P_\infty$  et  $E_\sigma$

s'avère pratiquement négligeable quelles que soient les conditions de pression, de température et la nature du liquide. Nous pourrions négliger ce terme dans tous les calculs suivants.

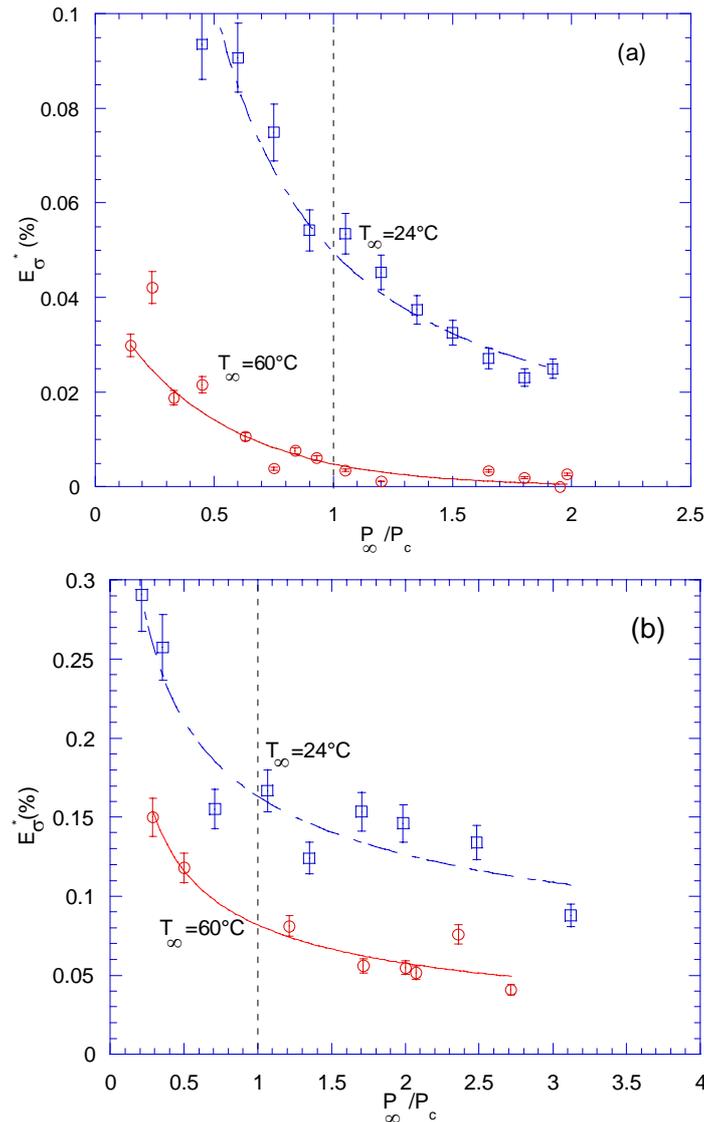


Figure VII-8 : Variation de l'énergie de surface  $E_{\sigma}^*$  en fonction de la pression réduite pour différentes températures, (a) n-pentane (b) n-hexadécane.

### VII-3.2 Energie $E_{\mu}$ liée à la dissipation visqueuse du liquide

L'effet de la viscosité peut être relativement facilement évalué si on connaît l'ensemble de la dynamique  $R(t)$  entre les deux maximums. Nous avons vu dans le chapitre III que l'effet de la viscosité du liquide ne devient prépondérant que lorsque le nombre de Reynolds

$$\text{Re} = \frac{R_m}{\nu} \sqrt{\frac{P_{\infty}}{\rho_{\infty}}} \quad (\nu = \mu/\rho_{\infty}) \text{ devient suffisamment petit, c'est-à-dire inférieur à } \text{Re}_c = 8,4$$

[Zab 60]. L'évolution du nombre de Reynolds en fonction de la pression est tracée sur la figure VII-9, pour le n-pentane et le n-hexadécane, à la température ambiante : si l'évolution du nombre de Reynolds est faible dans les deux liquides, en revanche il existe un facteur 10

entre les valeurs des nombres de Reynolds dans les deux liquides, autrement dit l'influence de la viscosité dans le n-hexadécane n'est certainement pas tout à fait négligeable bien que l'on soit encore loin de la valeur critique du nombre de Reynolds.

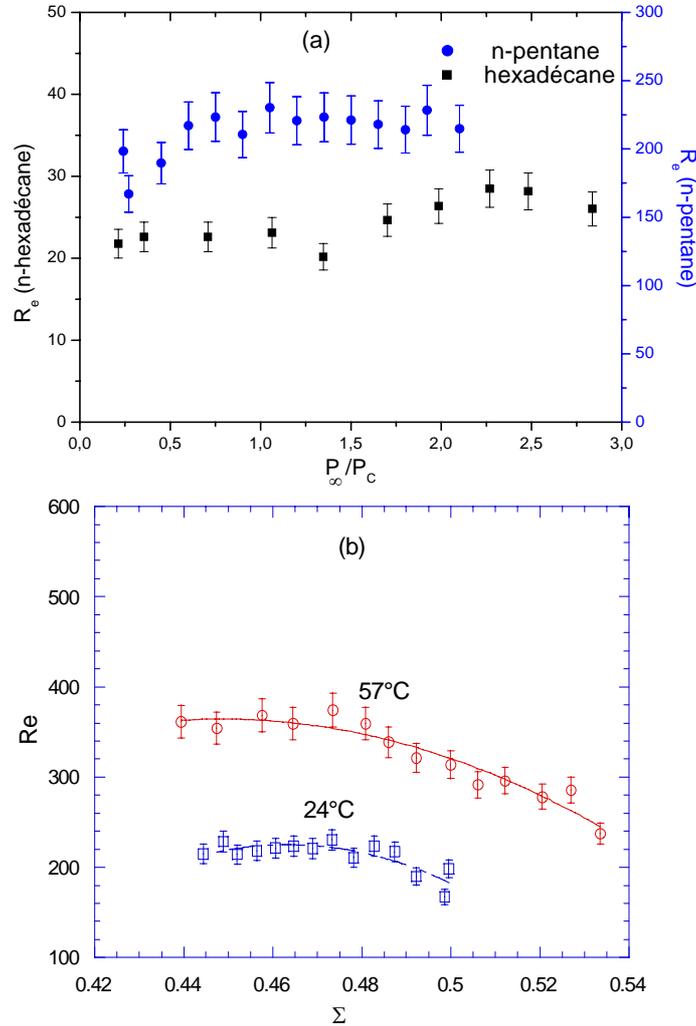


Figure VII-9 : (a) Nombre de Reynolds en fonction de la pression réduite pour le n-pentane et le n-hexadécane pour  $T_\infty = 24^\circ\text{C}$ , ( $W_i = 1 \text{ nJ}$ ), (b) Nombre de Reynolds en fonction du paramètre d'élasticité  $\Sigma$  dans le n-pentane pour différentes températures.

Examinons plus en détail l'effet de la viscosité du liquide. La puissance perdue par dissipation visqueuse, s'écrit sous la forme suivante [Por52]:

$$\mathfrak{S} = 16\pi\mu R(t)U(t)^2 = \frac{dE_\mu}{dt} \quad (\text{VII-4})$$

où  $R(t)$  est la position de l'interface à l'instant  $t$  et  $U(t)=dR/dt$  représente la vitesse de cette interface dans le cadre du modèle de Rayleigh-Plesset. L'équation (VII-4) peut encore s'écrire sous la forme adimensionnelle suivante :

$$\mathfrak{J}^* = \frac{16 \pi x U^{*2}}{R e} \quad (\text{VII-5})$$

où  $\mathfrak{J}^* = \frac{\mathfrak{J}}{R_{m1}^2 P_\infty \sqrt{\frac{P_\infty}{\rho_\infty}}}$ ,  $x = \frac{R}{R_{m1}}$  et  $U^* = U \sqrt{\frac{\rho_\infty}{P_\infty}}$ .

L'intégration de l'équation (VII-5) entre deux rayons maximums successifs de la bulle conduit à l'énergie dissipée par la viscosité, soit sous forme adimensionnelle :

$$E_{\mu}^* = \frac{E_{\mu}}{E_{b1}} = \frac{12}{R e} \int_{t_1^*}^{t_2^*} x U^{*2} dt^* \quad (\text{VII-6})$$

Si on connaît l'ensemble de la dynamique de la bulle  $x(t^*)$  entre  $t_1^* = t^*(R_{m1})$  et  $t_2^* = t^*(R_{m2})$ , on peut alors aisément obtenir une valeur de l'intégrale  $F_{exp/imp} = \int_{t_1^*}^{t_2^*} x U^{*2} dt^*$ . La Fig. VII-10 montre un signal « peu bruité » de la vitesse de l'interface déduit de la dynamique expérimentale  $x(t)$ .

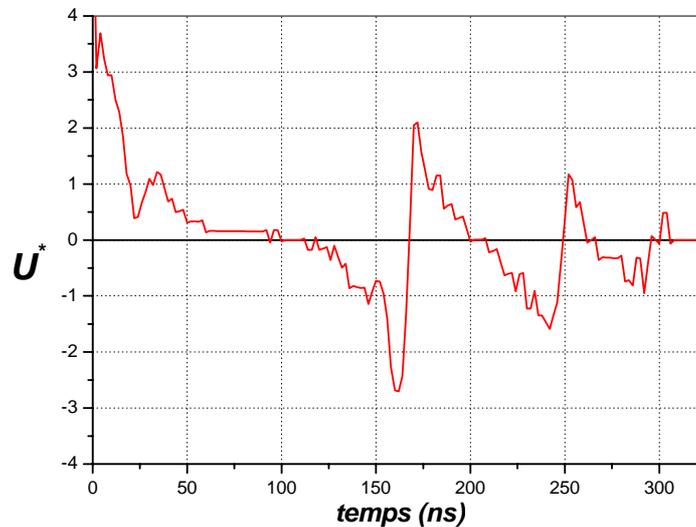


Figure VII-10 : Evolution de la vitesse de l'interface dans le n-pentane ( $P_\infty = 1,13 \text{ MPa}$ ,  $T_\infty = 24^\circ\text{C}$ ,  $W_i = 1\text{ nJ}$ ).

Il est par ailleurs possible d'obtenir une borne supérieure de la valeur de cette intégrale en utilisant pour la vitesse l'expression (III-18) issue du modèle de Rayleigh, d'où :

$$\int_{t^*(R_{m1})}^{t^*(0)} x U^{*2} dt^* = \int_1^0 x U^* dx = \sqrt{\frac{2}{3}} \int_0^1 \frac{\sqrt{1-x^3}}{\sqrt{x}} dx.$$

En utilisant le changement de variable  $z = x^3$ , on obtient pour la phase d'expansion :

$$F_{exp} = \int_{t^*(R_{m1})}^{t^*(0)} xU^{*2} dt^* = \frac{1}{3} \sqrt{\frac{2}{3}} \int_0^1 z^{-5/6} \sqrt{1-z} dz = \sqrt{\frac{2\pi}{3}} \frac{\Gamma\left(\frac{7}{6}\right)}{\Gamma\left(\frac{5}{3}\right)} = 1,48724 \quad (\text{VII-7}).$$

En ce qui concerne la phase d'implosion comprise au maximum entre  $t^*(0)$  et  $t^*(R_{m2})$ , on a :

$$F_{imp} = \int_{t^*(0)}^{t^*(R_{m2})} xU^{*2} dt^* = \int_0^\delta xU^* dx = \frac{1}{\sqrt{6}} \left\{ \delta^{1/6} \sqrt{1-\delta} + \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\Gamma\left(\frac{1}{6}\right)}{\Gamma\left(\frac{2}{3}\right)} I_\delta\left(\frac{1}{6}, \frac{1}{2}\right) \right\} \quad (\text{VII-8}).$$

où  $I_z(a,b)$  représente la fonction bêta incomplète. Pour  $\delta = 1$ , on retrouve bien  $F_{imp} = F_{exp}$  et par exemple, pour  $\delta = 0,5$  on trouve  $F_{imp} = 1,39858$ . Le tableau VII-1 montre l'ordre de grandeur de quelques valeurs expérimentales obtenues : on observe que les valeurs expérimentales sont relativement petites par rapport à la valeur maximale théorique possible. A cela, on peut invoquer deux raisons : tout d'abord la vitesse de l'interface dans la réalité ne tend pas vers l'infini et ensuite la dynamique de la bulle n'est pas entièrement déterminée expérimentalement lorsque le rayon de la bulle est au voisinage de son rayon minimum, autrement dit les valeurs expérimentales de  $F_{exp/imp}$  sont sous-estimées mais on peut raisonnablement admettre qu'elles fournissent un bon ordre de grandeur (Tab. VII-1).

$P_\infty$ (MPa)	2,8	3,5	4
$F_{exp/imp} = \int_{t^*(R_{m1})}^{t^*(R_{m2})} xU^{*2} dt^*$ dans le n-pentane	0,63	0,50	0,40
$F_{exp/imp} = \int_{t^*(R_{m1})}^{t^*(R_{m2})} xU^{*2} dt^*$ dans le n-hexadécane	0,34	0,26	0,14

**Tableau VII-1 : Quelques valeurs expérimentales de l'intégrale  $F_{exp/imp} = \int_{t^*(R_{m1})}^{t^*(R_{m2})} xU^{*2} dt^*$  pour différentes pressions dans le n-pentane et le n-hexadécane pour  $T_\infty = 24^\circ\text{C}$ .**

Sur la figure VII-11 nous avons tracé la variation adimensionnelle de l'énergie dissipée  $E_\mu^*$  par la viscosité du liquide en fonction de la pression pour différentes températures, dans le n-pentane et le n-hexadécane.

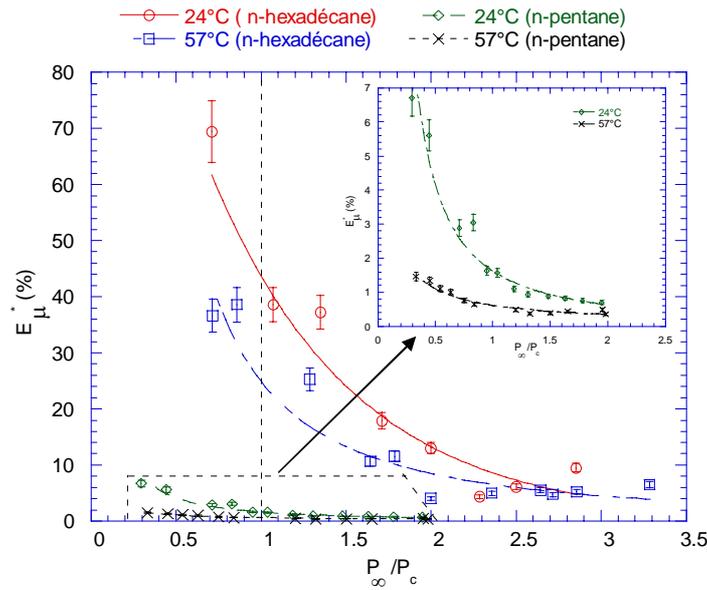


Figure VII-11 : Energie dissipée par viscosité en fonction de la pression  $P_\infty$ , pour différentes températures  $T_\infty$   $W_i=1$  nJ.

Lorsque la pression et la température augmentent, on peut constater que l'effet de la viscosité du liquide devient de plus en plus faible quel que soit le liquide. Compte tenu de ces résultats, nous pouvons dire que le mécanisme dissipatif lié à la viscosité est totalement négligeable dans le n-pentane, ce qui implique que la dynamique de la bulle dans ce liquide est gouvernée entièrement par les forces d'inerties.

En revanche, dans le cas du n-hexadécane, l'énergie dissipée par la viscosité est négligeable uniquement pour des pressions relatives grandes (supérieures à 1,5 MPa). Dans ce domaine, le terme de viscosité ne permet donc pas cependant d'expliquer la diminution d'énergie potentielle de la bulle.

### VII-3.3 Evaluation de l'énergie potentielle $E_{pg}$ due à la pression du gaz

Si on utilise les déterminations expérimentales des termes  $\Delta E_{bl2}$ ,  $E_\sigma$  et  $E_\mu$ , une évaluation de l'énergie potentielle  $E_{pg}^{(RP)}$  du gaz contenu dans la bulle peut être effectuée, soit :  $E_{pg}^{(RP)} = \Delta E_{bl2} + E_\sigma - E_\mu$ . Un exemple, pour le n-pentane, de la variation du rapport  $E_{pg}^{(RP)}/E_{bl}$  en fonction de la pression relative est montré sur la figure VII-12. Ce terme  $E_{pg}^{(RP)} = \int P_g d\mathcal{V}$  dans le cas du modèle de Rayleigh-Plesset, contient en grande partie l'énergie  $E_{sw}$  dissipée par l'onde de pression à la fin de la phase d'implosion, ce qui peut s'écrire :  $E_{pg}^{(RP)} = E_{sw} + E_{res}$ , où  $E_{res}$  est l'énergie potentielle résiduelle non utilisée par l'onde de pression. Dans l'impossibilité d'évaluer expérimentalement l'énergie  $E_{sw}$ , nous allons évaluer théoriquement l'intégrale

$\int P_g d\mathcal{G}$  et la comparer à la valeur expérimentale  $E_{pg}^{(RP)}$ . L'évaluation de cette intégrale repose sur la connaissance de l'équation d'état décrivant le fluide à l'intérieur de la bulle.

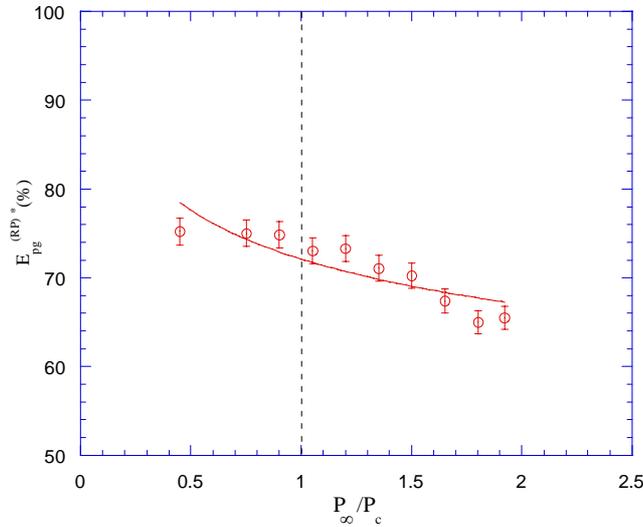


Figure VII-12 : Variation du rapport  $E_{pg}^{(RP)}/E_{b1}$  en fonction de la pression réduite dans le n-pentane à  $T_{\infty}=24^{\circ}\text{C}$ .

Mais avant de calculer cette intégrale à l'aide d'un modèle théorique, nous allons tout d'abord introduire une première correction de la valeur de  $E_{pg}$  en utilisant le modèle de Shima & Tomita au lieu du modèle Rayleigh-Plesset (voir chapitre III). En effet, le modèle de Shima & Tomita prend en compte l'effet de la masse volumique du gaz contenu dans la bulle à travers le paramètre  $\varepsilon = 1 - \frac{\rho_g}{\rho_{\infty}}$  car nous avons vu dans le chapitre VI que le rapport  $\rho_g / \rho_{\infty}$  n'est pas toujours très petit devant 1. De la même manière que pour le modèle de Rayleigh-Plesset, l'équation de conservation de la quantité de mouvement (III-46) peut s'intégrer de telle sorte :

$$\int_{R_{m1}}^{R_{m2}} 4\pi (P_{Li}^{(RP)} - P_{\infty}) R^2 dR + \frac{1}{2} \rho_{\infty} \varepsilon (1 - \varepsilon) \int_{t(R_{m1})}^{t(R_{m2})} R^2 \dot{R}^3 dt = 0$$

où  $P_{Li}^{(RP)}$  désigne la pression du liquide à l'interface correspondante au modèle de Rayleigh-Plesset, soit encore :

$$E_{b1} - E_{b2} = \underbrace{\int_{R_{m2}}^{R_{m1}} 4\pi P_{Li}^{(RP)} R^2 dR}_{\text{Rayleigh-Plesset}} + \frac{1}{2} \rho_{\infty} \varepsilon (1 - \varepsilon) \int_{t(R_{m1})}^{t(R_{m2})} R^2 \dot{R}^3 dt$$

En exprimant  $P_{Li}^{(RP)}$  à l'aide de la relation (III-39), on obtient finalement le bilan énergétique suivant :

$$E_{b1} - E_{b2} = \underbrace{4\pi \int_{R_{m2}}^{R_{m1}} P_g(r) r^2 dr - 4\pi\sigma R_{m1}^2(1-\delta^2) + 16\pi\mu \int_{t(R_{m1})}^{t(R_{m2})} R(t)U(t)^2 dt}_{\text{Rayleigh-Plesset}} + \underbrace{\frac{1}{2} \varepsilon(1-\varepsilon)\rho_\infty \int_{t(R_{m1})}^{t(R_{m2})} R\dot{R}^3 dt}_{E_\rho} \quad (\text{VII-9})$$

On observe que la relation (VII-9) fait intervenir un nouveau terme  $E_\rho$  par rapport au modèle de Rayleigh-Plesset qui prend en compte l'effet de la masse volumique du gaz. La relation (VII-9) s'écrit encore sous forme abrégée :  $E_{b1} - E_{b2} = \Delta E_{b12} = E_{pg}^{(ST)} - E_\sigma + E_\mu + E_\rho$ , autrement dit  $E_{pg}^{(RP)} = E_{pg}^{(ST)} + E_\rho$ .

La figure VII-13 montre les variations de  $E_{pg}^{(RP)}/E_{b1}$  comparées à celles de  $E_{pg}^{(ST)}/E_{b1}$  en fonction de la pression. On constate que le paramètre de densité  $\varepsilon$  augmente de façon sensible la valeur de l'énergie potentielle  $E_{pg}^{(ST)}$  du gaz dans la bulle. Il est important de noter que la valeur prise pour  $\varepsilon$  correspond à  $\rho_g = \rho_g(R_m)$  (voir chapitre VI), or cette valeur de masse volumique correspond à la plus petite valeur que l'on va rencontrer dans la bulle lors de la phase d'implosion et d'expansion qui fait suite, par conséquent on sous-estime dans notre calcul la valeur moyenne du paramètre  $\varepsilon$  et donc l'importance du terme  $E_\rho$ .

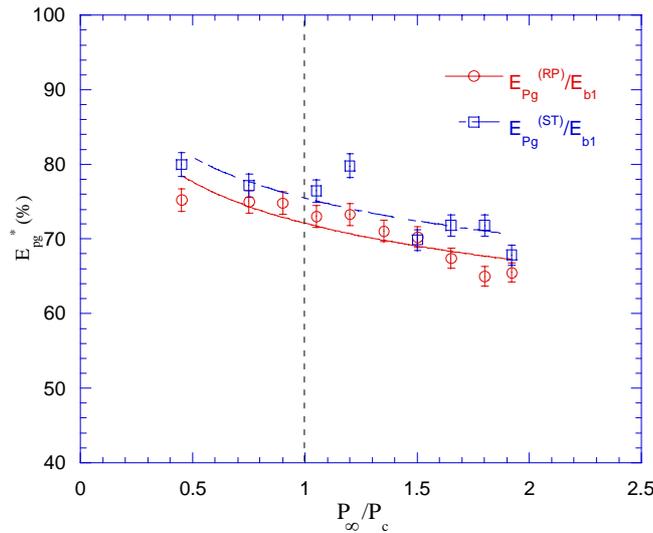


Figure VII-13 : Variations de  $E_{pg}^{(RP)}/E_{b1}$  et  $E_{pg}^{(ST)}/E_{b1}$  en fonction de la pression réduite dans le n-pentane pour  $T_\infty = 24^\circ\text{C}$ .

A présent, nous allons déterminer de manière théorique le terme  $E_{pg} = \int P_g d\mathcal{V}$  et nous allons comparer celui-ci au terme expérimental obtenu après correction de l'effet de densité soit  $E_{pg}^{(ST)}$ . Ainsi que nous l'avons préalablement rappelé, ceci implique maintenant de connaître l'équation d'état du fluide à l'intérieur de la bulle. Pour cela, nous allons considérer les équations d'état les plus couramment admises.

### 1. Evolution adiabatique d'un gaz parfait dans la bulle

Pour évaluer théoriquement l'intégrale  $E_{pg} = \int P_g d\mathcal{V}$ , nous allons considérer que le gaz contenu dans la bulle est décrit par l'équation du gaz parfait (voir chapitre III) et qu'il subit une évolution adiabatique lors de la phase d'implosion puis d'expansion.

Dans cette hypothèse l'expression de  $P_g(R)$  s'écrit :

$$P_g(R) = P_\infty \left( \frac{R_{m1}}{R} \right)^{3\gamma} \quad (\text{VII-10})$$

Alors l'énergie potentielle du gaz s'écrit :

$$E_{pg}^{ad} = 4\pi \int_{R_{m2}}^{R_{m1}} P_g(R) R^2 dR = 3E_{b1} \left[ \delta^{-1,2} - 1 \right]$$

soit encore sous forme adimensionnelle avec  $\gamma = 1,4$  :

$$\frac{E_g^{ad}}{E_{b1}} = 3(\delta^{-1,2} - 1) \quad (\text{VII-11})$$

Nous avons tracé sur la figure VII-14 les variations de  $E_{pg}^{ad}$ ,  $E_{pg}^{(RP)}$  et  $E_{pg}^{(ST)}$ , normalisée par  $E_{b1}$ , en fonction de la pression réduite  $P_r = P_\infty/P_c$  : on observe que le travail des forces de pression du gaz parfait incondensable  $E_{pg}^{ad}$ , exprimé par une évolution adiabatique, est bien supérieur à  $E_{pg}^{(RP)}$  ou  $E_{pg}^{(ST)}$ . L'hypothèse d'un comportement adiabatique d'un gaz parfait est donc très loin de décrire les expériences, même si on considère une autre valeur du paramètre  $\gamma$ .

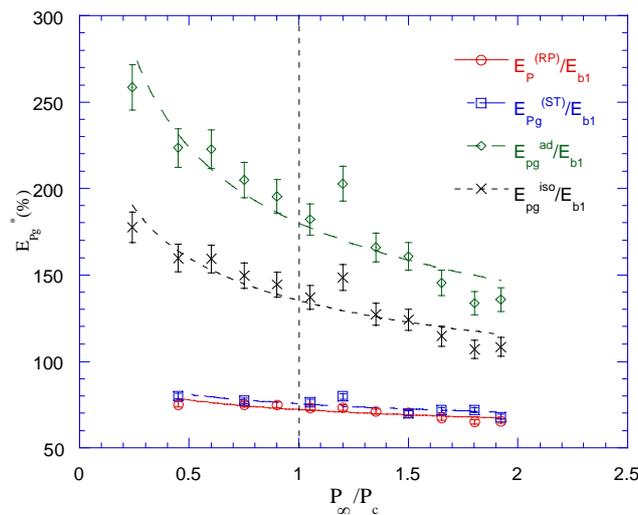


Figure VII-14 : Evolution de  $E_{pg}^{ad}$ ,  $E_{pg}^{iso}$ ,  $E_{pg}^{(RP)}$  et  $E_{pg}^{(ST)}$  en fonction de la pression réduite pour le n-pentane à  $T_\infty = 24^\circ\text{C}$ .

## 2. Evolution isotherme d'un gaz parfait dans la bulle

Considérons à présent que le gaz parfait subit une évolution isotherme lors de la phase d'implosion puis d'expansion de la bulle. La pression du gaz est alors donnée par l'équation suivante :

$$P_g(R) = P_\infty \left( \frac{R_{m1}}{R} \right)^3 \quad (\text{VII-12})$$

On en déduit que l'énergie potentielle du gaz s'écrit :

$$E_{pg}^{iso} = 4\pi \int_{R_{m2}}^{R_{m1}} P_g(R) R^2 dR = 3E_{b1} \ln \frac{1}{\delta}$$

soit encore sous forme adimensionnelle :

$$\frac{E_{pg}^{iso}}{E_{b1}} = 3 \ln \frac{1}{\delta} \quad (\text{VII-13})$$

Sur la figure VII-14, nous avons tracé la rapport  $E_{pg}^{iso}/E_{b1}$  en fonction de la pression réduite pour le cas du n-pentane. On constate que, bien que la courbe correspondant à une évolution isotherme du gaz se rapproche de la courbe expérimentale  $E_{pg}^{(ST)}$ , nous surestimons encore l'énergie potentielle du gaz par rapport aux mesures expérimentales surtout aux faibles valeurs de pression  $P_r < 0,5$ .

## 3. Utilisation de l'équation de Tait modifiée

Si la densité du gaz contenu dans la bulle est supposée suffisamment élevée, surtout au moment de la phase finale d'implosion, nous pouvons exprimer la pression  $P_g$  en utilisant l'équation de Tait modifiée (voir chapitre III), soit :

$$(P_g + B)V^n = cte \quad (\text{VII-14})$$

D'où,

$$P_g = \frac{cte}{V^n} - B \quad (\text{VII-15})$$

Si on utilise les valeurs de  $n$  et  $B$  de l'équation de Tait modifiée (voir tableau VII-2), l'énergie potentielle que l'on calcule est beaucoup plus grande que l'énergie potentielle  $E_{pg}^{ad}$  par conséquent cette description de l'état fluide dans la bulle ne convient pas. Nous avons constaté qu'il en était de même pour toute forme d'équation d'état s'écrivant  $(P + B)(V - V_b) = rT$  (équation de Hirn, voir chapitre 6).

Liquides	$n$	$B$ (MPa)
n-pentane (293K)	11,3	58,3
n-décane (293K)	10	115
Cyclohexane (293K)	10,7	121,8
n-hexadécane (295K)	13,62	105,5

Tableau VII-2 : valeurs de  $n$  et  $B$  pour les différents liquides présentés dans le tableau VI-1 [Jom97].

Afin de comprendre pourquoi l'équation de Tait modifiée, qui décrit relativement bien l'état liquide (c'est-à-dire un fluide dense), ne fournit aucun résultat satisfaisant, nous avons considéré  $B$  comme une variable. Rappelons que ce paramètre peut s'interpréter du point de vue microscopique comme les forces intermoléculaires mises en jeu dans la bulle. Pour pouvoir égaliser les énergies (i.e. réaliser  $E_{pg}^{Ta} = E_{pg}^{(ST)}$ ) dans le cas du n-pentane, il faut considérer une valeur de  $B$  négative de l'ordre de -2,3 MPa, avec la valeur de  $n$  indiquée dans le tableau VII-2. Indépendamment du signe négatif, si on regarde la valeur obtenue en valeur absolue, on observe que, cette valeur d'une part beaucoup plus petite que le terme  $a/V_\infty^2 \approx 72,2$  MPa de Van der Waals et d'autre part plus petite que la valeur de  $B$  donnée dans le tableau VII-2 ci-dessus, autrement dit la valeur obtenue ne semble pas physiquement impossible. Seul le signe négatif traduit le fait que  $B$  n'apparaît plus comme une pression mais comme une traction !

Dans le cadre du modèle de Shima & Tomita, il est apparu que la seule forme d'équation d'état permettant de concilier expérience et théorie était d'écrire la pression du gaz comme la somme de deux composantes, telle que :

$$P_g = \sigma_e + P_T \quad (\text{VII-16})$$

où  $\sigma_e$  est une contrainte de traction ( $\sigma_e < 0$ ) due à l'élasticité du fluide et  $P_T$  la pression thermique due à l'agitation thermique des molécules, c'est-à-dire  $P_T \propto T/V$ .

Puisque aucune forme classique d'équation d'état ne satisfait le modèle de Shima & Tomita, on peut en conclure soit que le modèle théorique de Shima & Tomita n'est pas représentatif de la réalité physique, soit qu'il faut considérer une équation d'état faisant appelle à un terme de traction. Toutefois, le sens des variations données par le modèle de Shima & Tomita indique que très probablement la variation de la masse volumique dans la bulle est un processus important qui mériterait d'être pris en compte de manière plus approfondie. C'est ce que fait, entre autre, le modèle de Nigmatulin et al. (voir chapitre III), où l'on montre que la pression du gaz à l'interface se trouve profondément réduite par rapport

à l'évolution adiabatique du gaz parfait ; ceci entraîne par conséquent une très nette diminution de l'énergie potentielle calculée  $E_{pg}$  par rapport à la solution adiabatique.

### VII-3.4 Evaluation des paramètres de l'onde de pression émise lors de l'implosion de la bulle.

Dans le paragraphe précédent, nous n'avons pas pu obtenir une valeur théorique de l'énergie  $E_{pg}$  proche de la valeur expérimentale (dans le cadre du modèle de Shima & Tomita). Cependant nous pouvons évaluer indirectement l'énergie  $E_{sw}$  de l'onde de pression émise à la fin de la phase d'implosion de la bulle. En effet, l'énergie  $E_{sw}$  est reliée à l'amplitude de l'onde par l'équation (II- 12) dans laquelle les paramètres  $r_0$  et  $\Delta P_m = P_m - P_\infty$  sont inconnus (voir chapitre II).

Comme nous avons mesuré le rapport  $Amp2/Amp1$  et que nous avons estimé la valeur de  $Amp1$  dans le chapitre VI (rappelons que  $Amp1$  est indépendant de la pression), nous pouvons également estimer  $Amp2$  et donc l'amplitude de l'onde de pression  $\Delta P_m$  correspondant à l'implosion de la bulle. Nous obtenons une valeur maximale de  $\Delta P_m$  d'environ 90 MPa dans le n-pentane et de 129 MPa dans le n-hexadécane. Les variations de  $\Delta P_m$  en fonction de la pression réduite sont tracées sur la Fig. VII-15. Cette Fig. VII-15 représente encore l'analogue de la Fig. VII-6, mais dans des unités qui ne sont plus arbitraires.

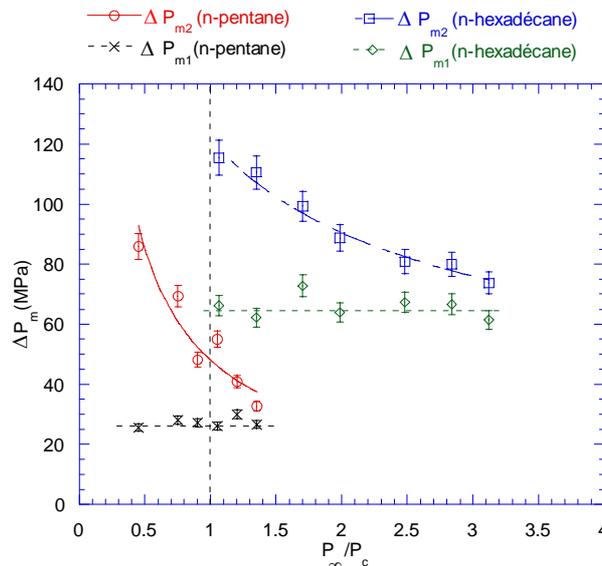


Figure VII-15 : Amplitude des ondes en fonction de la pression relative dans le n-pentane et le n-hexadécane,  $T_\infty = 24^\circ\text{C}$ .

Connaissant  $\Delta P_m$ , nous pouvons évaluer, à partir de l'équation (II- 12), le paramètre  $r_0$  de l'onde de pression en admettant que toute l'énergie potentielle du gaz se retrouve dans l'onde, soit  $E_{sw}=E_{Pg}^{(ST)}$  (c'est une hypothèse forte mais qui donne un bon ordre de grandeur). Dans le cas du n-pentane, nous en avons déduit des valeurs comprises entre 0,45  $\mu\text{m}$  et 0,75  $\mu\text{m}$ , sachant que le rayon de courbure de la pointe est de l'ordre de 0,8  $\mu\text{m}$  (Fig. VII-16). Ces valeurs sont cohérentes avec les valeurs des rayons minimums des bulles mesurés expérimentalement au moment de leur implosion.

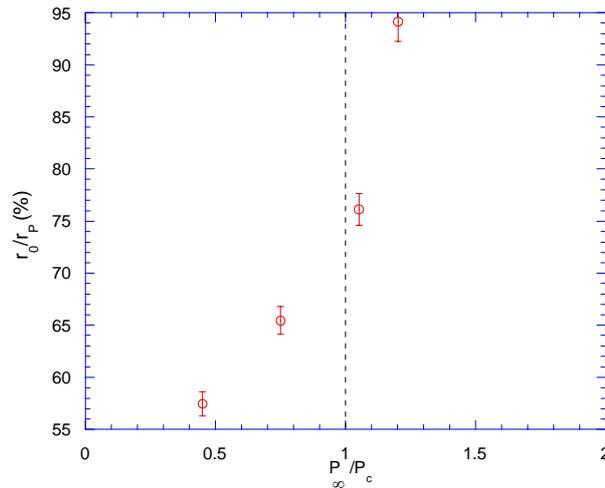


Figure VII-16 : Position initiale  $r_0$  de l'onde de pression en fonction de la pression relative dans le n-pentane à  $T_\infty=24^\circ\text{C}$ .

Ces petites valeurs de  $r_0$  semblent indiquer que l'onde de pression que l'on observe dans notre mesure est une onde qui est émise à l'intérieur de la bulle et qui est ensuite transmise à l'interface gaz/liquide (voir chapitre II). En effet, l'onde qui arrive à l'interface liquide/gaz, est en partie réfléchiée ( $P_r$ ), et en partie transmise ( $P_t$ ). Le signal enregistré par la photodiode est donc associé à la partie transmise de l'onde. L'amplitude de l'onde transmise dans le liquide se trouve renforcée par rapport à l'onde émise d'un facteur de l'ordre de deux.

Il est encore important de noter que l'évolution de  $r_0$  sur la Fig. VII-16 est arbitraire du fait que l'on considère que toute l'énergie potentielle du gaz est transmise à l'onde. Or si on peut admettre qu'à basse pression cela est majoritairement « vrai », il est fort probable que ce soit de moins en moins le cas lorsque l'on augmente la pression. Ici seul l'ordre de grandeur est à considérer.

#### VII-4 Evolution de la température à l'interface côté liquide

Nous avons conclu dans le paragraphe VII-3-3 que l'étude des variations de masse volumique du gaz dans la bulle devaient être approfondies. Les variations de masse

volumique à l'interface sont principalement influencées par les changements de phase qui peuvent se produire à l'interface, autrement dit nous allons nous placer maintenant dans le cadre du modèle de Nigmatulin et al. (voir chapitre III) pour évaluer tout d'abord les échanges de chaleur qui se produisent à l'interface entre les deux premiers cycles expansion/implosion.

Les échanges de chaleur à l'interface sont régis, dans le modèle de Nigmatulin et al., par la relation (III-67) qui fait intervenir la chaleur latente de vaporisation. Dans le chapitre VI, nous avons démontré que la chaleur latente qui devait être considérée était le terme constant  $L_v(0)$  (le terme  $E_s^*$  ne représente pas, à proprement parler, un changement de phase à température constante).

Le tableau VII-3 montre par rapport au tableau III-4 d'une part que le rapport  $\Delta R / R_{m1}$  va en toujours diminuant lorsque la pression et la température augmentent et d'autre part en considérant  $L_v(0)$  au lieu de  $L_v(T_b)$  dans la relation (III-54), on trouve que l'effet du changement de phase devient moins significatif.

$T_\infty$ (K)	$P_\infty$ (MPa)	$\Delta R / R_{m1}$ (%)
298	0,8	20,80
	2,0	10,31
	4,5	7,94
330	0,8	13,53
	2,0	8,49
	4,5	5,10

Tableau VII- 3 : rapport  $\Delta R / R_m$  obtenus pour différentes valeurs de pression et de température en considérant  $L_v(0)$  dans la relation (III-54).

Etant donné que dans la relation (III-67), ni le gradient thermique dans la bulle, ni celui dans le liquide n'est connu nous allons commencer par examiner le membre de droite de cette équation, c'est-à-dire la quantité de chaleur  $\frac{dQ}{dt} = jL_v(0)$  où  $j$  est donné par la relation (III-68). En exprimant la variation temporelle  $d\rho_g/dt$  par la relation (III-73), on en déduit l'expression de la quantité chaleur induite par changement de phase entre les deux rayons maximums successifs  $R_{m1}$  et  $R_{m2}$ , soit :

$$Q = 4\pi\rho_g L_v(0) \left[ \int_{t_1}^{t_2} R^2 \dot{R} dt + \frac{1}{3\gamma_0} \int_{t_1}^{t_2} R^3 \frac{\dot{P}_g}{P_g} dt \right] \quad (\text{VII-17})$$

La deuxième intégrale dans le membre de droite fait intervenir la pression du gaz à l'interface. Or nous avons montré dans le paragraphe VII-3.3 qu'aucune relation théorique  $P_g(R)$  ne permettait de rendre compte de l'expérience. Pour pouvoir calculer cette intégrale nous devons donc relier la variation de  $P_g$  à la dynamique de la bulle.

Nous avons montré dans le paragraphe VII-3.1 que l'effet de la tension superficielle était négligeable. De plus, dans le cadre du modèle de Nigmatulin et al. nous avons négligé la viscosité du liquide, ainsi en première approximation ( $\varepsilon \approx 1$ ) la conservation de la quantité de mouvement normale à l'interface peut s'écrire simplement :  $P_g \approx P_{Li}$  ainsi  $\dot{P}_g/P_g \approx \dot{P}_{Li}/P_{Li}$ , autrement dit on doit relier maintenant  $P_{Li}$  à la dynamique de la bulle. Pour cela, on dispose de l'équation de Shima & Tomita (III-49) sans viscosité et sans tension superficielle, soit

$$\frac{P_{Li}}{P_\infty} = 1 + \frac{\varepsilon \rho_\infty}{P_\infty} \left[ R\ddot{R} + \left(1 + \frac{\varepsilon}{2}\right) \dot{R}^2 \right] \quad (\text{VII-18})$$

En admettant  $\varepsilon = \text{Cste}$ , on en déduit alors que :

$$\frac{\dot{P}_{Li}}{P_\infty} = \frac{\varepsilon \rho_\infty}{P_\infty} \left[ (3 + \varepsilon) \dot{R}\ddot{R} + R\ddot{\ddot{R}} \right]$$

En négligeant la dérivée d'ordre 3, on obtient finalement l'approximation suivante :

$$\frac{\dot{P}_{Li}}{P_{Li}} \approx \frac{\varepsilon(3 + \varepsilon)\rho_\infty}{P_\infty} \frac{\dot{R}\ddot{R}}{P_{Li}/P_\infty} \quad (\text{VII-19})$$

En insérant la relation (VII-19) dans l'équation (VII-17), on obtient :

$$Q \approx 4\pi\rho_g L_v(0) \left[ \int_{t_1}^{t_2} R^2 \dot{R} dt + \frac{\varepsilon(3 + \varepsilon)\rho_\infty}{3\gamma_0 P_\infty} \int_{t_1}^{t_2} \frac{R^3 \dot{R}\ddot{R}}{P_{Li}/P_\infty} dt \right] \quad (\text{VII-20})$$

Toutes les grandeurs qui apparaissent maintenant dans la deuxième intégrale du membre de droite dans la relation (VII-20) peuvent être toutes déterminées à partir de la dynamique de la bulle ( $P_{Li}/P_\infty$  est déterminé à partir de la relation (VII-18)). On peut encore réécrire l'équation (VII-20) sous forme adimensionnelle, soit :

$$\frac{Q}{E_{b1}} = Q^* = \frac{3\rho_g L_V(0)}{P_\infty} \left[ \int_{t_1^*}^{t_2^*} x^2 U^* dt^* + \frac{\varepsilon(3+\varepsilon)}{3\gamma_0} \int_{t_1^*}^{t_2^*} U^* a^* x^3 \frac{P_{Li}}{P_\infty} dt^* \right] \quad (\text{VII-21})$$

où  $a^*$  est l'accélération sous forme adimensionnelle de l'interface de la bulle ( $a = \ddot{R}$ ), qui présente un maximum pendant la phase finale d'implosion et la phase initiale d'expansion de la bulle. Une variation expérimentale « peu bruitée » de  $a^*(t)$ , déduite de la dynamique expérimentale  $x(t)$ , est montrée sur la figure VII-17.

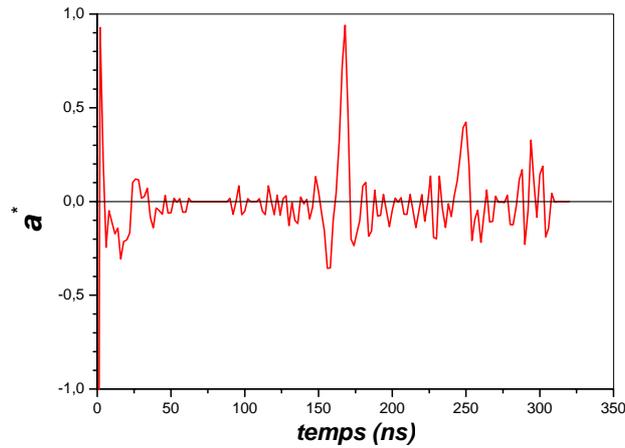


Figure VII-17 : Accélération de l'interface pendant toute la durée de vie de la bulle dans le n-pentane ( $P_\infty=1,13$  MPa,  $T_\infty=24^\circ\text{C}$ ).

Nous avons obtenu expérimentalement, que la deuxième intégrale de l'équation (VII-21) est toujours négligeable devant la première intégrale (voir Tab. VII-4). Il est de plus intéressant de remarquer que la première intégrale est toujours négative, ce qui signifie que c'est le mécanisme de condensation qui est dominant pendant la dynamique de la bulle entre  $R_{m1}$  et  $R_{m2}$ , autrement dit la bulle perd de la matière entre  $t(R_{m1})$  et  $t(R_{m2})$ . Ce déséquilibre en faveur de la condensation provient du fait que  $R_{m2} < R_{m1}$  ( $\delta < 1$ ). En effet, l'intégrale

$\int_{t(R_{m1})}^{t(R_{m2})} R^2 \dot{R} dt$  peut encore s'écrire :

$$\int_{t(R_{m1})}^{t(R_{m2})} R^2 \dot{R} dt = \int_{R_{m1}}^{R_{m2}} R^2 dR = \frac{1}{3} R_{m1}^3 (\delta^3 - 1) < 0 \quad (\text{VII-22})$$

Le tableau VII-4 montre qu'à basse pression, la valeur de l'intégrale déterminée par (VII-22) est en bon accord avec la valeur déterminée en utilisant la dynamique expérimentale  $x(t)$  et  $U^*(t)$ . Ceci montre qu'à basse pression, la dynamique expérimentale de la bulle contient une résolution suffisante. Il est encore intéressant de remarquer que la relation (VII-22) conduit à

une valeur maximale en valeur absolue de l'intégrale  $\int_{t_1^*}^{t_2^*} x^2 U^* dt^*$  de telle sorte que pour  $\delta = 0$ ,

on a  $\int_{t_1^*}^{t_2^*} x^2 U^* dt^* = -1/3$ .

$P_\infty$ (MPa)	1,1	2,5	4
$\int_{t_1^*}^{t_2^*} x^2 U^* dt^*$	- 0,175	- 0,14	- 0,0018
$\frac{1}{3}(\delta^3 - 1)$	-0,19	-0,11	-0,04
$\int_{t_1^*}^{t_2^*} \frac{U^* a^* x^3}{\frac{P_{Li}}{P_\infty}} dt^*$	0,005	0,0007	0,0003

Tableau VII- 4 : Comparaison entre les deux intégrales de l'équation de (VII-21).

Nous avons tracé sur la figure VII-18, la quantité de chaleur  $Q^*$  en fonction de la pression réduite  $P_r$  en utilisant  $\rho_g$  correspondant au rayon maximum de la bulle (chapitre VI) . On constate que cette quantité est toujours très faible (< 2%) et qu'elle est pratiquement constante (environ 0,15%) pour  $P_r > 0,8$  quelle que soit la température  $T_\infty$  du liquide. Pour  $P_r < 0,8$ , cette quantité augmente légèrement surtout lorsqu'on augmente  $T_\infty$ . Cela montre que la dynamique de la bulle tend vers un régime adiabatique lorsque la pression augmente quelle que soit la température. L'expression de la pression de gaz (III-79) issue du modèle de Nigmatulin et al. va dans le même sens que celui indiqué par l'expérience.

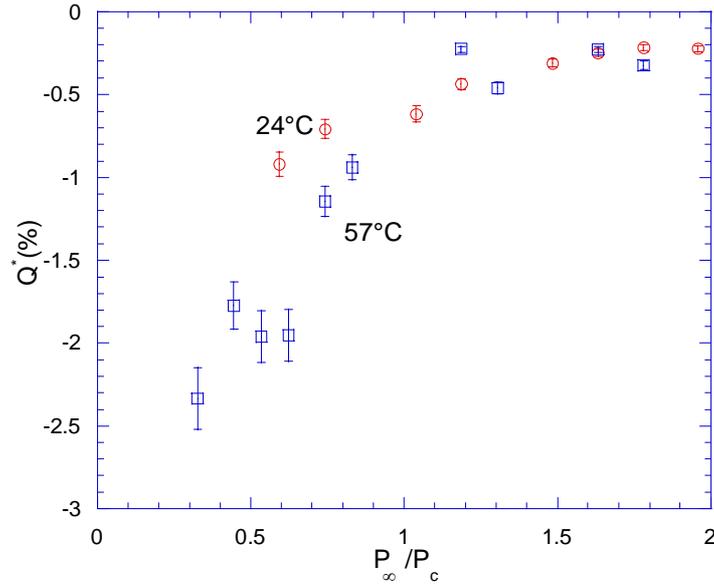


Figure VII-18 : Variation de  $Q^*$  en fonction de la pression réduite dans le n-pentane pour différentes températures et en considérant  $\rho_g = \rho_g(R_m)$  déduit de la fig.VI-20.

Connaissant la quantité de chaleur  $Q$  libérée par condensation dans le liquide, nous pouvons essayer de déterminer l'ordre de grandeur de la température du liquide au niveau de l'interface, à partir de l'équation bilan (III-67). Nigmatulin et al. ont montré que la température dans la bulle est assez uniforme, ainsi on va négliger dans l'équation bilan (III-67) le flux de chaleur du gaz à l'interface, de telle sorte que l'on admet que :

$$\lambda_L \left( \frac{\partial T_L}{\partial r} \right)_R 4\pi R^2 \approx jL_v(0) = \frac{dQ}{dt},$$

soit en intégrant entre  $t_1=t(R_{m1})$  et  $t_2=t(R_{m2})$ , on a :

$$Q \approx 4\pi\lambda_L \int_{t_1}^{t_2} \left( \frac{\partial T_L}{\partial r} \right)_R R^2 dt \quad (\text{VII-23})$$

Le gradient de température à l'interface se déduit de l'équation de la chaleur dans le liquide, soit en négligeant la viscosité du liquide [Hsi65] :

$$\frac{\partial T_L}{\partial t} + u \frac{\partial T_L}{\partial r} = D_L \nabla^2 T_L$$

où  $D_L = \lambda_L / \rho_\infty C_{pL}$  représente la diffusivité thermique du liquide. Etant donné que le liquide peut être considéré comme incompressible, la vitesse  $u$  est reliée à la vitesse du liquide à l'interface par la relation (III-13), d'où :

$$\frac{\partial T_L}{\partial t} + \frac{UR^2}{r^2} \frac{\partial T_L}{\partial r} = D_L \nabla^2 T_L$$

En considérant les variables adimensionnelles suivantes  $T_L^* = \frac{T_L - T_\infty}{T_b - T_\infty}$ ,  $\tau = \frac{t}{R_{m1} \sqrt{\rho_\infty / P_\infty}}$ ,

$x = \frac{R}{R_{m1}}$  et  $r^* = \frac{r}{R_{m1}}$ , on peut encore réécrire l'équation ci-dessus sous forme

adimensionnelle, soit :

$$\frac{\partial T_L^*}{\partial \tau} + U^* \frac{x^2}{r^{*2}} \frac{\partial T_L^*}{\partial r^*} = Fo \nabla^2 T_L^* \quad (\text{VII-24})$$

où  $U^* = U \sqrt{\frac{\rho_\infty}{P_\infty}}$  et  $Fo = \frac{D_L}{R_{m1}} \sqrt{\frac{\rho_\infty}{P_\infty}}$  représente le nombre de Fourier. Le tableau VII- 5

montre d'une part que le nombre de Fourier  $Fo$  est plus petit que 1 et que ce nombre diminue lorsque la pression augmente, autrement dit le membre de gauche de (VII-24) n'est jamais totalement négligeable dans la plage de pression utilisée.

$P_\infty$ (MPa)	0,8	2,0	4,5
$Fo = \frac{D_L}{R_{m1}} \sqrt{\frac{\rho_\infty}{P_\infty}}$	0,60	0,52	0,34

Tableau VII- 5 : nombre de Fourier  $Fo$  pour différentes valeurs de pression à  $T_\infty = 24^\circ\text{C}$ .

Une solution approchée de l'équation (VII-24) a été obtenue par Plesset et al. [Ple52] : celle-ci s'exprime en fonction du gradient de température à l'interface  $(\partial T_L / \partial r)_R$ , par conséquent cette solution ne nous avance pas beaucoup !

Dans le chapitre III, nous avons montré que la conduction est négligeable dans le liquide par conséquent on peut admettre que le profil de température dans le liquide n'a pas le temps de se modifier beaucoup pendant la phase d'implosion puis d'expansion, autrement dit on considère qu'il existe en moyenne entre  $t(R_{m1})$  et  $t(R_{m2})$  un profil stationnaire de température dans le liquide et on cherche donc à résoudre l'équation simplifiée suivante :

$$\frac{U^* x^2}{Fo r^{*2}} \frac{\partial T_L^*}{\partial r^*} = \nabla^2 T_L^*$$

soit encore :

$$\frac{\partial^2 T_L^*}{\partial r^{*2}} + \left[ \frac{U^* x^2}{Fo r^{*2}} - \frac{2}{r^*} \right] \frac{\partial T_L^*}{\partial r^*} = 0 \quad (\text{VII-25})$$

En imposant les conditions aux limites suivantes  $T_L^*(r^* \rightarrow \infty) = 0$  ( $T_L(r \rightarrow \infty) = T_\infty$ ) et  $T_L^*(r^* = x) = T_{Li}^*$  ( $T_L(r = R) = T_{Li}$ ), cette équation s'intègre aisément et elle conduit à la solution suivante :

$$\frac{T_L^*(r^*)}{T_{Li}^*} = \frac{e^{-\frac{Pe x}{r^*}} - 1}{e^{-Pe} - 1} \quad (\text{VII-26})$$

où  $Pe = \frac{U^* x}{Fo}$  représente le nombre de Peclet. La Fig. VII- 19 montre l'évolution de ce nombre durant toute la dynamique d'une bulle dans le n-pentane : on observe alors que ce nombre est compris, en valeur absolue, entre 0 et 1, par conséquent pour obtenir simplement un ordre de grandeur de la température à l'interface on peut se contenter d'un développement limité de la solution (VII-26), tel que :

$$T_L^*(r^*) \approx T_{Li}^* \frac{x}{r^*} \quad (\text{VII-27}).$$

ou encore sous forme dimensionnelle cela revient à écrire :  $T_L(r) = \frac{R}{r} \Delta T_{Li} + T_\infty$  avec  $\Delta T_{Li} = T_{Li} - T_\infty$ . Cette solution revient à résoudre simplement l'équation  $\nabla^2 T_L^* = 0$  !

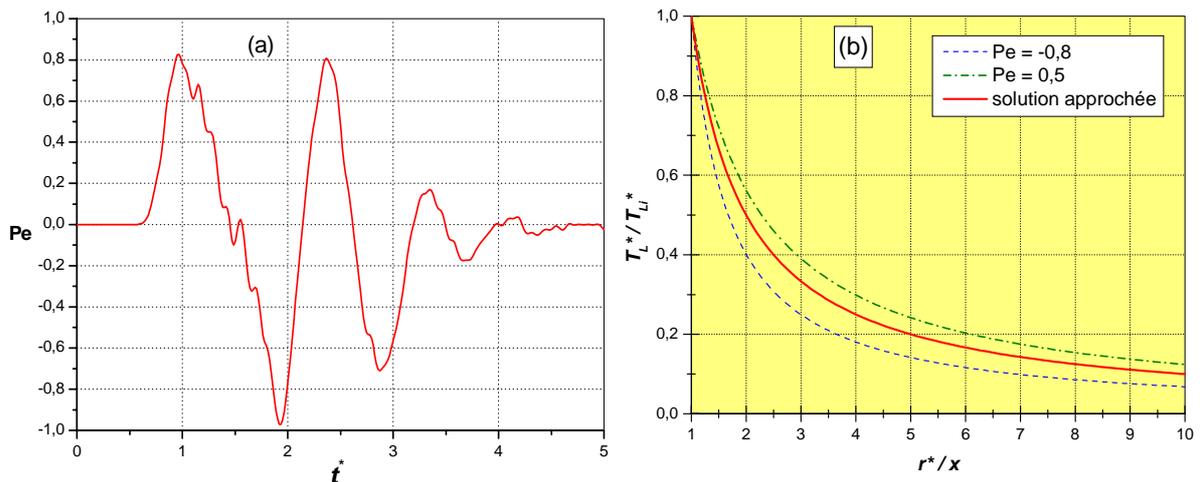


Figure VII- 19 : (a) Variation de nombre de Peclet  $Pe = U^* x / Fo$  durant toute la dynamique de la bulle dans le n-pentane pour  $P_\infty = 2$  MPa et  $T_\infty = 24^\circ\text{C}$ , (b) Courbes montrent la justification du passage de l'équation (VII-26) à (VII-27).

Compte tenu de la relation (VII-27), la relation (VII-23) s'écrit maintenant :

$$Q = -4\pi\lambda_L \int_{t_1}^{t_2} \Delta T_{Li} R dt \quad (\text{VII-28})$$

soit sous forme adimensionnelle :

$$Q^* = \frac{-3\lambda_L \sqrt{\rho_\infty}}{P_\infty^{3/2} R_{m1}} \int_{t_1^*}^{t_2^*} \Delta T_{Li} x dt^* \quad (\text{VII-29})$$

Etant donné que l'on cherche une valeur moyenne de la température entre  $t(R_{m1})$  et  $t(R_{m2})$ , on considère  $\Delta T_{Li}$  comme une constante dans la relation (VII-29) et ainsi on en déduit que :

$$\Delta T_{Li} = -\frac{P_\infty R_{m1}}{3\lambda_L} \sqrt{\frac{P_\infty}{\rho_\infty}} \frac{Q^*}{\int_{t_1^*}^{t_2^*} x dt^*} \quad (\text{VII-30})$$

La figure VII-20 illustre l'évolution du rapport  $\Delta T_{Li}/(T_b - T_\infty)$ , avec  $T_b$  la température d'ébullition à la pression  $P_\infty$  de l'essai, en fonction de la pression relative pour différentes températures  $T_\infty$  du liquide. Cette figure montre bien la décroissance de la différence de température entre l'interface de la bulle et le liquide environnant avec l'augmentation de la pression relative c'est-à-dire lorsque le rayon de la bulle devient de plus en plus petit.

En augmentant la pression appliquée sur le liquide, la masse volumique du gaz à l'intérieur de la bulle se rapproche de la masse volumique du liquide, ce qui conduit à un milieu de plus en plus homogène et donc à une différence de température  $\Delta T_{Li}$  de plus en plus faible (fig. VII-20). Par contre à basse pression, l'augmentation de température du liquide entraîne une diminution de la masse volumique du gaz à l'intérieur de la bulle, et donc un écart plus important entre la température de l'interface et le liquide environnant.

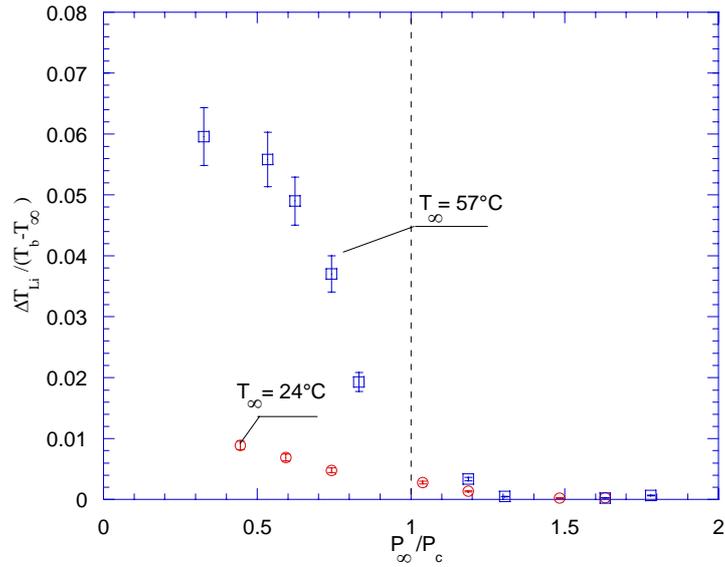


Figure VII-20: Evolution du rapport  $\Delta T_{Li}/(T_b - T_\infty)$  en fonction de la pression relative pour différentes températures dans le n-pentane.

Afin d'essayer de comprendre si le flux de chaleur dans le gaz  $\lambda_g \left( \frac{\partial T_g}{\partial r} \right)_R$  était bien négligeable ou au contraire ne l'était pas, nous allons maintenant calculer la variation de la température en considérant que pour un fluide incompressible ( $\rho_\infty = \text{cste}$  ou  $V_\infty = \text{cste}$ ), la différentielle de l'équation d'état thermique  $P(V, T) = 0$  s'écrit :

$$dP = \left( \frac{\partial P}{\partial T} \right)_V dT + \left( \frac{\partial P}{\partial V} \right)_T \underbrace{dV}_{=0}$$

avec  $\left( \frac{\partial P}{\partial T} \right)_V = \frac{\beta}{K_T}$ ,  $K_T = \frac{1}{\rho_\infty c_\infty^2} + \frac{\beta^2 V T_\infty}{C_P}$ , où  $\beta$  représente le coefficient de la dilatation

thermique du liquide et  $K_T$  le coefficient de compressibilité isotherme.

On en déduit alors que la variation de pression dans le liquide à l'interface produit une variation de température du liquide telle que :

$$\Delta P = \left( \frac{\partial P}{\partial T} \right)_V \Delta T \quad (\text{VII-31})$$

soit encore

$$\Delta T = \frac{\Delta P / P_\infty}{(\partial P / \partial T)_V / P_\infty} \quad (\text{VII-32})$$

Le tableau VII-6 montre quelques valeurs de  $\frac{1}{P_\infty} \left( \frac{\partial P}{\partial T} \right)_V$  :

$P_\infty$ (MPa)	1,5	2,5	4
$\frac{1}{P_\infty} \left( \frac{\partial P}{\partial T} \right)_V$ (K <sup>-1</sup> )	0,53	0,32	0,20

Tableau VII-6 : Quelques valeurs de  $\frac{1}{P_\infty} \left( \frac{\partial P}{\partial T} \right)_V$  pour différentes pression dans le n-pentane à  $T_\infty=24^\circ\text{C}$  .

et le tableau VII-7 montre quelques valeurs expérimentales de  $\Delta P/P_\infty$ , sachant que ces valeurs sont déduites à partir de l'équation de Rayleigh-Plesset (voir chapitre III).

$P_\infty$ (MPa)	1,5	3,5	4
$\Delta P/P_\infty$	1,35	1,50	1,68

Tableau VII-7 : Valeurs expérimentales de  $\Delta P/P_\infty$  pour différentes pression dans le n-pentane à  $T_\infty=24^\circ\text{C}$ .

La figure VII-21 montre une variation identique ainsi que le même ordre de grandeur de la quantité  $\Delta T_{Li}/(T_b - T_\infty)$  avec la figure VII-20. On serait donc tenter d'en conclure que le flux de chaleur  $\lambda_g \left( \frac{\partial T_g}{\partial r} \right)_R$  est bien négligeable quelle que soient la pression et la température du liquide. A partir de ces résultats, nous pouvons malgré tout en conclure que la variation moyenne de température du liquide à l'interface reste pratiquement négligeable entre  $t(R_{m1})$  et  $t(R_{m2})$ . C'est par ailleurs un résultat obtenu théoriquement par Fujikawa & Akamatsu [Fuj80] avec un modèle très complet de la dynamique d'une bulle.

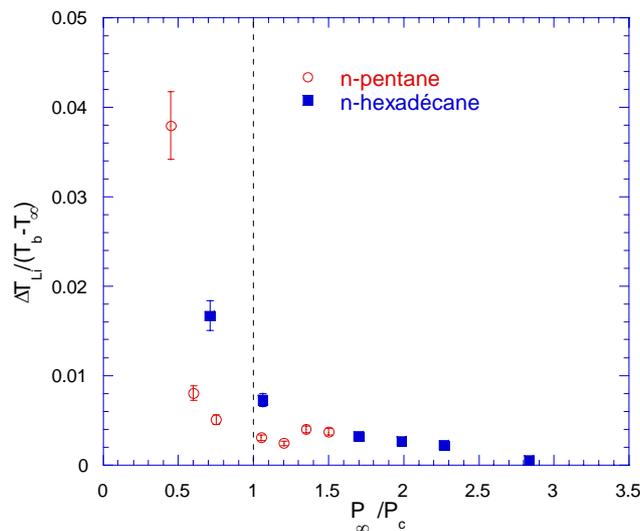


Figure VII-21 : Variation de la température du liquide produite par la variation de pression à  $T_\infty=24^\circ\text{C}$ .

## VII-5 Conclusion

Nous avons analysé l'énergie potentielle de la bulle au cours de ces deux premières oscillations en fonction de la pression hydrostatique  $P_\infty$  et de la température  $T_\infty$ , ainsi que l'onde de pression émise à la fin de la première implosion.

Les paramètres  $P_m$  et  $r_0$  de l'onde de pression ont été estimés. Ils démontrent que l'onde de pression est émise dans le gaz et qu'elle est ensuite transmise dans le liquide avec un renforcement lié aux impédances acoustiques respectives du gaz et du liquide.

La perte d'énergie potentielle est déduite des mesures du rayon de la bulle en fonction du temps après correction des effets de tension superficielle, de viscosité et de densité du gaz. Les calculs théoriques de cette énergie  $E_{pg} = \int P_g d\mathcal{V}$ , quelle que soit l'hypothèse choisie pour le comportement du gaz à l'intérieur de la bulle et son équation d'état, ne permettent pas de décrire de façon satisfaisante les valeurs expérimentales.

Le phénomène le plus probable qui devrait être pris en compte dans le calcul correct de l'énergie  $E_{pg} = \int P_g d\mathcal{V}$ , est le flux de matière échangée à l'interface qui conduit à une perte de masse et donc à une variation de densité en fonction du temps entre les deux milieux.

Toutes les analyses envisagées convergent en effet vers ce résultat, il faut prendre en compte la variation de densité  $\varepsilon$  au cours de la dynamique de la bulle.

Nous avons montré que les échanges de chaleur à l'interface gaz/liquide sont faibles entre deux rebonds, ce qui signifie que la chaleur initialement fournie à la bulle, c'est-à-dire le terme  $E_T$ , va se dissiper dans le liquide après la fin observable des rebonds de la bulle, autrement dit un point chaud doit se propager ensuite de l'électrode pointe vers le plan : ce type de phénomène a été effectivement observé dans l'argon liquide [Vàz98]. On en conclut que les variations de pression, de température et de masse volumique dans la bulle entre deux rebonds sont principalement le résultat de l'émission d'une onde de pression dans le liquide.

## Conclusion générale

Les phénomènes que nous avons observés dans le n-pentane et le n-hexadécane, suite à une micro-décharge électrique, sont en bon accord avec ceux précédemment décrits [Kat90] [Jom97]. Nous avons confirmé l'existence de la bulle au-delà de la pression critique du fluide ; la pression critique du fluide n'est donc pas un facteur déterminant pour l'apparition d'une bulle dans le liquide.

Nous avons observé une différence de comportement très nette entre l'onde de choc liée à la relaxation du plasma, qui reste pratiquement indépendante de la pression hydrostatique  $P_\infty$  pour tous les liquides étudiés quelle que soit la température, et l'onde de pression due à l'implosion de la bulle qui elle dépend de la pression suivant une loi de la forme  $(1/P_\infty)^\alpha$ .

Nous avons également observé les mêmes évolutions des paramètres liés à la bulle et aux ondes dans les deux types d'expériences, c'est-à-dire que ce soit par claquage optique ou par micro-décharge électrique.

Les essais effectués pour différentes températures du liquide (dans le domaine 20-120°C) ne montrent aucune discontinuités des grandeurs liées à la dynamique de la bulle ou aux ondes de choc/pression. Seule une analyse quantitative détaillée des résultats permet de préciser l'effet de la température du liquide sur ces phénomènes. Cette analyse des résultats nécessite de développer un modèle théorique de la formation d'une bulle de gaz dans un liquide dans les conditions d'une micro-décharge électrique et pour une pression hydrostatique inférieure ou supérieure à sa pression critique. Ceci va nous conduire à proposer et discuter plusieurs hypothèses possibles pour un tel changement de phase.

Cette étude permet de conclure que la bulle atteint, pour  $R = R_m$ , un équilibre thermodynamique local défini par la courbe de pression de vapeur saturante pour  $P_\infty \leq P_c$  et par son prolongement déduit du maximum du  $C_p$  pour  $P_\infty > P_c$ . Les principaux résultats de cette analyse sont les suivants :

- ❖ Pour  $P_\infty > P_c$ , une bulle est toujours générée et sa taille maximale peut être calculée à l'aide de l'évaluation d'une "chaleur latente équivalente" et d'une équation d'état de la forme de celle de Amagat.
- ❖ Le modèle thermodynamique ainsi corrigé, fournit un bon outil pour évaluer correctement la taille maximale de la bulle ainsi que la répartition de l'énergie

injectée en différentes formes d'énergie, dans toute la plage de pression et de température étudiée.

- ❖ Nous avons aussi tenté de comprendre la signification de l'énergie  $E_s$  équivalente à la chaleur latente pour  $P_\infty > P_c$ , de manière à exprimer celle-ci en fonction de quantités thermodynamiques classiques. Le développement d'une approche fondée sur l'analyse fine des résultats expérimentaux a conduit à des résultats proches de ceux proposés suite à une analyse théorique de ces phénomènes [Ait98b].

Nous avons ensuite analysé l'énergie potentielle de la bulle au cours de ces deux premiers cycles expansion/implosion en fonction de la pression hydrostatique  $P_\infty$  et de la température  $T_\infty$ , ainsi que l'onde de pression émise à la fin de la première phase d'implosion.

Les paramètres  $P_m$  et  $r_0$  de l'onde de pression ont été estimés. Ils démontrent que l'onde de pression est émise dans le gaz et qu'elle est ensuite transmise dans le liquide avec un renforcement lié aux impédances acoustiques respectives du gaz et du liquide.

La perte d'énergie potentielle du gaz dans la bulle entre deux rebonds successifs est déduite des mesures du rayon de la bulle en fonction du temps, après correction des effets de tension superficielle, de viscosité et de densité du gaz. Les calculs théoriques de cette énergie potentielle  $E_g = \int P_g d\mathcal{V}$ , quelle que soit l'hypothèse choisie pour le comportement du gaz à l'intérieur de la bulle et de son équation d'état, ne permettent pas de décrire de façon satisfaisante les valeurs expérimentales. Les échanges de chaleur par conduction à l'interface gaz/liquide sont négligeables dans nos conditions et ne peuvent donc pas expliquer le comportement observé.

Le phénomène le plus probable qui devrait être pris en compte dans le calcul correct de l'énergie  $E_g = \int P_g d\mathcal{V}$ , est le flux de matière échangée à l'interface qui devrait conduire à une perte de masse et donc à une variation de la masse volumique du milieu fluide à l'intérieur de la bulle en fonction du temps.

Le principal obstacle de cette étude, consiste à évaluer l'énergie des ondes émises lors de la dynamique de la bulle, principalement au moment de l'implosion.

## Propriétés thermodynamiques des liquides utilisés

Les propriétés thermodynamiques que nous allons présenter, sont des propriétés tirées du site web du NIST : <http://webbook.nist.gov/chemistry/fluid/>

### I. Masse volumique

La masse volumique du liquide est un paramètre qui dépend essentiellement de la température. La figures AI-1 montre la variation de la masse volumique en fonction de la température pour le n-pentane et le n-hexadécane.

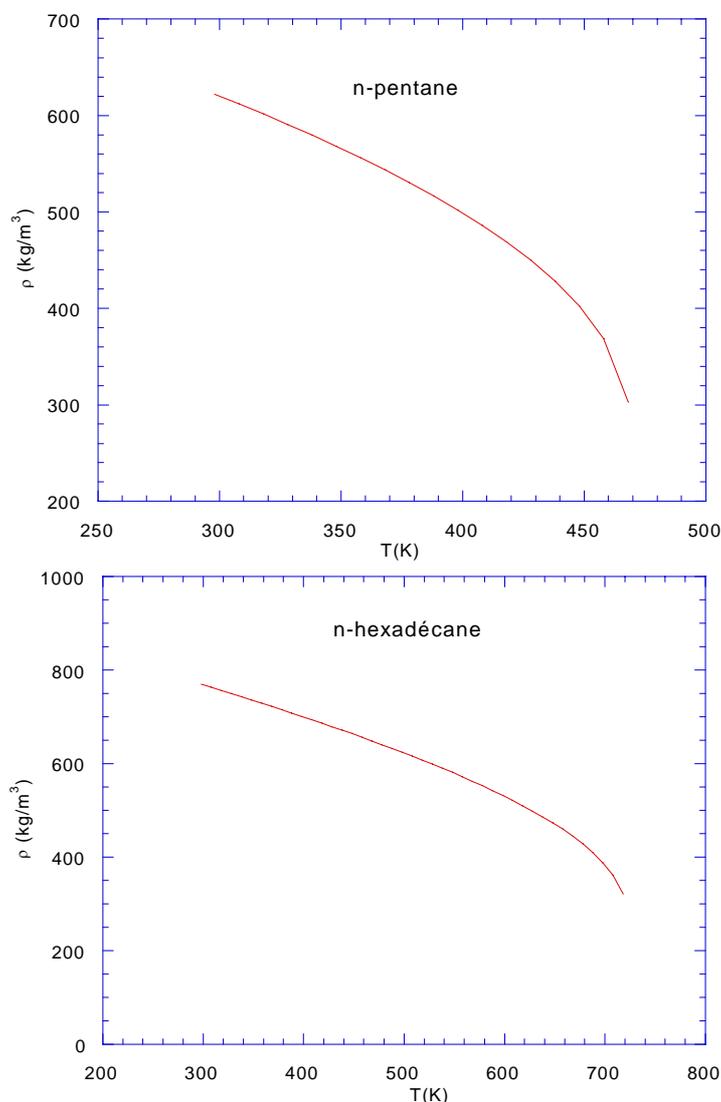


Figure AI-1 : Variation de la masse volumique en fonction de la température dans le n-pentane et le n-hexadécane ( $P_{\infty} = 1$  MPa).

Sur la figure AI-2, nous avons également tracé l'évolution de la masse volumique en fonction de la pression pour l'isotherme  $T_{\infty} = 24^{\circ}\text{C}$ .

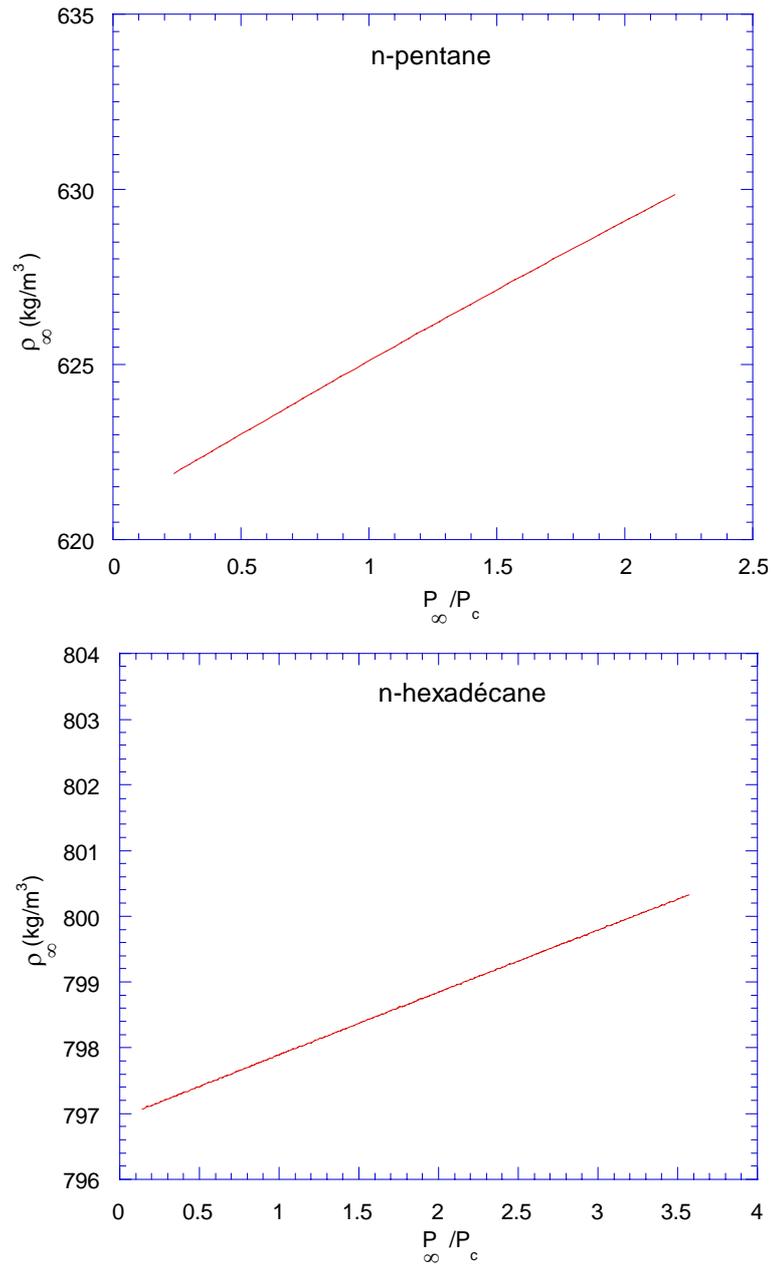


Figure AI-2 : Variation de la masse volumique en fonction de la pression dans le n-pentane et le n-hexadécane ( $T_{\infty}=24^{\circ}\text{C}$ ).

## II. La vitesse du son

La vitesse du son varie suivant le milieu dans lequel il se propage. Le principal facteur est la densité de ce milieu, la figure AI-3 montre l'évolution de la vitesse du son en fonction de la pression dans le n-pentane et le n-hexadécane.

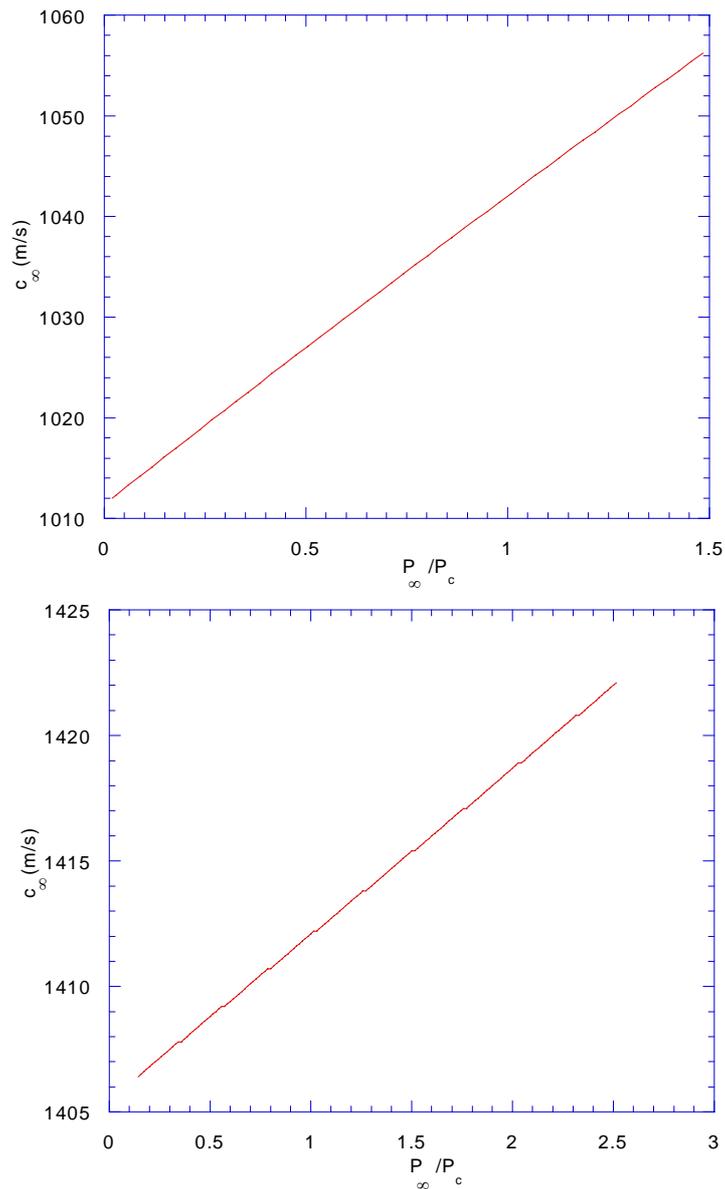


Figure AI-3 : Vitesse du son en fonction de la pression réduite dans le n-pentane et le n-hexadécane ( $T_\infty=24^\circ\text{C}$ ).

Sur la figure AI-4 nous avons aussi évalué le paramètre  $\rho_\infty c_\infty^2$  pour différentes pressions dans les deux liquides étudiés.

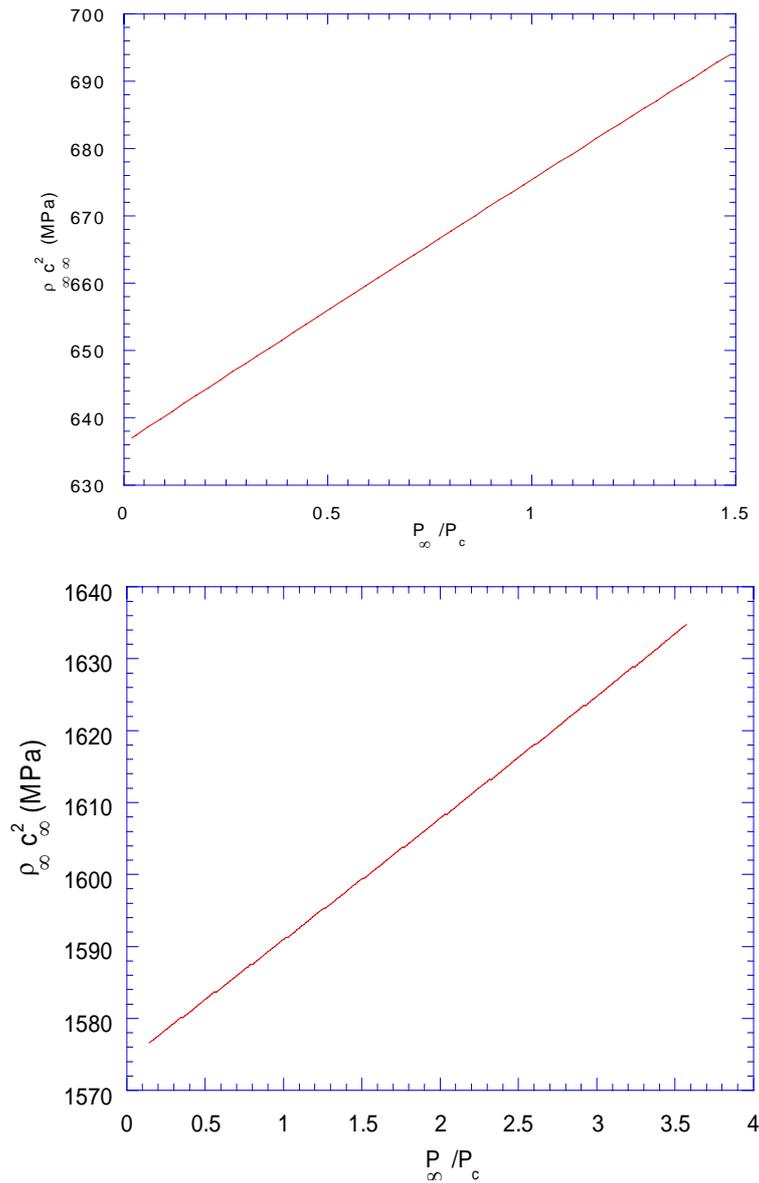


Figure AI-4 : Variation  $\rho_{\infty} c_{\infty}^2$  en fonction de la pression réduite.

### III. La chaleur latente de vaporisation

La chaleur latente est la quantité de chaleur nécessaire à l'unité de masse d'un corps pour qu'il change d'état à température et pression constantes. La figure AI-5 montre la variation de la chaleur latente de vaporisation en fonction de la température dans le n-pentane et le n-hexadécane.

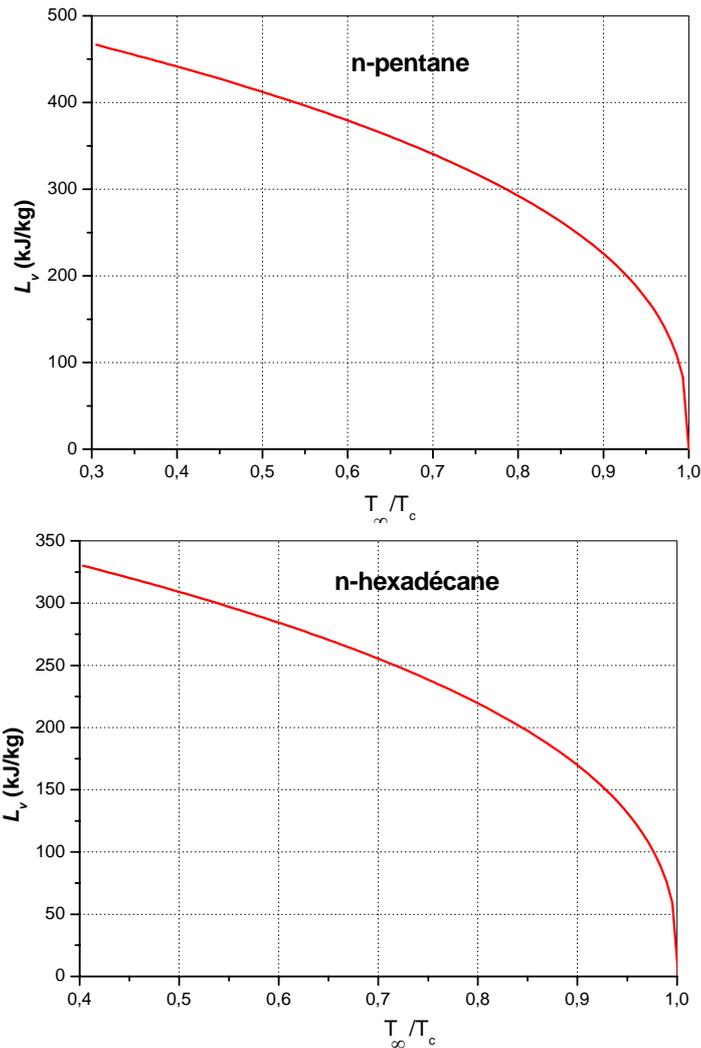


Figure AI-5 :Chaleur latente de vaporisation en fonction de la température dans le n-pentane et le n-hexadécane ( $P_\infty= 1\text{MPa}$ ).

#### IV La chaleur spécifique du liquide

Nous présentons sur la figure AI-6 l'évolution de la capacité calorifique pour la plage de température située au-dessous de la température critique du fluide. On observe la divergence de la capacité calorifique à la température critique du fluide.

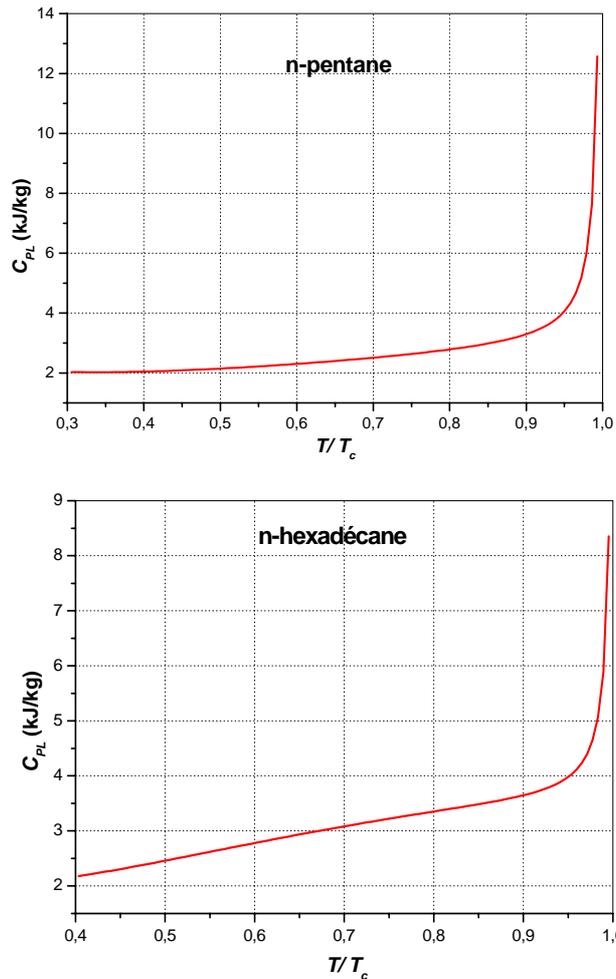


Figure AI-6 : Chaleur spécifique dans le n-pentane et le n-hexadécane.

## V. Le coefficient de tension superficielle

La tension superficielle ou l'énergie de surface est la tension qui existe à la surface de séparation de deux milieux. Cette tension est due au fait que les molécules, à la limite ne sont pas soumises aux mêmes forces de Van der Waals de la part de toutes leurs voisines.

Nous avons tracer sur la figure AI-7 la variation de la tension superficielle dans les deux liquides étudiés en fonction de la température.

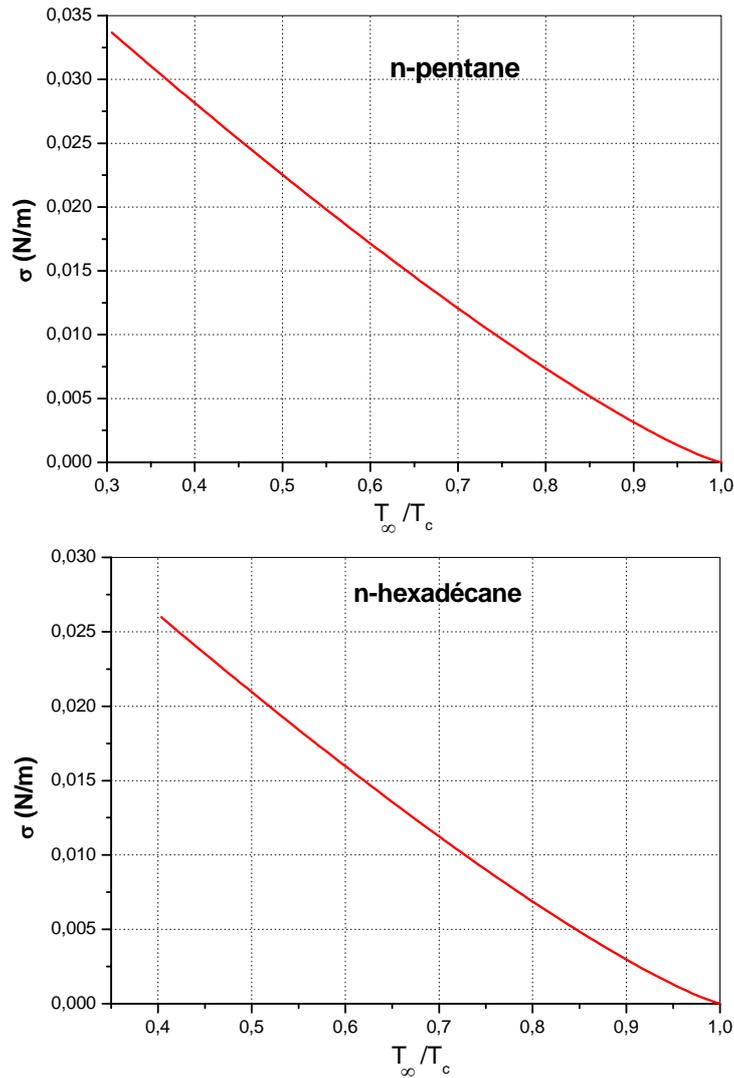


Figure AI-7 : Tension superficielle en fonction de la température réduite dans le n-pentane et le n-hexadécane ( $P_{\infty} = 1$  MPa).

## VI. Courbe de pression de vapeur saturante

La figure AI-8 montre la courbe de vapeur saturante pour le n-pentane et le n-hexadécane, à partir de ce courbe on peut extraire la température d'ébullition  $T_b$  correspond la pression hydrostatique  $P_{\infty}$  jusqu'au le point critique du liquide.

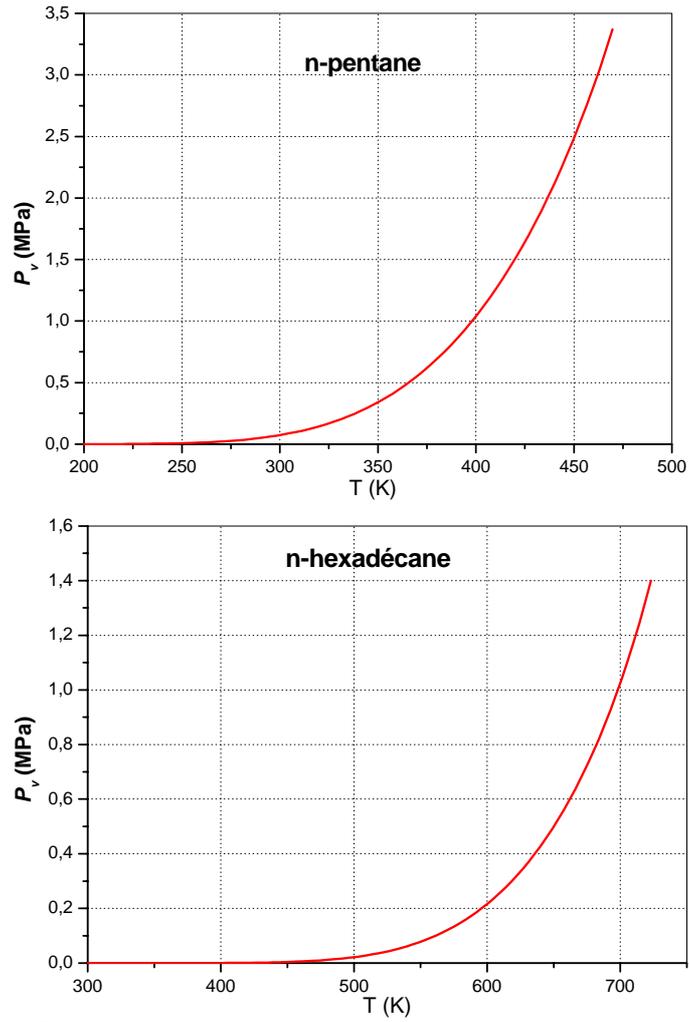


Figure AI-8 : Courbe de pression de vapeur saturante.

## VII. Viscosité dynamique du liquide

La figure AI-9 montre une diminution de la viscosité lorsqu'on augmente la température dans le n-pentane et le n-hexadécane.

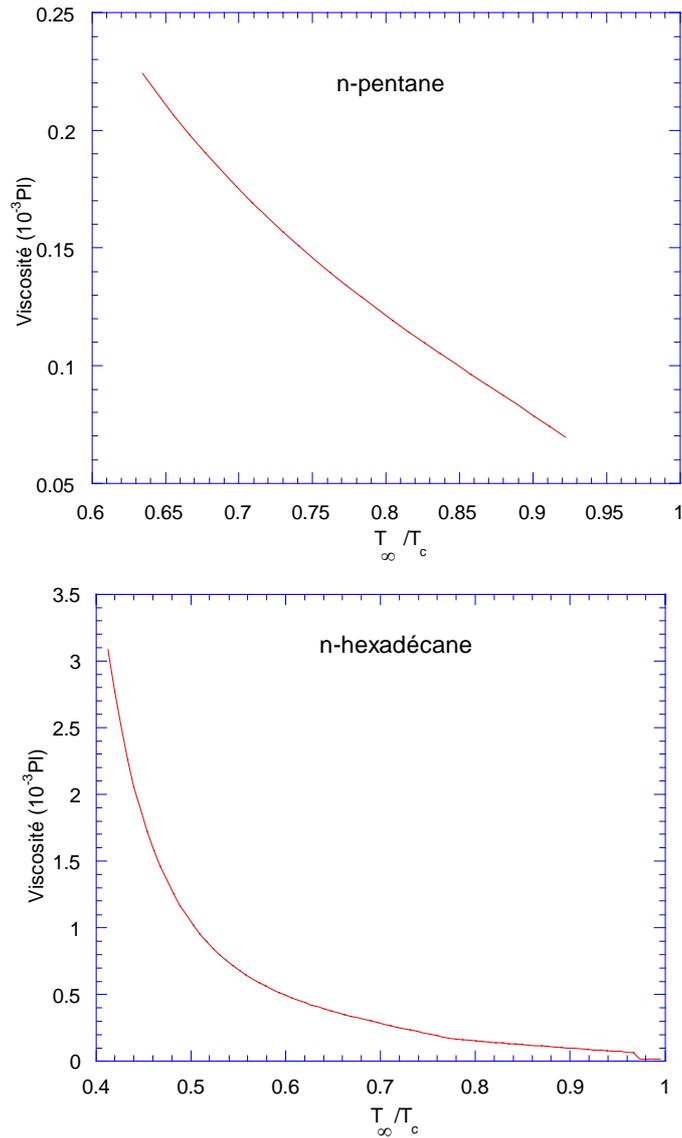


Figure AI-9 : Variation de la viscosité en fonction de la température dans le n-pentane et le n-hexadécane ( $P_{\infty}=1\text{MPa}$ ).

### VIII. Conductivité thermique

La figure AI-10 montre la variation de la conductivité thermique en fonction de la température dans le n-pentane et le n-hexadécane.

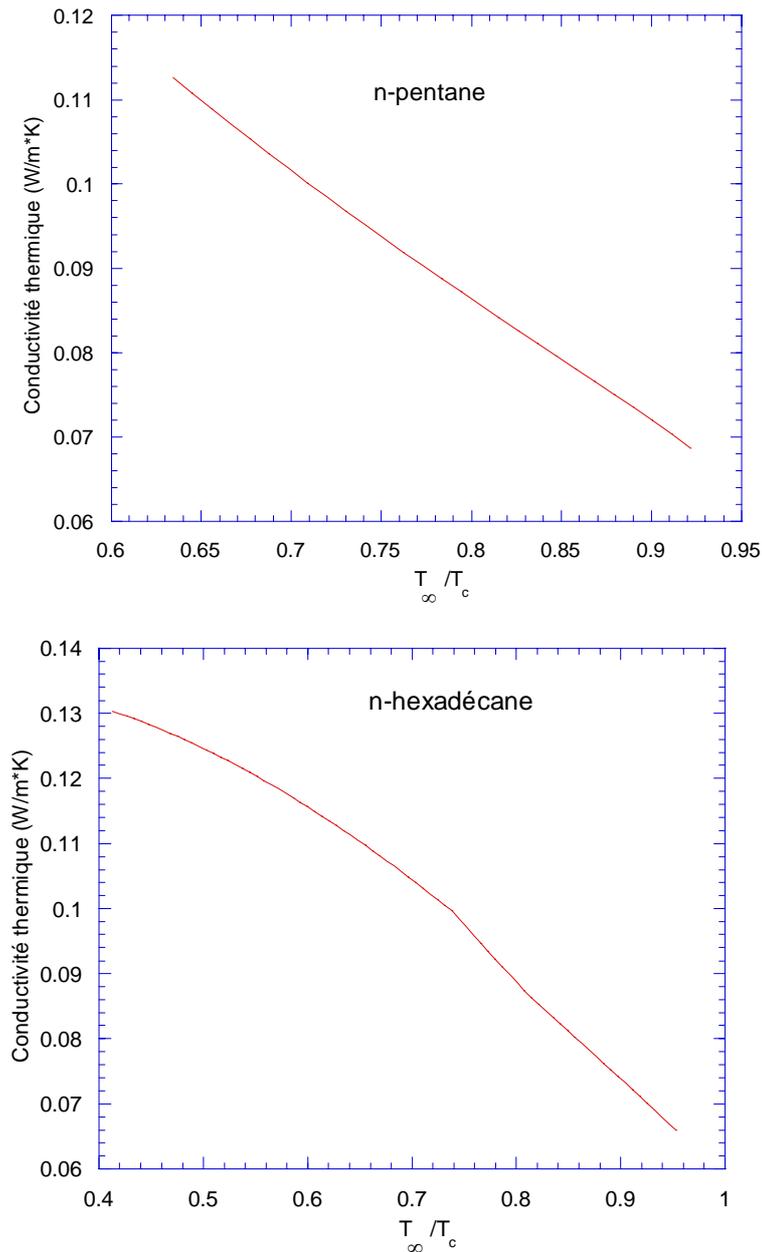


Figure AI-10 : Variation de la conductivité thermique en fonction de la température dans le n-pentane et le n-hexadécane ( $P_{\infty}=1\text{MPa}$ ).

## X. Coefficient de dilatation thermique

La figure AI-11 montre la variation du coefficient de dilatation thermique en fonction de la température pour un isobare  $P_{\infty} = 1 \text{ MPa}$ .

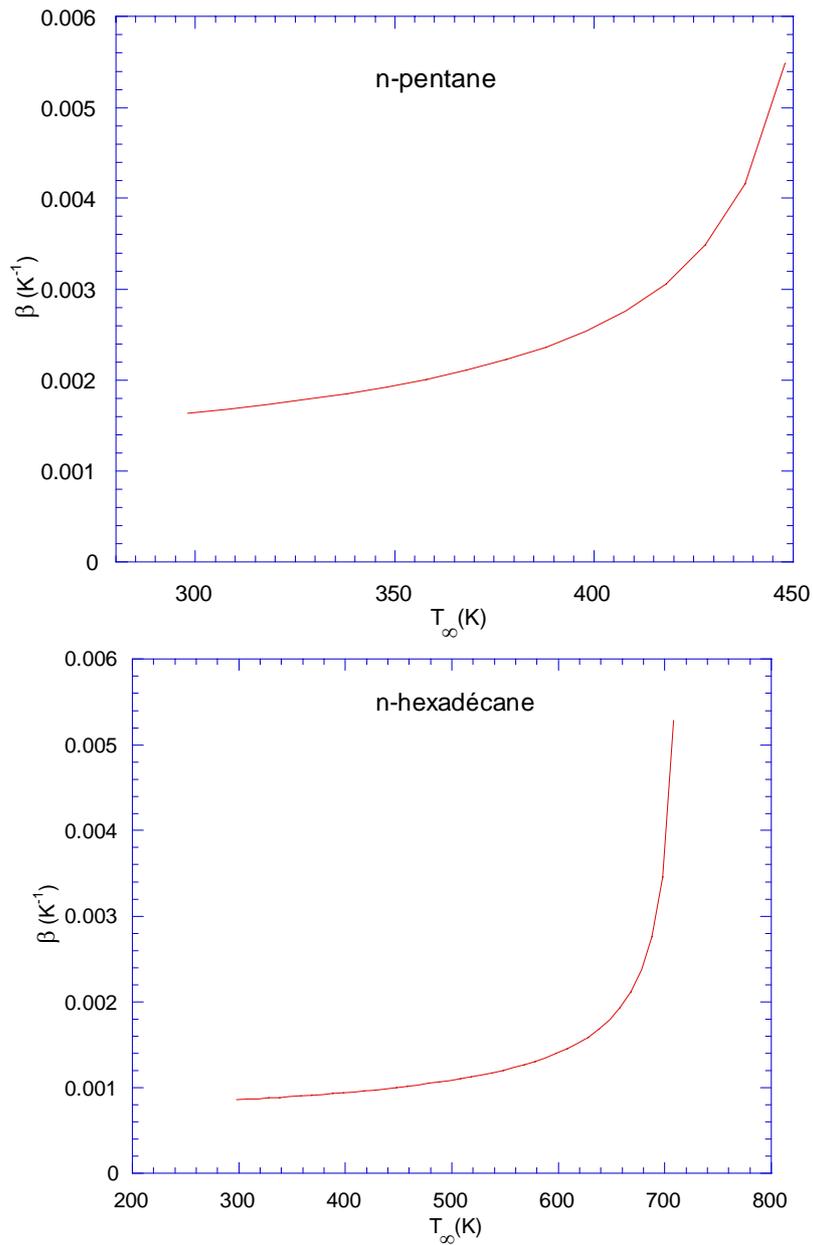


Figure AI-11 : Variation de la coefficient de la dilatation thermique en fonction de la température dans le n-pentane et le n-hexadécane ( $P_\infty=1\text{MPa}$ ).

## **Création de bulles**

### **I. Introduction**

L'étude de la formation de la bulle revêt une importance cruciale dans la compréhension et l'identification des mécanismes d'endommagement qui en résultent. Les chercheurs ont donc essayé de reproduire en laboratoire les conditions d'apparition de la cavitation.

Ainsi, nous présentons les différents dispositifs expérimentaux de création et d'étude de bulles isolées.

### **II. Différentes techniques expérimentales de création et d'étude de bulles isolée**

Au cours du XXe siècle, les expérimentateurs ont rivalisé d'ingéniosité pour développer des techniques permettant de créer et d'étudier la dynamique de bulles de cavitation isolées. La première tâche consiste à mettre au point les dispositifs expérimentaux permettant de générer des bulles isolées de façon reproductible. La seconde consiste à développer les moyens d'observation seuls capables de valider les modèles théoriques. On s'est alors très vite rendu compte que la dynamique des bulles de cavitation était caractérisée par des phénomènes ayant des durées très brèves : entre  $100 \mu s$  et  $1 ms$  selon la taille des bulles. La description de leur phénoménologie nécessite donc des dispositifs incluant des appareils photographiques à déclenchement rapide possédant une vitesse d'obturation très élevée. Cette technologie n'est apparue qu'au cours des années 1940 avec l'inconvénient majeure d'être excessivement coûteuse. Aujourd'hui encore, elle demeure un investissement financier conséquent.

#### **II.1 Génération de bulles**

On peut diviser Les dispositifs expérimentaux de création de bulles isolées en deux catégories:

Les techniques reposant sur le claquage diélectrique du liquide par l'application local et intense d'un champ électrique et celles induisant à des tensions mécaniques excessives dans le liquide que Blake et Gibson [Bla87] qualifient de techniques d'impulsion cinétique

- la technique utilisée par Ellis en 1956 [Ell56] qui consiste à créer une bulle par ébullition sous pression réduite de 10.2 MPa. L'implosion est ensuite provoquée en augmentant la pression ambiante dans le liquide par admission d'air, à pression atmosphérique, à la surface libre. L'intérêt de travailler sous pression réduite est de pouvoir créer des bulles dont le rayon peut atteindre 10 mm et la durée d'implosion environ 10 ms. On imagine alors que les forces de flottabilité doivent jouer un rôle important qui vient parasiter l'étude de l'implosion. Les bulles ainsi créées doivent alors être générées dans une cuve montée sur un dispositif de chute libre.
  
- la technique utilisée par Benjamin et Ellis [Ben66] qui fut ensuite reprise par Gibson et Blake [Gib80]. Une cuve fermée remplie d'eau est souspressurisée à  $4.10^3$  MPa grâce à une pompe à vide. Ensuite, on dégaze l'eau contenue dans la cuve pour qu'elle puisse soutenir de petites tensions sans caviter. Cela est réalisé en aspirant avec la pompe pendant que la cuve est soumise à des vibrations verticales dont l'amplitude est suffisante pour produire de la cavitation. Au bout d'une heure d'un tel traitement, l'eau contenue dans la cuve a acquis une certaine résistance à la tension mécanique. Une microbulle d'hydrogène de rayon approximatif 0,1 mm (qu'on appellerait aujourd'hui germe de cavitation) est générée par électrolyse sur une électrode en platine fixée au fond de la cuve et s'élève par gravité. Lorsque le germe a atteint le centre de la cuve, celle-ci est brusquement mise en chute libre au moyen d'un dispositif de contre poids. Le germe est alors soumis à une forte accélération verticale, bien plus grande que celle de la pesanteur  $g$ , qui engendre une forte dépression dans le liquide : le germe devient alors une bulle qui grossit. Une chute libre de quelques centimètres suffit pour observer l'implosion qui s'en suit. La durée de la phase d'expansion est de l'ordre de celle de la phase d'effondrement :  $\sim 0,005$  s. Le dispositif de chute libre permet d'une part de créer la bulle et d'autre part de s'affranchir de la pesanteur (le rayon maximum a été mesuré à 2,4 cm).

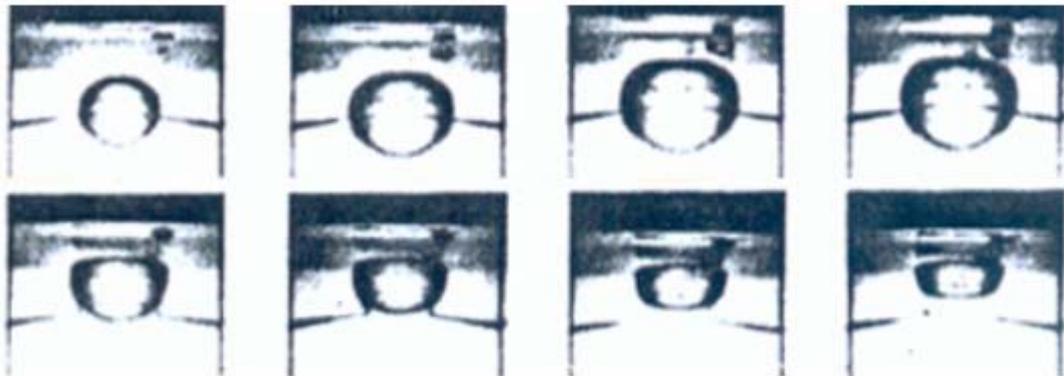
Bien que plus proches du mécanisme réel d'apparition de la cavitation, dans lequel le liquide est momentanément mis en tension, les techniques d'impulsion cinétique souffrent de l'incertitude sur la position de la bulle avant l'application de l'impulsion et de la lourdeur du dispositif de chute libre.

En revanche l'utilisation du claquage diélectrique du liquide permet, de contrôler précisément l'instant initial et la position de la bulle. En plus il présente l'avantage de créer de petites bulles (le rayon maximum ne dépasse par 1,5 mm). Les deux principales techniques sont :

- La cavitation par étincelle consiste à immerger deux électrodes et, en appliquant une haute tension (décharge de condensateurs), à provoquer le claquage diélectrique du volume de liquide situé entre les extrémités des électrodes (Fig. AII-1).

On contrôle ainsi parfaitement la position et l'instant de création de la bulle. Cette technique a notamment été utilisée pour reproduire la formation de cavités par explosions sous marine au cours de la seconde guerre mondiale. Elle possède en outre l'avantage d'être très reproductible puisque la taille de la bulle ainsi produite est directement liée (loi empirique) à l'énergie électrique déposée dans le liquide par la décharge. on parle de technique intrusive.

C'est cette technique intrusive et très reproductible permettant un contrôle précis de l'instant et de la position d'apparition de la bulle que nous avons utilisé dans notre étude.



**Figure AII-1 : séquence de photos de l'expansion et de l'implosion d'une bulle créée par étincelle. Le rayon maximum vaut 19 mm et la distance initiale bulle/paroi 18 mm. D'après [BLA87].**

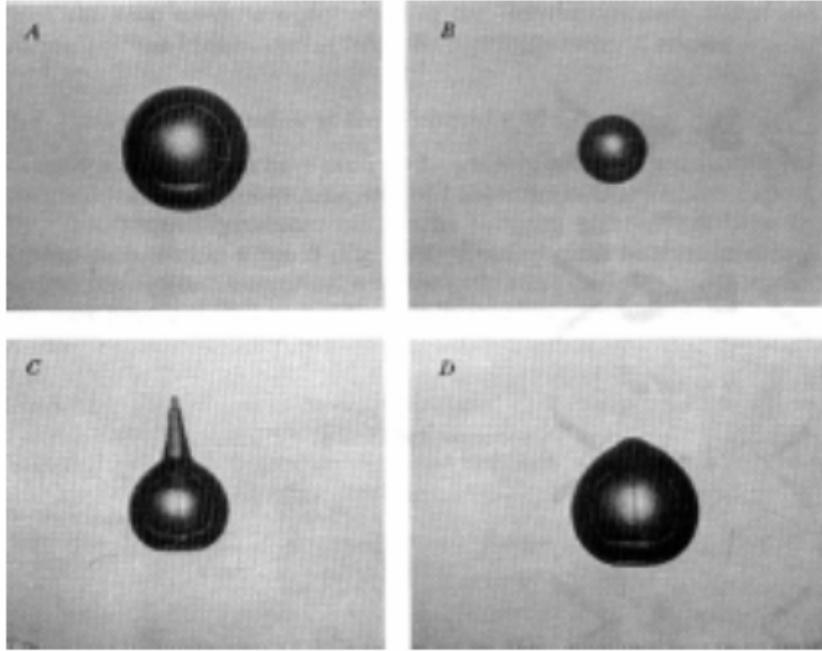
- Au début des années 1970, la cavitation induite par laser ou cavitation optique a été introduite par Lauterborn [Lau71]. Le claquage diélectrique est provoqué par la focalisation d'un rayonnement laser de courte durée dans le liquide. Elle présente tous les avantages de la cavitation par étincelle (contrôle précis de la position et de l'instant d'apparition de la bulle, grande reproductibilité). Et à grâce aux progrès réalisés dans

le domaine des lasers impulsionsnels , cette technique s'est bien développée et s'est imposée comme la technique permettant la plus grande reproductibilité pour l'étude de la dynamique d'une bulle de cavitation isolée et des mécanismes résultant de son interaction avec une paroi solide voisine.

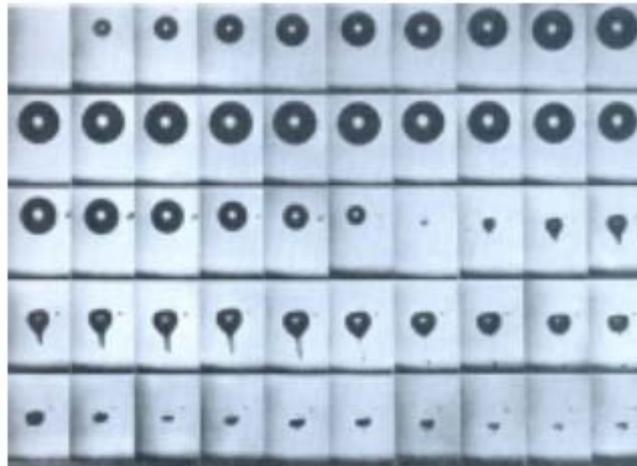
## ***II.2 Développement de la visualisation directe et ultra rapide de bulles***

La première étude publiée utilisant un appareil de cinématographie ultra-rapide date de 1948 [Kna48]. Knapp et Hollender photographièrent (à 20000 images/seconde) des bulles oscillant dans l'écoulement d'eau autour d'un nez d'ogive, dans un tunnel hydrodynamique. Puis, en 1954, Güth [Gut54] innove en construisant un appareil à miroirs rotatifs capable d'enregistrer des séquences d'implosion de bulles à 65000 images/seconde. En combinant l'utilisation de son appareil avec un dispositif de striescopie<sup>1</sup>, il fut le premier à observer les ondes de choc émises en fin d'implosion. En effet, le passage du front d'onde induit un gradient d'indice optique du milieu parfaitement identifiable sur une telle photo. Un pas important fut franchi par Ellis [Ell56] qui construisit un appareil à miroirs rotatifs capable de cadences allant jusqu'à 1 million d'images/seconde grâce à l'utilisation d'un obturateur optoélectronique de Kerr. C'est au milieu des années 1960 qu'apparurent dans la littérature les plus belles photos du micro-jet prises (Fig. AII-2). Et à partir des années 1970, la cavitation optique s'impose progressivement comme le dispositif expérimental de création de bulles isolées grâce notamment aux travaux de Lauterborn et de son équipe à l'université de Göttingen. Les premières photos furent prises au moyen d'un dispositif utilisant un appareil à miroirs rotatifs (Fig. AII-3).

Aujourd'hui, les cadences de prises de vue dépassent les 20 millions d'images/seconde. On peut ainsi prendre plusieurs photos d'un même phénomène séparées par un intervalle de 50 ns.



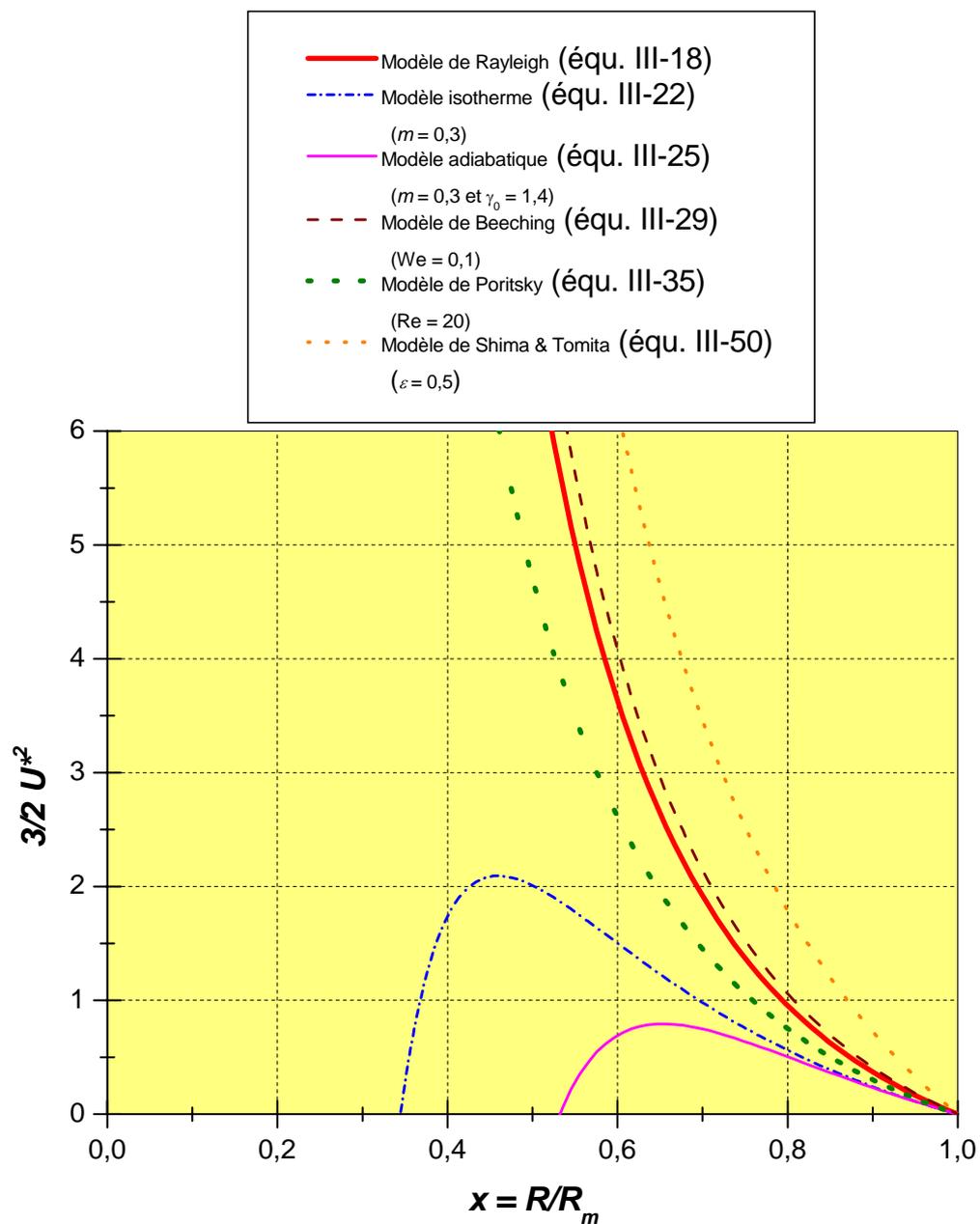
**Figure AII-2 : Photos de l'implosion sphérique (A et B) et du rebond (C et D) d'une bulle de cavitation en milieu infini. Le micro-jet, visible sur les photos C et D, est induit par l'accélération verticale produite par le dispositif de chute libre utilisé. Intervalle entre chaque photo : 2 ms. D'après [Ben66].**



**Figure AII-3 : Séquences de photos de l'expansion et de l'implosion d'une bulle de cavitation optique au voisinage d'une paroi. La distance initiale bulle/paroi vaut 5,3 mm et le rayon maximum 1,9 mm. D'après [Lau85].**

## Vitesse de l'interface pendant l'implosion

La figure ci-dessous montre la variation du terme  $(3/2)U^{*2}$  en fonction de  $x$  dans différents modèles utilisés, afin de bien montrer l'effet de chaque phénomène considéré dans les différents modèles du chapitre III.



## Références bibliographiques

- [Ait96a] F. Aitken, F.M. J. McCluskey & A. Denat, "An energy model for artificially generated bubbles in liquids". J. Fluid. Mech. Vol.327, pp.373-392, 1996.
- [Ait96b] F. Aitken, "Etude des ondes de choc instationnaires en symétrie sphérique pour un fluide Newtonien", Rapport interne LEMD-1996.
- [Ait98a] F. Aitken, "Modélisation des phénomènes induits par une injection fortement localisée d'énergie dans un liquide", Thèse, Institut national polytechnique de Grenoble, 1998.
- [Ait98b] F. Aitken, F. Jomni and A. Denat, "Bubble formation by a corona discharge in dielectric liquids", in Proc. 3<sup>rd</sup> Int. Symposium on Cavitation, Apr. 7-10, Grenoble, Vol. 1, pp. 45-50, Ed. J. M. Michel and H. Kato, 1998.
- [Akm74] A.G. Akmanov et al, Soviet. Phys. Acoust., Vol. 19, (417), 1974.
- [Alo89] A. P. Alloncle, "Etude expérimentale des comportements collectifs de bulles de cavitation générées par laser", Thèse de Doctorat, Université d'Aix-Marseille II, 1989.
- [Alo93] A. P. Alloncle, D. Dufresne and M. Autric 1993, "Visualisation of laser-induced vapor bubbles and pressure waves". Proceedings of an IUATM Symposium, Birmingham, U.K., 6-9 september 1993.
- [Aro48] A.B. Arons & D.R. Yennie, "Energy Partition in Underwater Explosion Phenomena", Rev. Mod. Phys. Vol. 20(3), pp. 519-536, 1948.
- [Atr76] V. M. Atrazhev, I. T. Iakubov and V. M. Roldughin, "The Townsend coefficient of ionization in dense gases and fluids", J. Phys. D, Vol 9, pp 1735-1742, 1976.
- [Bad41] E. Badareu et M. Valeriu, "Die Townsend'schen Ionisierungszahlen im Benzoldampf" Bul. Soc. Roum. Phys., Vol. 42, pp. 9-28, 1941.
- [Bad42] E. Badareu et M. Valeriu, "Die Townsend'schen Ionisationskoeffizienten in einigen Kohlenwasserstoffdämpfen", Bul. Soc. Roum. Phys., Vol. 43, pp. 35-40, 1942.
- [Bas79] S. Basak et M.H Cohen, Phys. Rev. B, Vol. 20 (1979) 3404.
- [Bee42] R. Beeching "Resistance to Cavitation erosion" Trans. Instn. Engrs. Shipb. Scot., Vol. 85, pp. 210-276, 1942.
- [Ben66] Benjamin and Ellis, "The collapse of cavitation bubbles and the pressure thereby produced against solid boundaries", Philosophical Transaction of the Royal Society of London, A 260 pp. 221-240, 1966.

- [Bei81] E.V. Beirak “*Etude de la recondensation d’une bulle diphasique chaud se détendant dans son liquide froid en présence ou non de gaz incondensables*”Thèse de l’université scientifique et médicale et l’institut national polytechnique de Grenoble, 1981.
- [Ber83] N. Berger, "Technical information", Ugilec C101, prodelec, septembre 1983.
- [Ber95] C. E. Brennen. “*Cavitation and bubble dynamics*”, Oxford University Press, 1995.
- [Bla87] Blake and Gibson, “*Cavitation bubbles near boundaries*”, Annual Review of Fluid Mechanics, Vol.19, pp.99-123, 1987.
- [Bon91] N. Bonifaci et A. Denat, "Spectral analysis of light emitted by prebreakdown phenomena in non-polar liquids and gases", IEEE Trans.on Elec. Insul., EI 26, N° 4, pp. 610-614, 1991.
- [Bon92] N. Bonifaci, "Analyse spectrale de la lumière émise dans les diélectriques liquides sous champ électrique intense", Thèse de l'UJF-Grenoble I, Grenoble 1992.
- [Bon94] N. Bonifaci, A. Denat & Atrazhev V.M., “*Work Functions for a HV Cathode in Nonpolar Liquids*”, IEEE Trans. on Diel. and Elect. Ins Vol. 1(4) pp. 657-662, 1994.
- [Bri47] R. Stuart, Brinkley and John G. Kirkwood, “*Theory of the Propagation of Shock Waves*”, Phys. Rev. Vol. 71(9) pp. 606-611, 1947.
- [Bri50] L. J. Briges, J. App. Phy. Vol. 21 (5), pp. 721, 1950.
- [Bro94] M. Brouche, " *Conduction électrique dans les hydrocarbures aromatiques sous champ intense*", Thèse de doctorat, Grenoble, 1994.
- [Buz71] A. Buzukov, V. Teslenko, Soviet. Phys. J.E.T.P. Lett., Vol. 14, (189) 1971.
- [Car47] H. S. Carslow and J.C. Jaeger, “*Conduction of heat in solid*”, Oxford Univers. Press, London, 1947.
- [Cav95] J.P. Franc et al, “*La Cavitation*”, Presses Universitaires de Grenoble, 1995.
- [Cha65] W.G. Chadband & G.T. Wright, "Aprè-breakdown phenomenon in the liquid dielectric hexane", Brit. J. Appl. Phys., Vol. 16, pp 305-313, 1965.
- [Chi73] D.R. Childs, "Exact solution of the non-linear differential equation  $R\ddot{R} + 3/2 \dot{R}^2 - AR^{-4} + B = 0$ ", Int. J. Non-linear Mechanics, Vol. 8, pp. 371-379, 1973.
- [Coe71] R. Coelho and J. Debeau, "Properties of the tip-plane configuration", J. Phys. D : Appl. Phys., Vol. 4, pp 1266-1280, 1971.
- [Col47] R. H. Cole and J. S. Coles, “*Propagation of spherical shock waves in water*”, Phys. Rev., Vol. 71, pp. 128-129, 1947.
- [Col48] R. H. Cole, “*Underwater Explosions*”, Princeton University Press, Princeton, NJ, 1948.

- [Col65] R. H. Cole, "*Underwater Explosions*", Dover Publ., New York, 1965.
- [Coo63] M.A Cook and L.A. Rogers, "Compressibility of solids and liquids at high pressures", J. Appl. Phys., Vol. 34 N° 8, pp. 2330-2336, 1963.
- [Cow70] M. Cowperthwaite and R. Shaw, " *$C_v(T)$  equation of state for liquids, Calculation of the shock temperature of carbon tetrachloride, nitromethane, and water in the 100 kbar region*", J. Chem. Phys. Vol 53, pp. 555-560, 1970.
- [Deb96] P. G. Debendetti, "*Metastable liquids: Concepts and Principles*", Princeton University Press, 1996.
- [Dar83] J. S. Darrozes and G. L. Chahine, "*Les recherches sur le phénomène de cavitation effectuées à l'e. n. s. t. a*", Sciences et Techniques de l'Armement, Vol. 57 (1<sup>er</sup> Fasc.), 1983.
- [Den87] A. Denat, J. P. Gosse et B. Gosse, Rev. Phys. Appl., 22, p 1103, 1987.
- [Den88] A. Denat, J. P. Gosse et B. Gosse, "*Electrical Conduction of Purified Cyclohexane in a divergent Electric Field*", IEEE Trans. Electr. Insul., 23, pp 545-554, 1988.
- [Den89] A. Denat, M. Haidara, R. Kattan et N. Bonifaci. "*Phénomènes prédisruptifs dans les hydrocarbures liquides et les gaz comprimés*" Journées d'études de la société des électriciens et électroniciens sur les isolants électriques. Paris. Nov. 1989.
- [Der74] S. E. Derenzo, T. E. Mast, H. Zaklad and R. A. Muller, "*Electron avalanche in liquid xenon*", Phys. Rev. A, Vol. 9 (6), pp 2582-2591, 1974.
- [Dot78] K. Dotoku, H. Yamaha, S. Sakamoto, S. Nodo et H. Yoshimada, "*Field emission into nonpolar organic liquids*", J. Chem. Phys., Vol 69, p1121, 1978.
- [Du46] J. W. M. DuMond, E. R. Cohen, W. K. H. Panofsky and E. Deedse, "*Determination of the waves forms and laws of propagation and dissipation of ballistic shock waves*", J. Acoust. Soc. Am., Vol. 18(1), pp. 97-118, 1946.
- [Duf78] D. Dufresne, "*Contribution à l'étude du développement d'une colonne de plasma créé par laser*", Doctorat es-Science mathématiques, Institut de mécanique des fluides de marseille, Université d'Aix- Marseille II, Mars 1978.
- [Duv63] G. E. Duvall and G. R. Fowles, "*Shock waves, in: R. S. Bradley*", ed., High Pressure Physics and chemistry, Academic Press; New York pp. 209-291, 1963.
- [Ell56] Ellis, "*Techniques for pressure measurements and high speed photography in ultrasonic cavitation*", Cavitation in hydrodynamics, paper 8, pp. 1-32 (H.M.S.O. London, 1956).
- [Eis64] W. Eisenmenger, "*Experimetelle bestimmung der stossfrontdicke aus dem akustischen Frequenzspektrum elektromagnetisch erzeugter stosswellen in in flussigkeiten bei einem stossdruckbereich von 10 atm bis 100 atm*", Acustica. Vol. 14, pp. 187-204, 1964.

- [Eyr28]** C. F. Eyring, S. S. MacKeown and R.A. Millikan, "*Fields Currents From Points*", Phys. Rev., Vol. 31, pp 900-909, 1928.
- [Fel85]** N. Felici, IEEE Trans. on Elec. Insul., EI 20, pp. 233, 1985.
- [Flo55]** W. M. Flook and D. F. Hornig, "*Experimental determination of the thickness of weak shock fronts in liquids*" J. Chem. Phys. Vol. 23, pp. 816-821, 1955.
- [Flo65]** L.W. Florschuetz et B.T. Chao, "*On the Mechanics of Vapor Bubble Collapse*", J. Heat Transfer, Trans. ASME, Vol. 87, Series C, No 2, pp. 209-220, 1965.
- [Fly64]** H. G. Flynn, "*Physics of acoustic cavitation in liquids*", Physical Acoustics (W.P.Mason, ed.), Vol. 1 B, Academic Press, New York , 1964.
- [Fow28]** R. H. Fowler and L. Nordheim, "*Electron Emission in Intense Electric Fields*", Proc. Roy. Soc. London Vol. A119, pp 173-181, 1928.
- [Fra95]** J. P. Franc, F. Avellan, B. Belhadji, J. Y. Billard, L. Briançon-Marjollet, D. Fréchou, D. H. Fruman, A. Karimi, J. L. Kueny et J. M. Michel, "*La cavitation : Mécanismes physiques et aspect industriels*", Collection Grenoble Science. ISBN 2.7061.0605.0, 1995.
- [Fre85]** N. Gee, et Freeman, G. R. "*Ion and electron mobilities in cryogenic liquids : Argon, Nitrogen, Methane and Ethane*", J. Appl. Phys., Vol. 57, 1985, pp 1097-1101.
- [Fuj80]** S. Fujikawa, et T. Akamatsu, 1980, "*Effects of non-equilibrium condensation of vapor on the pressure wave produced by the collapse of a bubble in a liquid*", J.Fluid.Mech. Vol. 97, Part 3 pp. 481-512.
- [Gib80]** Gibson and Blake, "*Growth and collapse of cavitation bubbles near flexible boundaries*", Proceeding of the 7th Australian Conference on Hydraulic and Fluid Mechanics, pp. 283-286 1980.
- [Gil52]** F. R. Gilmore "*The growth or collapse of spherical bubble in viscous compressible liquid*". Proc. 1952 Heat Transfer and Fluid Mech. Inst. Pp. 53-64. Stanford University Press.
- [Gio87]** Giovanneschi Testud, "*Contribution à l'étude de la cavitation à bulles isolées initiées par un rayonnement laser de grande intensité*", Thèse d'état, Université d'Aix-MarseilleII, octobre 1987.
- [Gut54]** Güth, "*Kinematographische Aufnahmen von wasserdampfblasen*", Acustica, Vol. 4, pp. 445-455, 1954.
- [Hai88]** M. Haidara, "*Impulsions de Trichel dans le cyclohexane liquide et les gaz comprimés*", Thèse de l'UJF-Grenoble I, Grenoble 1988.
- [Hai91]** M. Haidara et A. Denat, "*Electron Multiplication in liquid cyclohexane and propane*", IEEE Trans. Electr. Insul., Vol. 26 No4, 1991, pp 592-597.

- [Hal69a]** B. Halpern and Gomer R., "*Field emission in liquids*", J. Chem. Phys., Vol. 51 (3), pp 1031-1046, 1969.
- [Hal69b]** B. Halpern and R. Gomer, "*Field ionisation in liquids*", J. Chem. Phys., Vol. 51 (3), pp 1047-1056, 1969.
- [Han93]** C. Hantouche et D. Fortuné, "*Digital measurements of partial discharges in full-sized power capacitors*", IEEE Trans EI. vol 28 N°6, pp. 1025-1032, December 1993.
- [Hen82]** W. Hentschel et W. Lauterborn, "*Acoustic emission of single laser-produced cavitation bubbles and their dynamics*", Appl.Scient.Res. 38, pp225-230, 1982.
- [Hao99]** Y. Hao and A. Prosperetti, "The dynamics of vapour bubbles in acoustic pressure fields", Physics of fluids, Vol. 11, N°8, pp. 2008-2019, 1999.
- [Hic64]** R. Hickling et M.S. Plesset, "*Collapse and rebound of a spherical bubble in water*". Physics of Fluids, Vol. 7, pp. 7-14, 1964.
- [Hil98]** S. Hilgenfeldt, M. P. Brenner, S. Grossmann and D. Lohse, "*Analysis of rayleigh-plesset dynamics for sonoluminescing bubbles*", Journal of Fluid Mechanics, 1998.
- [Iva65]** R.D. Ivany et F.G. Hammitt, "*Cavitation bubble collapse in viscous compressible liquids - Numerical analysis*", Journal of Basic Engineering, Transactions of the ASME, December 1965, pp. 977-985, 1965.
- [Iss97]** J. C. Isselin, A. P. Alloncle, D. Dufresne and M. Autric, "*Comportement d'une bulle de cavitation à proximité d'une paroi solide*", La houille Blanche, N° 6, pp. 29-33, 1997.
- [Jom97]** F. Jomni, "*Etude des phénomènes hydrodynamiques engendrés dans les liquides diélectriques par un champs électrique très intense,*" Thèse, Université Joseph Fourier, Grenoble 1, 1997.
- [Jom00]** F. Jomni, F.Aitken and A.Denat, "*Experimental investigation of transient pressure wavesn produced in dielectric liquid*", J. Acous. Soc. Am., Vol. 107, n° 3, pp. 1203-1211, March 2000.
- [Kat89]** R. Kattan, A. Denat, and O. Lesaint, "*Generation, growth, and collapse of vapor bubbles in hydrocarbon liquids under a high divergent electric field*", J.Appl. Phys. Vol. 66, n° 9 pp. 4062-4066, 1989.
- [Kat90]** R. Kattan, "*Etude de la formation et de la dynamique de bulles dans les hydrocarbures liquides générées par les impulsions de courant en champ électrique intense*", Thèse de l'Université Joseph Fourier - Grenoble I, Grenoble 1990.
- [Kel56]** J. B. Keller and I. I. Kolodner, "*Dommmage of underwater explosion bubble oscillations,*" J. Appl. Phys. 27, 1152 , 1956.

- [**Kel65**] L. V. Keldysh, “*Ionization in the field of a strong electromagnetic field*”, Sov. Phys. JETP 20, pp. 1307-1314, 1965.
- [**Kir42**] J. G. Kirkwood & H A. Bethe, “*The pressure wave produced by an underwater explosion*”, OSRD Rep. N°588, 1942.
- [**Kna48**] Knapp and Hollander, “*Laboratory investigations of the mechanism of cavitation*”, Transcription of American Society of Mechanical Engineering, Vol. 70 pp. 419-435, 1948.
- [**Kra66**] Z. Krasucki, “*Breakdown of liquid dielectrics*”, Proc. Roy. Soc. A 294, pp. 393-404, 1966.
- [**Lan89**] L. Landau and E. Lifchitz, “*Mécanique des fluides. Physique théorique*”, Tome 6, éd. Librairie du globe, édition Mir, 1989.
- [**Lau71**] W. Lauterborn, “*Bubble generation by giant laser pulses and resonance curves of gas bubbles*”, Proceeding of an IUTAM symposium, Leningrad, June 22-26, pp. 267-275 (Nauka Publishing House, Moscow 1973, 1971).
- [**Lau74**] W. Lauterborn, “*Kavitation durch Laselicht*”, Acustica, Vol. 31 N° 2, pp. 51-78, 1974.
- [**Lau75**] W. Lauterborn and H. Bolle, “*Experimental investigations of cavitation-bubble collapse in the neighbourhood of a solid boundary*”, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 72, n° 2, pp. 391-399, 1975.
- [**Lau85**] W. Lauterborn and Hentschel, “*Cavitation bubble dynamics studied by high speed photography and holography : part one*”, Ultrasonics, pp. 260-268, 1985.
- [**Les87**] O.Lesaint; “*Claquage et préclaquage dans l'huile minérale sous tension alternative*”, Thèse de doctorat de l'INPG, Grenoble, Février 1987.
- [**Lev68**] Yu. L. Levkovskii & V. P. IL'in 1968 “*Effect of surface tension and viscosity on the collapse of a cavitation bubble*” Inz.Fizich. Zhur. Vol. 14 N° 5, pp. 903-908.
- [**Lew59**] J. J . Lewis, “*The electric strength and high-field conductivity of dielectrics*”, vol.1, Heywood. London, 1959.
- [**Mac94**] F. M. J. McCluskey and A. Denat, “*Bubble Formation in Synthetic Insulating Liquids in a Pulsed Divergent Electric Field*”, IEEE Trans.on Elec. Insul., Vol.1, N° 4, pp 672-679 , 1994.
- [**Mor85**] R. Morrow, “*Theory of negative corona in oxygen*”, Phys. Rev. A, Vol. 32 (3), pp. 1799-1809, 1985.
- [**Mül87**] M. Müller, “*Stosswellenfokussierung in Wasser*”, PhD. thesis, Rheinisch-Westfälisch Technische Hochschule, Aachen, 1987.

- [Nie93] M. H. Niemz, T. P. Hoppeler, T. Juhasz, and J. F. Bille, “*Intrastromal ablations for refractive corneal surgery using picosecond infrared laser pulses*”, *Laser light ophthalmol.* Vol. 5, pp. 149-155, 1993.
- [NIST] <http://webbook.nist.gov/chemistry/fluid/>.
- [Nig81] R. I. Nigmatulin, N. S. Khabeev, F. B. Nagiev, “*Dynamics, heat and mass transfer of vapour-gas bubbles in a liquid*”, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 24 N° 6, pp. 1033-1044, 1981.
- [Noa96] J. Noak et A. Vogel, “*Streak-photographic investigation of shock wave emission after laser-induced plasma formation in water*”, *Laser-Tissue Interactions IV. SPIE Proc.2391A*, pp. 284-293, 1995.
- [Noa98] J. Noak & A. Vogel, “*Single-shot spatially resolved characterization of laser-induced shock waves in water*”, *Appl. Opt.* Vol. 37, pp. 4092-2099, 1998.
- [Nol50] B. E. Noltingk. and E. A. Neppiras, “*Cavitation produced by ultrasonics*”, *Proc. Phys. Soc. (London) B63* (1950).
- [Nur97] M. Nur “*Etude des décharges couronne dans l’argon et l’azote très purs: transport des charges, spectroscopie et influence de la densité*”, Thèse université Gadjra Mada Yogyakarta, Indonésie, 1997.
- [Oli92] S. Oliveri, R. Kattan, and A. Denat, “*Numerical study of single-vapor-bubble dynamics liquids initiated by electrical current pulses*” *J. Appl. Phys.* 71 (1) pp. 108-112, 1992.
- [Pat89] A. P. Alloncle, “*Etude expérimentale des comportements collectifs de bulles de cavitation générées par laser*”, Thèse de Doctorat, Université d’Aix-Marseille II. 1989.
- [Ple48] M. S. Plesset, “*Dynamics of cavitation bubbles*”, *Transactions of the ASME*, Vol. 16, pp. 228-231, 1948.
- [Ple52] M.S. Plesset and S.A. Zwick, “*A nonsteady heat diffusion problem with spherical symmetry*” *J. App.phys.* Vol. 23 pp.95-98, 1952.
- [Ple54] M.S. Plesset and S.A. Zwick, “*The growth of vapour bubbles in superheated liquids*”*J.App.phys.* Vol 25 pp.493-500, 1954.
- [Por52] H. Poritsky, “*The collapse or growth of a spherical bubble or cavity in a viscous fluid*”, *Proc. First U.S. National Congress of applied Mechanics (ASME)*, pp. 813-821, 1952.
- [Pir78] A. N. Pirri, R. G. Root et P. K. S. Wu, “*Plasma energy transfer to metal surfaces irradiated by pulsed lasers*”, *A. I. A. A. Journal*, Vol. 16, n° 12, pp. 1296-1304, Décembre 1978.

- [Pro86] A. Properetti, A. Lezzi, “Bubble dynamics in a compressible liquid. Part1. First-order theory,” J. Fluid Mech. 185, 289, 1986.
- [Pro78] A. Prosperetti and M. S. Plesset, “vapour-bubble growth in a superheated liquid” J. Fluid. Mech. Vol 85 pp. 349-368, 1978.
- [Pro88] A. Properetti, L. A. Crum, and K. W. Commander, “Nonlinear bubble dynamics,” J. Acoust. Soc. Am. 83, 502, 1988.
- [Pro91] A. Properetti, “The thermal behaviour of oscillating gas bubbles,” J. Fluid Mech. 222, 587, 1991.
- [Rai66] Yu. P. Raizer, “Breakdown and heating of gases under the influence of a laser beam”, Soviet Physics Uspekhi, Mars/avril, Vol. 8, n° 5, pp. 650-673, 1966.
- [Ray17] Lord Rayleigh, “On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity”, Phil. Mag., Vol 34, pp. 94-98, 1917.
- [Rei87] R.C. Reid, J.M. Pransnitz et B.E. Poling, "In the Properties of Gases and Liquids", Mc Graw-Hill, New York, 1987.
- [Rid88] S. Ridah, “Shock waves in water”, J. Appl. Phys. Vol. 64, pp.152-158, 1988.
- [Rog77] P. H. Rogers, “weak-shock solution for underwater explosive shock waves”, J. Acoust. Soc. Am. Vol. 62, pp. 1412-1419, 1977.
- [Sch71a] W. F. Schmidt, W. Schnabel, Z. Naturforsch, “Electron injection into dielectric liquids by field emission”, Ges. Phys. Chem., Vol. 26a, pp. 169-170, 1971.
- [Sch71b] W. F. Schmidt, W. Schnabel, Ber. Busen, “Electron injection into dielectric liquids by field emission” Ges. Phys. Chem., Vol. 75, pp. 654-658, 1971.
- [Sch84] W. F. Schmidt, "Electronic conduction processes in dielectric liquids", IEEE Trans. Elect. Insul., Vol. 19 (5), pp 389-416, 1984.
- [Sha62] A. H. Sharbaugh and P. K. Watson, "Conduction and breakdown in liquids dielectrics", Vol. 4, 1962 Heywood. London.
- [Shi75] A. Shima & Y. Tomita, “ On the Impulse Pressure Accompanying Spherical Bubble Collapse in Liquids”, Rep. Inst. Speed Mech., Vol. 31 N° 28, pp. 97-135, 1975.
- [Shi80] Akira Shima & Tokuichi Fujiwara, “The collapse of bubbles in compressible hydraulic oils”, J. Acoust. Soc. Am. Vol. 68 (5) pp. 1509-1515, 1980.
- [Sho88] H. Shoeffmann & H. Schmidth-Kloiber et Reichel E., "Time-resolved investigations of laser-induced shock waves in water by use of polyvinylidene fluoride hydrophones" J. Appl. Phys. 63 (1), pp. 46-51, 1988.
- [Shu52] S.S. Shu, “Note on the collapse of a spherical cavity in a viscous incompressible fluid”, Proc. First U.S. National Congress of applied Mechanics (ASME), pp. 823-825, 1952.

- [**Sig86**] R.S. Sigmond, "*The unipolar corona space charge flow problem*", J. Electro, Vol. 18, pp 249-272, 1986.
- [**Sul84**] B. Sullivan et A. C. Tam, "*Profile of laser-produced acoustic pulse in a liquid*", J. Acoust. Soc. Am., 75, pp.437-441, 1984.
- [**Tay50**] S. G. Taylor "*The formation of a blast wave by a very intense explosion*", Proc. Roy. Soc. A, Vol. 201, pp. 159-186, 1950.
- [**Tes77**] V.S. Teslenko., "*Investigation of photoacoustic and photohydrodynamic parameters of laser breakdown in liquids,*" Sov. J. Quantum Electron., Vol. 7, n° 8, pp. 981-984, 1977.
- [**Tob86**] R. Tobazéon, "*Préclaquage et claquage*", Techniques de l'ingénieur, D226, 1986.
- [**Van81**] H. C. Van de Hulst, "*Light scattering by small particles*", Dover Publication, Inc. New York 1981.
- [**Van66**] A. G. J. Van OOSTROM, "*Validity of the fowler-nordheim model electron emission*", Phillips Res. Rep. Suppl. 1, pp. 1-102, 1966.
- [**Vàz98**] A. Vázquez and al. "*A new EHD turbulent stream in dense fluid argon*" Int. Workshop on Electrical conduction, convection and breakdown in fluides, 97-101, 1998.
- [**Vig86**] P. Vigliano, "*Etude expérimentale et numérique sur la propagation à travers l'atmosphère de faisceaux laser CO<sub>2</sub> impulsionnels de grande énergie*, Doctorat es-Science (Mécanique), Institut de Mécanique des Fluides de Marseille, Université d'Aix-Marseille II, Février 1986.
- [**Vok86**] K. Vokuka "*Comparaison of Rayleigh's, Herring's and Gilmore's models of gaz bubbles*". Acustica. Vol. 59 pp. 214-219. 1986.
- [**Von65**] A. Von engel, "*Ionised gases*", Clarendon press, Berkeley, californie, etats-unis, 1965.
- [**Vog88**] A. Vogel et W. Lauterborn, "*Acoustic transient generation by laser-produced cavitation bubbles near solid boundaries*", J. Acoust. Soc. Am., 84, pp.719-731, 1988.
- [**Vog96a**] A. Vogel, S. Busch, and U. Parlitz, "*Shock wave emission and cavitation bubble generation by picosecond and nanoseconde optical breakdown un water*", J. Acoust. Soc. Am. 100, pp. 148-165, 1996.
- [**Vog98c**] A. Vogel and J. Noack, "*Shock wave energy and acoustic energy dissipation after laser-induced breakdown*", S. Jacques, ed., Laser Tissue Interactions IX, SPIE Proc. 3245, pp. 180-189, 1998.
- [**Vog01**] A. Vogel, "*Optical breakdown in water and ocular media, and use for intraocular photodisruption*", Shaker Verlag, Aachen 2001.

- [Wat70] R. T. Waters, T. E. S. Rickard and W. B. Stark, "*The structure of the impulse corona in rod-plane gapI. The positive corona*", Proc. Roy. Soc. London, A 315, pp. 1-25, 1970.
- [Wat88] Pk.Watson, WG Chadband, "*The dynamics of pre-breakdown cavities in viscous liquids*", IEEE Trans.Elec.Ins.,Vol. 23, pp. 729-738, 1988.
- [Wat91] P. K. Watson, W. G Chadband & M.S.Araghi, " *The role of electrostatic and hydrodynamic forces in the negative-point breakdown of liquid dielectrics*", IEEE Trans.Elec.Ins.Vol. 26, pp. 543-559, 1991.
- [Zab60] Zababakhin. E.I., "*The collapse of bubbles in a viscous liquid*", PMM Vol. 24 N° 6, pp. 1129-1131, 1960.
- [Zel66] Y. B. Zeldovich and Y. P. Raizer, "*Physics of shock waves and high temperature hydrodynamic phenomena*", Academic Press, New York and London, Vols. I and II, 1966.

## RESUME :

L'expérience montre que tout liquide isolant soumis à une tension croissante est traversé par un courant qui croît fortement avec la tension jusqu'au claquage. Pour un liquide isolant, le claquage est un phénomène destructif qui dégrade de façon irrémédiable sa tenue diélectrique, c'est-à-dire que celui-ci ne pourra plus tenir le même niveau de tension. Ce phénomène est la cause de la plupart des défaillances du matériel électrique.

Le but de cette étude est de comprendre la formation d'une bulle suite à une micro-décharge électrique dans un vaste domaine de pression (pression inférieure et largement supérieure à la pression critique du fluide) et pour différentes températures ( $T_{\infty} < T_c$ ).

Cette étude permet de conclure que la bulle atteint, pour  $R=R_m$ , un équilibre thermodynamique local défini par la courbe de pression de vapeur saturante lorsque  $P_{\infty} < P_c$  et par son prolongement déduit du maximum du  $C_p$  pour  $P_{\infty} > P_c$ . Cette analyse conduit à proposer un modèle thermodynamique semi-empirique permettant de calculer le rayon maximum de la bulle quelle que soit la pression  $P_{\infty}$  appliquée sur le liquide, à partir de la connaissance uniquement de l'énergie injectée et des propriétés thermodynamique du liquide.

L'analyse de l'énergie potentielle de la bulle au cours ses deux premiers cycles montre que, le phénomène le plus probable qui devrait être pris en compte dans le calcul correct de l'énergie perdue entre les deux premières cycles de la bulle, est le flux de matière échangée à l'interface qui devrait conduire à une perte de masse et donc à une variation de la masse volumique du milieu fluide à l'intérieur de la bulle en fonction du temps.

## ABSTRACT :

The experiment shows that any insulating liquid subjected to an increasing tension is crossed by a current which strongly grows with the tension until breakdown. For a insulating liquid, breakdown is a destructive phenomenon which degrades in an irremediable way its dielectric behavior, i.e. this one will not be able to hold the same level of tension any more. This phenomenon is the cause of the majority of the failures of the electric material.

The aim of this study is to propose a plausible physical model to explain the formation of a bubble following an electric micro-discharge in a large field of pressure (pressure lower and largely higher than the critical pressure of the fluid) and for various temperatures.

This study makes it possible to conclude that the bubble reached, for  $R=R_m$  a local thermodynamic balance defined by the curve of vapor pressure saturating for  $P_{\infty} < P_c$  and by its prolongation deduced from the maximum of  $C_p$  for  $P_{\infty} > P_c$ . This analysis results in proposing a semi-empirical thermodynamic model making it possible to calculate the maximum radius of the bubble whatever the pressure  $P_{\infty}$  applied to the liquid, from the knowledge only of energy injected and the properties thermodynamics of the liquid.

The analysis of the potential energy of the bubble between the first two cycles shows that, the most probable phenomenon which should be taken into account in the correct calculation of the energy lost between the first two cycles of the bubble, is the matter flow exchanged with the interface which should lead to a loss of mass and thus to a variation of the density of the fluid environment inside the bubble as function of time.

## MOTS-CLES:

Décharges dans les liquides  
Transition de phase  
Onde de choc

Liquides diélectriques  
Préclaquage  
Claquage laser